



# ФИЗИКА

УДК 537.86+621.317

## ОБНАРУЖЕНИЕ ОБЪЕКТОВ В МНОГОСЛОЙНОЙ СРЕДЕ МЕТОДОМ ВОЛНОВОДНОГО ЗОНДА

М.В. Давидович

Саратовский государственный университет,  
кафедра радиотехники и электродинамики  
E-mail: DavidovichMV@info.sgu.ru

Сформулированы интегральные уравнения для волноводного зонда, открытого в многослойную плоскостойкую среду с неоднородностью, и рассмотрены постановки задач ее обнаружения. На основе вычисления изменения коэффициента отражения исследована возможность локации неоднородности методом поперечного сканирования. Среда и неоднородность в виде локального изменения диэлектрической проницаемости в слое моделируют биологическую ткань.

**Ключевые слова:** обратная задача рассеяния; интегральное уравнение; функция Грина; теория обнаружения; диэлектрическая проницаемость; гипертермия.

### Disclosure of Objects in Multilayered Media by Waveguide Probe

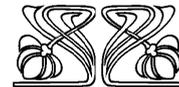
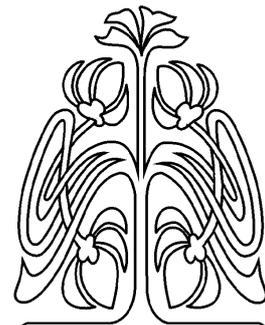
M.V. Davidovich

The coupled (combined) volume-surface integral equations for waveguide probe terminated into multilayered medium with magnetodielectric or metallic body have been considered and derived. The inverse problem of body disclosure has been formulated and the possibility of cancer detection in the biological tissue has been theoretically investigated and validated using the scanning of probe.

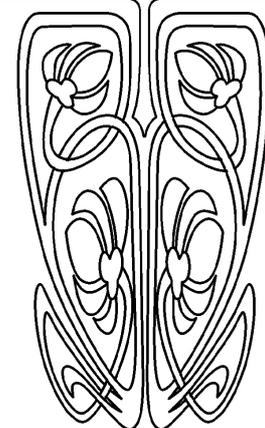
**Key words:** inverse dispersion problem; integral equation; Green function; detection theory; permittivity; hyperthermia.

### Введение

Излучение ВЧ и СВЧ диапазонов традиционно используется для определения (контроля) параметров биологических тканей и гипертермии злокачественных опухолей, причем применяются достаточно разнообразные ближнепольные аппликаторные антенны [1], включая полосковые, петлевые, щелевые, а также излучатели иных типов: рупорные [2], резонаторные, коаксиальные и другие. Наиболее простыми для анализа и применения являются излучатели (зонды) в виде открытого конца коаксиальной линии [3–10] и прямоугольного волновода с фланцем [8–17]. Коаксиальные зонды по сравнению с волноводными излучателями обладают невысокой излучательной способностью и используются в основном для неразрушающего контроля и измерения диэлектрических проницаемостей (ДП) тканей и небиологических диэлектрических материалов [3–10] и связанных с ними параметров. Строгие электродинамические модели для задачи излучения из открытого конца прямоугольного волновода с фланцем рассматривались в ряде работ [8–20], начиная с монографии [11]. Задача для многослойной среды анализировалась в работах [8–10, 12–20], причем последняя рассматривалась и в экранированной прямоугольной камере [8–10, 14–16, 18]. В работах [8, 9, 20] решалась обратная задача рассеяния об определении параметров слоев (толщин и проницаемостей) по известным (например, измеренным) значениям комплексного



НАУЧНЫЙ  
ОТДЕЛ





коэффициента отражения или его модуля. Сужение номенклатуры определяемых параметров упрощает решение обратной задачи. Например, можно считать толщины слоев одинаковыми. Обобщение постановки обратной задачи тогда состоит в определении профилей проницаемостей  $\varepsilon(z)$ ,  $\mu(z)$  продольно неоднородного образца при ступенчатой их аппроксимации.

В последнее время микроволновое излучение стало применяться и для медицинской диагностики [21–24], в частности, для ближнепольной диагностики злокачественных образований путем гармонического зондирования [22] или импульсной локации [24]. Наиболее хорошо такие образования детектируются в молочных железах из-за существенного различия их диэлектрических свойств по сравнению со здоровыми мышечными тканями и небольшой глубиной нахождения относительно кожного покрова [22]. Постановка задачи о детектировании объекта для медицинских целей определяется тем, что биологическая ткань хорошо моделируется плоской трехслойной средой, в которой первый тонкий слой (порядка одного мм) соответствует кожному покрову, второй (порядка нескольких мм) – подкожной жировой прослойке, а третий – мышечной ткани (в силу больших потерь его можно считать бесконечным). ДП этих тканей на СВЧ даны в работах [2, 21, 25].

Проблему детектирования злокачественных образований следует рассматривать как задачу обнаружения: необходимо ответить на вопрос, имеется или нет в слое некое конечное образование с отличными от параметров слоя проницаемостями, определить его положение и свойства. В общей постановке задач обнаружения имеются типичные проблемы неоднозначности обратных задач [26]. Для медицинских целей надо рассматривать только диэлектрические объекты в диэлектрических слоях, параметры которых (толщины и проницаемости) приближенно известны, а слой приближенно можно считать плоскими. Это упрощает решение. Обнаружение предполагает определение положения объекта и его идентификацию (распознавание). Более простая задача локации подразумевает определение координат центра области с аномальным коэффициентом отражения.

*Целью данной работы* является вывод интегральных уравнений для задачи о волноводном зонде, открытом в плоскостойкую среду с неоднородностью, и получение на их основе приближенных значений коэффициентов отражения при сканировании неоднородности, моделирующей злокачественное образование в биологической ткани.

## 1. Постановка прямой задачи

Волноводная зондовая структура (ВЗС) представляет собой возбуждаемый модой  $H_{10}$  открытый конец прямоугольного волновода (ПВ) с конечным фланцем, соприкасающийся с многослойной плоскостойкой средой и излучающий в нее. Излучение определяется касательным электрическим полем на апертуре (поверхностным магнитным током) и сильно затухающим у краев фланца наведенным на нем поверхностным электрическим током. Это позволяет рассматривать более простую задачу о ВЗС с бесконечным фланцем [14–20].

Биологические ткани имеют большие значения реальной и мнимой частей ДП, обусловленные высоким процентным содержанием воды (до 60–70 %), наличием солей и других веществ. ДП дистиллированной воды вплоть до инфракрасного диапазона описывается формулой Дебая, а ее параметры приведены в [27]. Наличие солей приводит к ионной проводимости, которая сильно изменяет диэлектрические свойства на низких частотах, поскольку ей соответствует дополнительный вклад  $-j\sigma(\omega\varepsilon_0)^{-1}$ . Проводимость  $\sigma$  можно считать постоянной, поскольку ионная плазменная частота обычно существенно выше рабочих частот. Очень малые частоты не пригодны для гипертермии и зондирования, как из-за плохой локальности, так и из-за низкой глубины проникновения излучения. Малая глубина получается и в высокочастотной части СВЧ диапазона. Непосредственный контакт полого излучателя с тканью приводит к высокому коэффициенту отражения, а наличие значительного воздушного зазора – к рассеянию излучения по всей площади объекта, т.е. к низкой локальности. Поэтому согласование ВЗС путем подбора соответствующего воздушного зазора неприемлемо. Узкополосное снижение модуля коэффициента отражения достигается использованием трансформаторов волновых сопротивлений в виде согласующих диэлектрических пластин либо вне, либо внутри ПВ. Более удобно заполнение ПВ водным раствором с ДП  $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$ , примерно равной

ДП ткани, что также в  $\sqrt{\left[\varepsilon' + \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}\right] / 2}$  раз

улучшает локальность. В качестве такового можно использовать водный раствор спирта (на низких частотах для этилового спирта  $\varepsilon = 26.0$ ).

Пусть бесконечный идеально проводящий фланец находится в плоскости  $z = 0$ , справа от которого расположена трехслойная плоскостойкая структура с толщинами слоев  $t_i$  и комплексными проницаемостями  $\varepsilon_i$ ,  $\mu_i$ ,  $i = 1, 2, 3$ . Предположим, что детектируемое тело находится справа



от указанной структуры в третьем бесконечном слое (полупространстве) с проницаемостями  $\varepsilon$ ,  $\mu$ . Рассмотрим тензорные диагональные функции Грина (ФГ) бесконечной по  $x$ ,  $y$  трехслойной плоскостной среды, расположенной в трехмерном пространстве с проницаемостями  $\varepsilon$ ,  $\mu$ . Обозначим указанные функции  $\hat{G}_{(3)}^q(\vec{r}, \vec{r}')$ , где  $q = e, m$  соответствует электрическим и магнитным величинам. При каждом значении  $q$  эта ФГ является одним из двух фундаментальных решений (именно в виде расходящейся на бесконечности сферической волны) неоднородного уравнения Гельмгольца

$$(\nabla^2 + k_0^2 \varepsilon(\vec{r}) \mu(\vec{r})) \hat{G}_{(3)}^q(\vec{r}, \vec{r}') = -\hat{I} \delta(\vec{r} - \vec{r}'), (1)$$

в котором  $\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon_i$  и  $\mu(\vec{r}) = \mu_i$ , когда  $\vec{r}$  принадлежит соответствующему слою с номером  $i$ ;  $\hat{I}$  – единичный тензор (с компонентами  $\delta_{mn}$ ). Эта ФГ также удовлетворяет граничным условиям на границах раздела сред, соответствующим полю электрического (индекс  $e$ ) или магнитного (индекс  $m$ ) диполя и зависит от всех проницаемостей и волнового числа  $k_0$ , что отражено наличием нижнего индекса. Введем еще тензорные ФГ  $\hat{G}_{(3)}^{qe}(\vec{r}, \vec{r}')$  рассмотренной трехслойной среды, обладающие тем свойством, что для описываемых с ее помощью полей выполняется условие электрической стенки в плоскости  $z = 0$ . Это отмечено вторым индексом  $e$ . Последние ФГ определены так:  $\hat{G}_{(3)mn}^{qe}(\vec{r}, \vec{r}') = \hat{G}_{(3)mn}^q(\vec{r}, \vec{r}') \mp \hat{G}_{(3)mn}^q(\vec{r}, -\vec{r}')$ . Знак минус соответствует  $n = 1, 2$  для  $q = e$  и  $n = 3$  для  $q = m$ , а знак плюс – остальным случаям. Указанные компоненты суть решения уравнения Гельмгольца для диполей (дельта-источников), ориентированных соответственно вдоль осей  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , а их нахождение соответствует задаче Зоммерфельда для многослойной среды [28, 29] над проводящей плоскостью. Рассмотрим два типа детектируемых объектов. Первый – магнито-диэлектрическое тело объема  $V$  с проницаемостями  $\hat{\varepsilon}(\vec{r})$ ,  $\hat{\mu}(\vec{r})$  (тензорными в общем случае). Второй – металлический объект с импедансной поверхностью  $S$  и плотностью наведенного на ней электрического тока  $\vec{J}(\vec{r})$ . В первом случае вторичное поле обусловлено электрическим и магнитным токами поляризации с плотностями

$$\vec{J}_p^e(\vec{r}) = j\omega\varepsilon_0 [\hat{\varepsilon}(\vec{r}) - \varepsilon] \vec{E}(\vec{r}) \text{ и}$$

$$\vec{J}_p^m(\vec{r}) = j\omega\mu_0 [\hat{\mu}(\vec{r}) - \mu] \vec{H}(\vec{r}).$$

Поля ВЗС в области  $z \geq 0$  представим с помощью электрического и магнитного вектор-потенциалов [3, 11, 29]:

$$\vec{A}^e(\vec{r}) = j\omega\varepsilon_0 \int_V \hat{G}_{(3)}^{ee}(\vec{r}, \vec{r}') [\hat{\varepsilon}(\vec{r}') - \varepsilon] \vec{E}(\vec{r}') dV', (2)$$

$$\vec{A}^m(\vec{r}) = j\omega\mu_0 \int_V \hat{G}_{(3)}^{me}(\vec{r}, \vec{r}') [\mu(\vec{r}') - \mu] \vec{H}(\vec{r}') dV' + \frac{1}{2} \int_{\Sigma} \hat{G}_{(3)}^{me}(\vec{r}, \vec{r}'_{\perp}) \vec{z}_0 \times \vec{E}(\vec{r}'_{\perp}) dS'. (3)$$

Здесь  $\vec{z}_0$  – орт-вектор оси  $z$ ;  $\Sigma$  – ограниченная поверхность апертуры:  $|x| \leq a/2$ ,  $|y| \leq b/2$ ;  $\vec{E}_{\perp}(\vec{r}'_{\perp}) = \vec{E}_{\perp}(x', y') = -\vec{z}_0 \times \vec{z}_0 \times \vec{E}(x', y', 0)$  – значение касательного электрического поля на апертуре;  $dS' = dx' dy'$ ,  $dV' = dx' dy' dz'$  – элементы поверхности и объема. Во втором случае объемный интеграл в соотношении (3) отсутствует, а в соотношении (2) он заменяется поверхностным:

$$\vec{A}^e(\vec{r}) = \int_S \hat{G}_{(3)}^{ee}(\vec{r}, \vec{r}'_{\tau}) \vec{J}(\vec{r}'_{\tau}) dS'. (4)$$

Индекс  $\tau$  означает принадлежность поверхности, которая может быть и двусторонней разомкнутой. В соотношении (3) во втором интеграле можно заменить  $\hat{G}_{(3)}^{me}(\vec{r}, \vec{r}'_{\perp})$  на  $2\hat{G}_{(3)}^m(\vec{r}, \vec{r}'_{\perp})$ . Поля определим через введенные потенциалы [29]:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{\text{grad} \cdot \text{div} + k_0^2 \varepsilon(\vec{r}) \mu(\vec{r})}{j\omega\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r})} \vec{A}^e(\vec{r}) - \text{rot} \vec{A}^m(\vec{r}), (5)$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = \text{rot} \vec{A}^e(\vec{r}) + \frac{\text{grad} \cdot \text{div} + k_0^2 \varepsilon(\vec{r}) \mu(\vec{r})}{j\omega\mu_0 \mu(\vec{r})} \vec{A}^m(\vec{r}). (6)$$

При  $z < 0$  представим их в виде комбинации нормальных мод ( $E$  и  $H$ ), коэффициенты в разложении по которым определяются касательным электрическим полем  $\vec{E}_{\perp}$  на апертуре. Соотношения (5) в первом случае приводят к комбинированному объемно-поверхностным интегральным уравнениям (ИУ), а во втором – к поверхностному ИУ в областях  $\Sigma$  и  $S$ . Указанные ИУ получаются после сшивания на апертуре касательного магнитного поля, а ФГ можно получить методом Зоммерфельда, сшивая поля на границах раздела. Вид введенных уравнений и скалярных ФГ дан в приложении.

## 2. Результаты обнаружения объекта методом предварительного сканирования

На рис. 1 приведены результаты моделирования проникновения мощности излучения в трехслойную среду [19] с толщинами двух первых слоев 1 и 5 мм для трех значений частоты – 433, 915 и 2450 МГц. Диэлектрические параметры слоев выбраны в соответствии с данными, приведенными в работах [2, 21, 25], и на частоте 915 МГц составили: для кожи  $\varepsilon = 43.1 - j18.7$ ; для жирового слоя  $\varepsilon = 8.9 - j5.0$ ; для мышечной ткани  $\varepsilon = 53.3 - j26.1$ . ДП слоев интерполировались с использованием формулы Дебая и

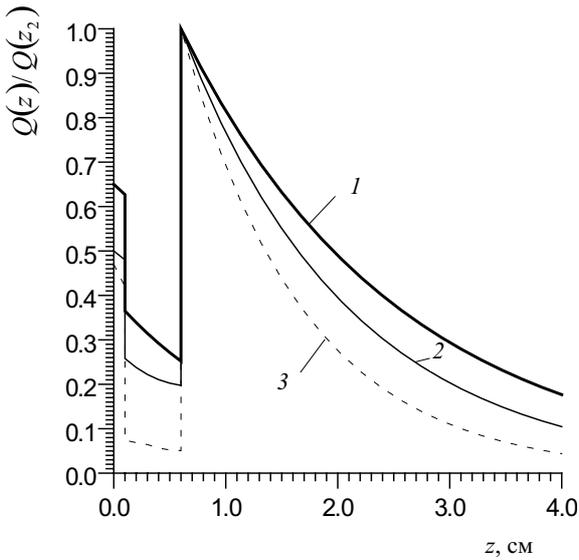


Рис. 1. Нормализованное к значению на границе жировой слой – мышцы  $z_2 = t_1 + t_2$  распределение тепловыделения  $Q(z)/Q(z_2)$  по глубине для частот 433 МГц (1), 915 МГц (2) и 2450 МГц (3) при толщине кожного покрова 1 мм и жирового слоя 5 мм

коэффициента водосодержания  $K$  по данным для трех частот. Считаем, что в каждом слое при заданной температуре проницаемость описывается формулой ( $i = 1, 2, 3$ )

$$\varepsilon_i(\omega) = 1 + (1 - K_i)(\kappa'_i - j\kappa''_i) + \frac{K_i \kappa}{1 + \omega^2 \tau^2} - jK_i \left[ \omega \tau \frac{\kappa}{1 + \omega^2 \tau^2} + \frac{\sigma_i}{\omega \varepsilon_0} \right], \quad (7)$$

в которой восприимчивость  $\kappa_i = \kappa'_i - j\kappa''_i$  обеспокоенных тканей не имеет дисперсии на рассматриваемых частотах. Для воды  $\kappa = 80$  (восприимчивость в постоянном поле),  $\tau = 9 \cdot 10^{-13}$ , с (время релаксации). В мышцах процентное содержание воды в модели соответствовало 65%, а в коже – 47% при проводимости  $\sigma_{1,3} = 1.5$  С/м. Использование модели Оделевского для диэлектрических смесей дает примерно такие же результаты, а модель Фрике–Маджета менее точна для аппроксимации. Распределение выделяемой мощности в единице объема по глубине  $Q(z) = \varepsilon''(z) |\vec{E}(z)|^2 / 4$  нормировалось на ее максимальное значение на границе мышечной ткани при  $z_2 = h_1 + h_2$ .

На рис. 2 продемонстрированы результаты вычисления величины  $\vec{E}^2(x, y, z)$  на поверхности кожи (а) и в мышечной ткани на глубине  $z = 1$  см при толщине кожного покрова  $t_1 = 1$  мм и подкожного жирового слоя  $t_2 = 4$  мм (б). Амплитуда падающей  $H_{10}$ - волны на апертуре равнялась единице. Приведенное распределение получено при заполнении излучателей водой (без учета тонкой изолирующей пластины), однако оно слабо зависит от указанного заполнения. Распределение поля имеет высокую локальность, которая немного ухудшается с ростом глубины, что позволяет использовать ВЗС для локации кожного покрова и подкожных слоев, а также моделировать определяемый объект соответствующим ему слоем.

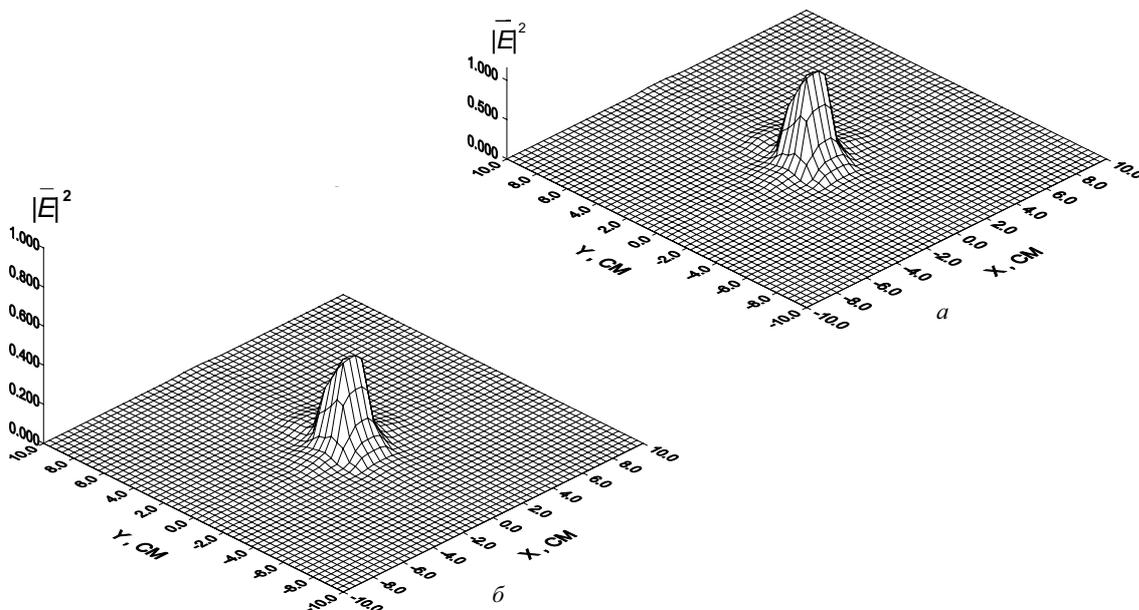


Рис. 2. Распределение  $|\vec{E}|^2$  на частоте 2.45 ГГц для  $a = 11$ ,  $b = 5.5$ ,  $h_1 = 1$ ,  $h_2 = 4$  мм в зависимости от смещения по  $x, y$  от центра апертуры: а – на поверхности кожи (при  $z = 0.01$  мм); б – в мышечной ткани на глубине  $z = 10$  мм



На рис. 3 показаны результаты моделирования обнаружения изменения параметров четвертого (конечного) слоя в пятислойной плоскостойкой структуре в диапазоне около 900 МГц с помощью зонда, заполненного водным раствором этилового спирта различной концентрации. Концентрация раствора определялась коэффициентом спиртосодержания  $1-K$ . Для спирта взято значение  $\epsilon = 26 - j$ . Слои моделировали кожу, подкожный жировой слой, мышечную ткань, опухоль, мышечную ткань и имели следующие параметры:  $t_1=1$ ,  $t_2=5$ ,  $t_3=5$ ,  $t_4=10$  мм,  $t_5=\infty$ ;  $\kappa_1=10 - 0.5j$ ,  $\kappa_2=8 - 0.4j$ ,  $\kappa_3=\kappa_4=\kappa_5=16 - 0.8j$ ;  $K_1=0.4$ ,  $K_2=0.4$ ,  $K_3=0.3$ ,  $K_4=0.6$ ,  $K_5=0.6$ ,  $K_6=0.8$ ;  $\sigma_i = 1.2$  С/м. Отсутствие опухоли моделировалось соответствующей трехслойной структурой, при этом  $K_4=0.6$ , что эквивалентно изменению ДП слоя на 20 – 25%. Тонкая изолирующая диэлектрическая перегородка не учитывалась. Видно, что задача диагностики требует обнаружения изменений  $|R|$  по уровню 0.01–0.03, что при флуктуациях, связанных с движением зонда, является весьма сложной проблемой. Более приемлемым, по-видимому, является определение продольного профиля коэффициента водосодержания на основе компьютерной обработки данных в полосе частот с выявлением anomalously больших участков при изменении положения зонда. При этом возможна индивидуальная подстройка модели под параметры здоровых тканей пациента. Аналогичные исследования в диапазоне 2.2–2.8 ГГц с использованием ПВ  $a = 1.1$ ,  $b = 0.55$  мм показывают, что при изме-

рениях необходимо определять изменения  $|R|$  по уровню 0.001–0.004. Для рассмотренных на рис. 2–5 задач использовалась модель из работ [15,18]. При этом рассматривались и ВЗС с диафрагмами, позволяющими улучшить локальность. Результаты моделирования показывают применимость рассмотренных ВЗС и для гипертермии раковых опухолей.

Рассмотрим локацию неоднородности методом предварительного сканирования. Этот метод позволяет выявить зоны аномального отражения и получить двумерную картину сканируемого объекта. Он достаточно прост и не требует для своей реализации каких-либо сложных численных алгоритмов. Результаты измерений могут быть обработаны и визуализированы в реальном времени. Для более надежного обнаружения целесообразно использовать наложение изображений от нескольких зондов, изолированных различными диэлектрическими пластинами, играющими роль первого слоя. Обнаружение будем моделировать численно, используя решения прямых задач для соответствующих структур. Рассмотрим кубический диэлектрический объект размера  $d$  и проницаемости  $\tilde{\epsilon}$  в полубесконечной однослойной диэлектрической среде с проницаемостью  $\epsilon$ . Пусть  $(\tilde{\epsilon} - \epsilon)k_0 d \ll 1$ . В этом случае воспользуемся борновским приближением [30], взяв поле внутри тела в виде поля, излученного апертурой ВЗС. Тогда, используя формулу (П6) приложения, определим коэффициент отражения  $R$ , который есть функционал от касательного электрического поля на апертуре. В него также входит объемный интеграл. Соотношение (П7) определяет «погрешность» рассеяния Рэлея–Дебая. В отсутствие диэлектрического тела компонента  $E_x$  на апертуре отсутствует, а  $E_y$  является четной по  $x$  и  $y$ . Приближение заданного поля  $H_{10}$ -волны обеспечивает точность не хуже 1–3% [15]. В присутствии тела необходимо взять  $\vec{E}_\perp$  в виде разложения по нескольким типам волн (или по нескольким функциям). Компонента  $E_x$  мала (по сравнению с  $E_y$ ) и равна нулю в случае симметричного расположения тела относительно плоскости  $x = 0$ .

Рассмотрим именно этот случай, приводящий к скалярному поверхностному ИУ. Он интересен и тем, что сканирование вдоль оси  $y$  дает лучшее разрешение по сравнению с координатой  $x$  (из-за структуры поля и в силу того, что  $b < a$ ). В приведенных расчетах использована одна и две функции в аппроксимации поля. Во втором случае поле на апертуре бралось в виде  $E_y(x, y) = \cos(\pi x/a) [1 + A_1 \sin(2\pi y/b)]$ , а коэффициент  $A_1$  определялся из условия  $\partial Y / \partial A_1 = 0$ . Возникающие спектральные интегралы вычислялись численно по методу, изложенному в [15].

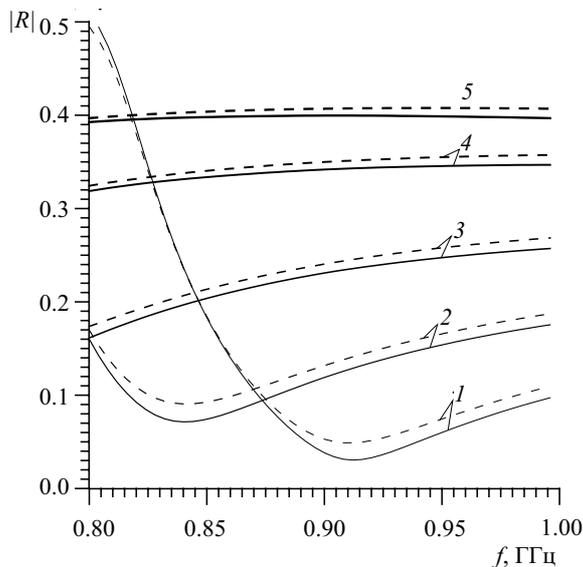


Рис. 3. Модуль коэффициента отражения ВЗС в канале  $a = 28.5$  мм,  $b = 10$  мм для пятислойной структуры (штриховые кривые) и соответствующей трехслойной структуры (сплошные кривые) в зависимости от частоты при разных коэффициентах водосодержания в заполнении ПВ: 0.3 (1), 0.4 (2), 0.55 (3), 0.8 (4), 1.0 (5)



Результаты обнаружения изменения коэффициента отражения при движении (сканировании) в плоскости  $x = 0$  квадратного объекта с размером  $d = 5$  мм приведены на рис. 4.

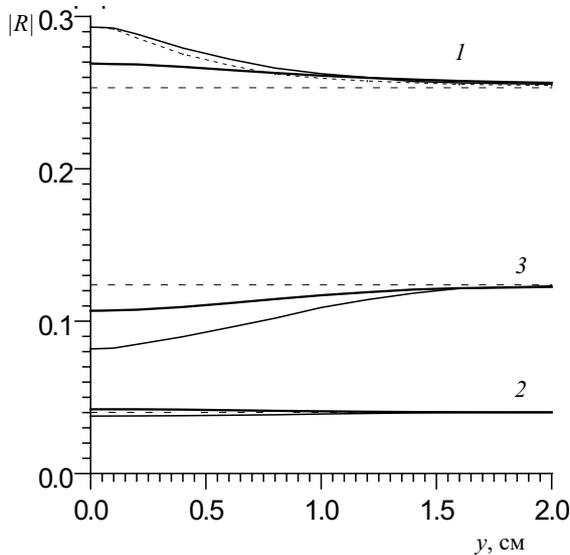


Рис. 4. Зависимость  $|R|$  от смещения  $y$ , расположенного при  $x = 0$  на глубине 12.5 мм и глубине 7.5 мм (жирные кривые) кубического объекта размера 5 мм для различных частот: 820 МГц (кривые 1), 860 МГц (кривая 2), 900 МГц (кривая 3). Штриховые линии соответствуют отсутствию объекта, штриховая кривая – уточнение по модели с двумя базисными функциями

Параметры среды задавались соотношениями  $\kappa_1 = 8 - 0.5j$ ,  $K_1 = 0.3$ ,  $\sigma_i = 1.1$  С/м. Объект отличался от среды только коэффициентом водосодержания, равным 0.4. Расчет приведен для заполненного спиртовым раствором с  $K = 0.3$  ПВ с размерами  $a = 28.5$ ,  $b = 12$  мм. Использовалась модель заданного поля  $H_{10}$ -моды на апертуре. Для частоты 820 МГц приведено уточнение модели с использованием двух аппроксимирующих функций (кривая с мелким штрихом). В силу симметрии при нулевом смещении обе модели совпадают. Более точное моделирование требует учета следующей четной по  $y$  гармоники в разложении  $E_y$ . При этом уточнение не должно превысить 2%, что проверялось по модели [15, 18] путем замены объекта слоем при использовании одной и семи базисных функций.

### Заключение

Теоретически показана возможность обнаружения (локации) диэлектрического объекта сканированием волноводного зонда относительно многослойной биологической среды, если его диэлектрические свойства (или водосодержание) существенно отличаются. Отличие на 20% вполне

экспериментально фиксируется на уровне шумов анализатора S-параметров. При этом характерный размер объекта может быть в несколько раз меньше размера широкой стенки ПВ при заполнении ВЗС водой или водным раствором. Для повышения разрешающей способности следует использовать прецизионные рефлектометры и согласованные ВЗС, в том числе с малым размером узкой стенки ПВ и с резонансными диафрагмами. Известны методы локация с активным и пассивным зондами [21], также улучшающие разрешающую способность.

Рассмотренный подход позволяет выявить зоны значений аномальных коэффициентов отражения. При этом в силу хорошей локальности объект размера  $d$  с проницаемостью  $\tilde{\epsilon}$  может быть моделирован слоем с параметрами  $d, \tilde{\epsilon}$ , т.е. путем использования более простого и быстрого алгоритма. Однако обнаружение подразумевает не только локацию (определение координат центра), но и распознавание формы объекта (или реконструкцию распределения его проницаемости), что требует решать более сложную обратную задачу теории рассеяния. Для этого необходима избыточность экспериментальных данных, в том числе многочастотное зондирование. Количество математических операций для решения такой задачи, оцененное на основе числа операций для прямых и итерационных методов решения прямых задач [31], является весьма большим даже для рассмотренного выше объекта малого электрического размера. Это делает пока проблематичным получение информации в реальном времени на основе решения обратной задачи.

### Приложение

Рассмотрим сначала постановку задачи для стыка ВЗС с полупространством, в котором находится диэлектрический объект. Для простоты считаем  $\mu = 1$ . Поля при  $z < 0$  представим в виде разложения по отраженным (бегущим в сторону отрицательных значений  $z$ ) электрическим и магнитным модам ПВ и падающей  $H_{10}$ -моды единичной амплитуды. Поля при  $z > 0$  выразим по формулам (5), (6) через вектор-потенциалы:

$$\vec{A}^e(\vec{r}) = j\omega\epsilon_0 \int_V \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') [\epsilon(\vec{r}') - \epsilon] \vec{E}(\vec{r}') dV' + \vec{z}_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_e(\alpha, \beta) \exp(-j\alpha x - j\beta y - j\gamma z) d\alpha d\beta, \quad (П1)$$

$$\vec{A}^m(\vec{r}) = \vec{z}_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_m(\alpha, \beta) \exp(-j\alpha x - j\beta y - j\gamma z) d\alpha d\beta, \quad (П2)$$



где  $\gamma = \sqrt{k_0^2 \epsilon \mu - \kappa_{\alpha\beta}^2}$  и  $\kappa_{\alpha\beta} = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$  – продольное и поперечное волновые числа, а компоненты ФГ имеют вид  $\hat{G}_{kn}(\vec{r}, \vec{r}') = \delta_{kn} \left\{ G(\vec{r} - \vec{r}') - (-1)^{[n/3]} G(\vec{r} + \vec{r}') \right\}$ .

Здесь  $G(\vec{r}) = (4\pi|\vec{r}|) \exp(-jk_0|\vec{r}|)$  – скалярная ФГ свободного пространства, а скобки  $[\ ]$  означают целую часть числа. Выражая неизвестные амплитуды  $A_{(e,m)}$  и аналогичные амплитуды полей внутри ПВ через касательное электрическое поле на апертуре и сшивая на ней поперечное магнитное поле, получим комбинированное (смешанное) объемно-поверхностное ИУ:

$$\int_{\Sigma} \tilde{K}(\vec{r}_{\perp}, \vec{r}'_{\perp}) \vec{E}_{\perp}(\vec{r}'_{\perp}) dS' - j\omega\epsilon_0 \vec{z}_0 \times \nabla \times \int_V \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') [\hat{\epsilon}(\vec{r}') - \epsilon] \vec{E}(\vec{r}') dV' = y_{10}^h \vec{z}_0^h(\vec{r}_{\perp}), \quad \vec{r} \in \Sigma, \quad (П3)$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = -\nabla \times \int_{\Sigma} \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') (\vec{z}_0 \times \vec{E}(\vec{r}'_{\perp})) dS' + (k_0^2 \epsilon + \nabla \nabla \cdot) \int_V \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') [\hat{\epsilon}(\vec{r}') / \epsilon - \hat{I}] \vec{E}(\vec{r}') dV'. \quad (П4)$$

Поверхностное уравнение (П3) задано на плоской поверхности апертуры и получено векторным умножением результата сшивания на орт-вектор  $\vec{z}_0$  слева. После выполнения диффе-

$$Y = \frac{1-R}{1+R} = \frac{\int_{\Sigma} \int_{\Sigma} \vec{E}_{\perp}^*(\vec{r}_{\perp}) \tilde{K}(\vec{r}_{\perp}, \vec{r}'_{\perp}) \vec{E}_{\perp}(\vec{r}'_{\perp}) dS dS' - j\omega\epsilon_0 \int_{SV} \vec{E}_{\perp}^*(\vec{r}_{\perp}) \vec{z}_0 \times \nabla \times \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') [\hat{\epsilon}(\vec{r}') - \epsilon] \vec{E}(\vec{r}') dS dV'}{y_{10}^m \left| \int_{\Sigma} \vec{e}_{10}^m(\vec{r}_{\perp}) \vec{E}(\vec{r}_{\perp}) dS \right|^2}. \quad (П6)$$

Штрих у ядра здесь означает, что соответствующий падающей волне член (с индексами  $q = m, n = l, l = 0$ ) из суммы (П5) удален. Умножив уравнение

$$\int_V \vec{E}^*(\vec{r}) \left\{ \vec{E}(\vec{r}) + \text{rot} \int_{\Sigma} \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') (\vec{z} \times \vec{E}(\vec{r}'_{\perp})) dS' - (\text{grad} \cdot \text{div} + k_0^2 \epsilon) \int_V \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') [\hat{\epsilon}(\vec{r}') / \epsilon - \hat{I}] \vec{E}(\vec{r}') dV' \right\} dV = 0. \quad (П7)$$

Можно использовать метод множителей Лагранжа, или одновременно накладывать условия экстремума на (П6) и (П7).

Во всех соотношениях  $\vec{e}_{nl}^{(e,m)}$  – ортонормированные мембранные функции электрических и магнитных мод ПВ,  $\vec{e}_{\alpha\beta}^e(\vec{r}_{\perp}) = \nabla_{\perp} \psi_{\alpha\beta}(\vec{r}_{\perp}) / \kappa_{\alpha\beta}$ ,  $\vec{e}_{\alpha\beta}^e(\vec{r}_{\perp}) = \vec{z}_0 \times \nabla_{\perp} \psi_{\alpha\beta}(\vec{r}_{\perp}) / \kappa_{\alpha\beta}$ ,  $\psi_{\alpha\beta}(\vec{r}_{\perp}) = (2\pi)^{-1} \times \exp(-j\alpha x - i\beta y)$  – нормированные на дельта-функцию векторные и скалярные поперечные функции полупространства [15],  $y_{(k,\alpha\beta)}^{(e,m)}$  – волновые адмитансы:

ренцирования в (П3) радиус-вектор  $\vec{r}$  следует поместить на апертуру. Объемное уравнение (П4) определено везде при  $z \geq 0$ , однако решать его следует в объеме диэлектрика  $V$ . Оператор  $\nabla \nabla \cdot \equiv \nabla \otimes \nabla$  означает градиент от дивергенции, т.е. последовательное применение операторов  $\nabla \cdot$  и  $\nabla$ . Ядро  $\tilde{K}$  в этих уравнениях имеет вид

$$\tilde{K}(\vec{r}_{\perp}, \vec{r}'_{\perp}) = \sum_{q=e,m} \left\{ \sum_{k=1}^{\infty} y_k^q \vec{e}_k^q(\vec{r}_{\perp}) \otimes \vec{e}_k^{q*}(\vec{r}'_{\perp}) + \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} y^q(\alpha, \beta) \vec{e}_{\alpha\beta}^q(\vec{r}_{\perp}) \vec{e}_{\alpha\beta}^{q*}(\vec{r}'_{\perp}) \right\}. \quad (П5)$$

Здесь  $\otimes$  – символ тензорного (диадного) произведения, суммирование по  $q$  соответствует учету электрических и магнитных мод,  $k = (n, l)$  – мультииндекс, каждый индекс которого изменяется от нуля до бесконечности, причем в сумме обнуляются член с  $n = l = 0$  и соответствующие электрическим модам члены с  $n = 0$  или  $l = 0$ . Ядро (П5) соответствует интегральному оператору адмитанса на апертуре. Умножив уравнение (П3) на сопряженное значение касательного электрического поля  $\vec{E}_{\perp}^*$ , разделив затем на  $1+R$  и проинтегрировав по нештрихованным координатам, получим функционал для нормированной входной проводимости ВЗС:

(П5) на  $\vec{E}^*$  и проинтегрировав по объему, получим дополнительное условие, при котором следует искать стационарное значение функционала (П6):

$$y_k^e = \omega\epsilon_0 \epsilon / \sqrt{k_0^2 \epsilon - (n\pi/a)^2 - (l\pi/b)^2}, \quad y_k^m = \sqrt{k_0^2 \epsilon - (n\pi/a)^2 - (l\pi/b)^2} / \omega\mu_0, \quad (П8)$$

$$y_{\alpha\beta}^e = \omega\epsilon_0 \epsilon / \sqrt{k_0^2 \epsilon - \kappa_{\alpha\beta}^2}, \quad (П9)$$

$$y_{\alpha\beta}^m = \sqrt{k_0^2 \epsilon - \kappa_{\alpha\beta}^2} / \omega\mu_0.$$

Нетрудно обобщить полученные результаты на плоскостойкую структуру с произвольным числом слоев и объектом в последнем слое. Вид уравнений не изменится, но изменится вид ядер. Именно, следует использовать скалярную ФГ симметричной относительно плоскости  $z = 0$



многослойной структуры, а вместо (П9) взять волновые адмитансы последнего полубесконечного слоя, трансформированные к плоскости  $z = 0$ . Для получения вида электрической ФГ  $\hat{G}_{(n)}^e$   $n$ -слойной структуры необходимо решить три задачи об электрическом диполе, ориентированном

вдоль каждой из осей координат. Пусть диполь с моментом  $\vec{p}$  расположен в точке  $\vec{r}'$  справа от многослойной структуры (т.е. задана плотность тока  $\vec{p}\delta(\vec{r} - \vec{r}')$ ). Тогда  $z' > z_0 = t_1 + \dots + t_n$ , и первичное поле в указанной области определяется вектор-потенциалом [25]

$$\vec{A}_{inc}^e = \hat{G}_{(n+1)}^{inc} \vec{p} = \frac{-j\vec{p}}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(-j\alpha(x-x') - j\beta(y-y') - j\sqrt{k_0^2\varepsilon - \kappa_{\alpha\beta}^2}|z-z'|\right)}{\sqrt{k_0^2\varepsilon - \kappa_{\alpha\beta}^2}} d\alpha d\beta. \quad (\text{П10})$$

Указанный интеграл в цилиндрической системе координат представляется с помощью

функции Ганкеля второго рода. Поле дифракции имеет вид

$$\vec{A}_{dif}^e = \hat{G}_{(n+1)}^{dif} \vec{p} = \frac{-j\vec{p}}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_{dif}^e(\alpha, \beta) \frac{\exp\left(-j\alpha(x-x') - j\beta(y-y') - j\sqrt{k_0^2\varepsilon - \kappa_{\alpha\beta}^2}(z-z_0)\right)}{\sqrt{k_0^2\varepsilon - \kappa_{\alpha\beta}^2}} d\alpha d\beta. \quad (\text{П11})$$

Поля в оставшихся  $n$  слоях представим аналогично (П11), учтя волны с амплитудами  $A_k^{\pm}$  в обоих направлениях оси  $z$ . Соответствующие интегралы обозначим  $\hat{G}_{(k)}^{\pm}$ ,  $k = 1, 2, \dots, n$ . Сшивая поля, найдем амплитуды в соотношениях типа (П11) и решение задачи в виде тензорных ФГ  $\hat{\Gamma}^{qq'}$ ,  $q, q' = e, m$ , связывающих интегрально поля и токи. Более компактно результат сшивания выражается с помощью матриц передачи слоев, которые известны и для краткости не приводятся. Полагая дипольный момент равным  $\vec{x}_0$ ,  $\vec{y}_0$ ,  $\vec{z}_0$ , определим компоненты  $\hat{\Gamma}_{\kappa\kappa'}^{qq'}$ , индексы которых  $\kappa, \kappa' = 1, 2, 3$  соответствуют координатам  $x, y, z$ . Эти ФГ связаны с определенными выше известными соотношениями. Например,  $\hat{\Gamma}^{ee}(\vec{r}, \vec{r}') = (j\omega\varepsilon_0\varepsilon(\vec{r}))^{-1} \left[ \nabla \otimes \nabla + k_0^2\varepsilon(\vec{r})\hat{I} \right] \hat{G}_{(n)}^e(\vec{r}, \vec{r}')$ . Здесь использован введенный выше тензор с компонентами  $(\nabla \otimes \nabla)_{\kappa\kappa'} = (\partial/\partial_{\kappa})(\partial/\partial_{\kappa'})$ .

электромагнитных волн. Материалы Всерос. конф. ИРЭВ-2001, Таганрог: Изд-во Таганрог. радио-техн. ун-та, 2001. С. 231–233.

11. Левин Л. Современная теория волноводов. М.: Изд-во иностр. лит., 1954. 216 с.

12. Guy F.W. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn. 1968. Vol. 19, № 2. P. 214–223.

13. Nikita K.S., Uzunoglu N.K. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn. 1989. Vol. 37, № 7. P. 1794–1800.

14. Davidovich M.V., Meschanov V.P., Popova N.F. // Proc. of 9-th Intern. Crimean Microwave Conf. CriMiKo'99. Sevastopol, Crimea, Ukraine, 1999. P. 362–263.

15. Давидович М.В., Алексеев О.Ю. // РЭ. 2004. Т. 49, № 6. С. 665–670.

16. Давидович М.В., Алексеев О.Ю., Борисов В.С., Попова Н.Ф. // Машинное проектирование в прикладной электродинамике и электронике: Сб. науч. тр. 6-го рабочего семинара IEEE Saratov-Penza Chapter. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 2002. С. 54–66.

17. Малец Е.Б., Фесенко В.И., Шульга С.Н. // РЭ. 2000. Т. 45, № 5. С. 523–530.

18. Давидович М.В., Явчуновский В.В. // РЭ. 2005. Т. 50, № 10. С. 1252–1258.

19. Давидович М.В. // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. 2007. № 1. С. 51–55.

20. Алексеев О.Ю., Борисов В.С., Давидович М.В., Попова Н.Ф. // РЭ. 2006. Т. 51, № 11. С. 1316–1323.

21. Fear E.C., Hagness S.C., Meaney P.M. et al. // IEEE Microwave Mag. 2002. Vol. 3, № 1. P. 48.

22. Резник А.Н., Юрасова Н.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2005. Т. 48, № 10–11. С. 990–995.

23. Резник А.Н., Юрасова Н.В. // ЖТФ. 2006. Т. 76, вып. 1. С. 90–104.

24. Chen Y., Gunawan E., Low K.S., Wang S. et al. // IEEE Trans. Antennas and Propagat. 2007. Vol. 55, № 1. P. 194–204.

25. Kim J.V., Oh D., Yoon J., Cho S. et al. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn. 2005. Vol. 53, № 11. P. 214–223.

26. Миллер М.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29, № 9. С. 991–1007.

27. Бензарь В.К. Техника СВЧ-влажнометрии. М.: Высш. шк., 1974. 352 с.

28. Okmatovski V., Cangellaris A.C. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2002. Vol. 50, № 7. P. 1005–1016.

29. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.: Радио и связь, 1983. 296 с.

### Библиографический список

1. Guy F.W. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn. 1984. Vol. 32, № 9. P. 1182–1200.
2. Gupta R.C., Singh S.P. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn. 2005. Vol. 53, № 9. P. 2665–2671.
3. Misra D.A. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn. 1987. Vol. 35, № 10. P. 925–928.
4. Misra D., Chhabra M., Epstein B.R., Mirotznik M., Foster K.R. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn. 1990. Vol. 38, № 1. P. 8–14.
5. Bao J.Z., Lu S.T., Hurt W.D. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn. 1997. Vol. 45, № 10. P. 1730–1741.
6. Tuck D., Coad S. // IEEE Microwave and Guided Wave Lett. 1995. Vol. 5, № 4. P. 105–107.
7. Zuecher J., Hoppie L., Lade R., Srinivasan S., Misra D. // J. Microwave Power and Electromagn. Energy. 1990. Vol. 25, № 3. P. 161–167.
8. Давидович М.В. // Машинное проектирование в прикладной электродинамике и электронике: Тр. третьего рабочего семинара IEEE Saratov-Penza Chapter, Саратов, 1999. С. 15–22.
9. Давидович М.В., Мещанов В.П., Попова Н.Ф., Борисов В.С. // Радиолокация, навигация и связь: VII Междунар. науч.-техн. конф. Воронеж, 2001. Т. 3. С. 598–608.
10. Давидович М.В. // Излучение и распространение



30. Исмаиру А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах: В 2 т. М.: Мир, 1981. Т. 1. 280 с.

31. Самохин А.Б. Интегральные уравнения и итерационные методы в электромагнитном рассеянии. М.: Радио и связь, 1998. 160 с.

УДК 535.4; 535.317

## ЦИФРОВАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ С ВИРТУАЛЬНОЙ ОПОРНОЙ ВОЛНОЙ

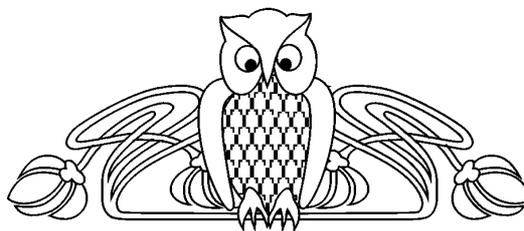
В.П. Рябухо, Б.Б. Горбатенко\*, Л.А. Максимова\*\*

Саратовский государственный университет

\*Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов

\*\*Саратовский государственный технический университет

E-mail: rpv@sgu.ru



Рассматривается возможность восстановления изображения рассеивающего объекта по цифровой записи фурье-спеклограммы – распределения интенсивности рассеянного поля в дальней области дифракции, без использования когерентной опорной волны. Действие опорной волны – формирование голограммной структуры с системой несущих интерференционных полос, реализуется апостериорно – на этапе численной обработки цифровой спеклограммы с использованием представления о бинарном распределении фазы объектного поля в различных его спеклах. Обсуждаются схемы записи цифровых спеклограмм, информационные особенности голограммной структуры, возможность ее синтеза и процедуры численного восстановления изображения по цифровой спеклограмме дифракционного поля и восстановленной системе несущих полос.

**Ключевые слова:** спекл-модулированное поле, спекл-структура, запись интенсивности, восстановление изображения, дифракционное поле рассеивающего объекта, дифракционное гало.

### Digital Optical Holography with Virtual Reference Wave

V.P. Ryabukho, B.B. Gorbatenko, L.A. Maksimova

Possibility of scattering object image reconstruction bis digital Fourier – specklegram (intensity distribution of scattered field in far area of diffraction, without use of coherent referent wave) is considered. Action of referent wave ~ formation of hologram structure with system of carrying interference fringes, is realized a posteriori at the stage of numerical processing of digital specklegram with using of representation about binary distribution of objective field phase in various speckles. Setups for digital specklegram recording, information features of hologram structure, possibility of its synthesis and procedure of numerical image reconstruction bis digital specklegram of diffraction field and reconstruction system of carrying fringes are discussed.

**Key words:** speckle-modulated field, speckle-structure, recording of intensity, image reconstruction, diffraction field of scattering object, diffraction galo.

### Введение

В методе оптической голографии [1–3] реализуется возможность восстановления объектного волнового поля и, следовательно, объемного изображения объекта по записи картины интерференции этого поля с когерентной опорной волной. В классической (аналоговой) голографии

для записи используются высокоразрешающие фоточувствительные среды – фотопластинки (галогенидосеребряные среды), фототермопластики (фотополимеры), фоторефрактивные среды и др. [4]. Восстановление объектного поля и голографического изображения в классической голографии происходит в результате аналогового процесса – дифракции опорной волны на голограмме – записанной и проявленной структуре картины интерференции объектной и опорной волн.

В последнее время в связи с развитием техники цифровой фотографии и возможностей компьютеров активно развиваются методы цифровой оптической голографии [5–7], в которой картина интерференции объектного дифракционного поля и опорной волны записывается и оцифровывается с помощью матричных фотоэлектрических систем – ПЗС-матриц. Восстановление и визуализация голографического изображения (или какого-либо иного сечения объектного поля) реализуется с помощью численной (компьютерной) обработки цифровой голограммы с использованием дифракционных интегральных преобразований. Цифровая голография существенно повышает производительность и практичность методов голографии, в частности методов голографической и спекл-интерферометрии, голографической микроскопии и др. [5, 8–10].

Основная проблема реализации методов голографии связана с необходимостью использования когерентной опорной волны и записью интерференционной системы несущих полос, что существенно усложняет голографическую систему, снижает ее устойчивость к внешним возмущениям и определяет высокие требования к разрешающей способности фоторегистрирующей среды. Последнее обстоятельство наиболее критично для цифровой голографии, поскольку матричные фотоприемники имеют разрешающую способность в 20–25 раз ниже разрешающей способности голографических фотопластинок.



В отсутствие опорного пучка при записи интенсивности объектного дифракционного поля теряется информация о фазовом распределении в этом поле и, как следствие, теряется возможность восстановления изображения объекта путем прямого дифракционного преобразования записанной структуры. В [11–19] рассматриваются различные подходы, алгоритмы и процедуры для восстановления изображения по записи картины дифракционного поля без использования опорной волны. Эти методы отличаются сложностью алгоритмов обработки регистрируемых данных.

В настоящей работе обсуждаются возможности восстановления голограммной структуры с системой несущих полос и, соответственно, изображения рассеивающего объекта по цифровой записи интенсивности когерентного дифракционного поля без использования опорной волны на стадии записи. Для восстановления голограммной структуры используются представления о бинарном распределении фазы объектного поля в дальней области дифракции для рассеивающих объектов с осесимметричным распределением средней интенсивности и  $\delta$  – коррелированной комплексной амплитудой поля на рассеивающей поверхности [20–24]. Такая информация о фазовом распределении в объектном дифракционном поле позволяет не использовать опорную волну на стадии записи, а имитировать ее действие на стадии обработки цифровой голограммы. Фактически в работе обсуждается возможность разработки метода цифровой голографии с виртуальной опорной волной, когда в каждом спекле записанной структуры апостериорно создаются несущие полосы с относительным сдвигом, соответствующим фазе поля в этом спекле. Использование виртуальной опорной волны позволяет исключить все проблемы голографии, обусловленные использованием реальной опорной волны на стадии записи голограммы.

### Голограммная дифракционная структура

Голограммную структуру – зарегистрированную картину интерференции объектной и опорной волн, обычно представляют в виде суперпозиции множества синусоидальных дифракционных решеток или зонных структур Френеля (см., например, [1, 2]). Такие представления с формальной точки зрения позволяют вполне адекватно описать процессы записи и восстановления волнового поля в голографии.

Однако реальная голограммная структура представляет собой, что можно видеть при ее микроскопическом исследовании, набор элементарных дифракционных ячеек, образованных не-

сущими интерференционными полосами, промодулированными спеклами объектного поля. При переходе от спекла к спеклу полосы смещаются на определенную долю их периода, поскольку фаза поля в спеклах разная. Контраст интерференционных полос определяется соотношением амплитуд объектной и опорной волн в каждом спекле. Таким образом, в пространственном положении спеклов, в их форме, в положении и величине контраста несущих полос в спеклах кодируется информация об амплитудно-фазовом распределении объектного поля. Формирование полного объектного поля, восстановленного с голограммы, происходит в результате суперпозиции всех элементарных волн, дифрагированных на элементарных ячейках голограммной структуры при освещении голограммы опорной волной.

Восстанавливаемое с голограммы объектное волновое поле представляет собой суперпозицию элементарных волн, дифрагированных на элементарных дифракционных ячейках голограммы. Такие элементарные дифракционные решетки четко прослеживаются на рис. 1, на котором представлено сильно увеличенное цифровое изображение фрагмента реальной голограммы рассеивающего объекта. Пространственное положение интерференционных полос внутри элементарной ячейки и положение самой ячейки в плоскости голограммы определяют фазу дифрагированной элементарной волны, а период полос – направление распространения элементарной волны, дифрагированной на данной ячейке. В частности, изменение положения полос на половину периода соответствует изменению фазы объектного поля на  $\pi$  рад. Глубина модуляции дифракционной структуры, зависящая от контраста зарегистрированных несущих интерференционных полос, определяет дифракционную эффективность элементарной ячейки, а значит, и амплитуду дифрагированной на ней волны.

Вышеописанный процесс определяет, как с помощью реальной голограммы восстанавливается амплитудно-фазовая структура объектного поля в плоскости голограммы, а значит и в дифракционном поле. На рис. 2 схематически показан процесс формирования действительного голографического изображения в дифракционном поле в результате суперпозиции множества элементарных волн, дифрагированных на элементарных дифракционных ячейках голограммы.

Таким образом, реальная голограмма представляет собой сложную дифракционную структуру и состоит из множества элементарных дифракционных решеток, фактически играющих роль наименьших информационных ячеек голограммы. При этом пространственное положение

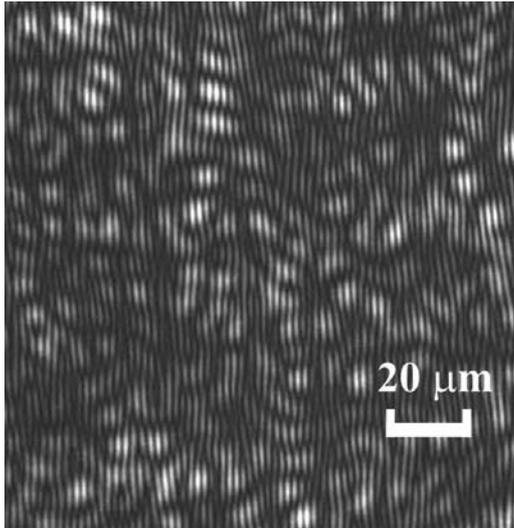


Рис. 1. Фрагмент цифрового изображения реальной голограммной структуры рассеивающего объекта

этих решеток на голограмме полностью определяется спекл-структурой объектного поля. Полное волновое поле, восстановленное с голограммы, формируется в результате суперпозиции всех элементарных волн, дифрагировавших на этих ячейках.

Особенности дифракционной структуры голограммы определяют способ ее восстановления по записи интенсивности объектного дифракционного поля без использования опорного пучка света. В каждом спекле записанной структуры необходимо тем или иным способом создать несущие полосы с относительным сдвигом, соответствующим фазе поля в этом спекле. Такая процедура восстановления изображения рассматривается в [20–24]. Она основана на записи спеклограммы рассеивающего объекта в дальнем поле дифракции – фурье-спеклограммы, и на представлении о бинарном распределении фазы объектного поля в различных спеклах для определенного класса объектов [20, 21].

#### Схемы записи цифровых фурье-спеклограмм

Для практического решения задачи восстановления изображения по записи распределения интенсивности дифракционного поля необходимо зарегистрировать цифровую спеклограмму в дальней зоне дифракции. Для записи цифровых спеклограмм нужно, чтобы регистрируемая спекл-структура уверенно разрешалась ПЗС-матрицей используемой фотокамеры – размеры спеклов должны, по крайней мере, в несколько раз превышать размеры пикселей ПЗС-матрицы. В схемах записи цифровых фурье-спеклограмм

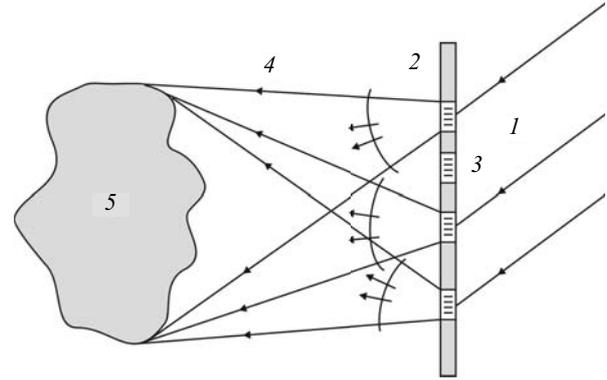


Рис. 2. Схематическое изображение процесса восстановления с голограммы действительного изображения объекта при использовании восстанавливающего пучка света, сопряженного опорному: 1 – восстанавливающая волна; 2 – голограмма; 3 – элементарные дифракционные ячейки; 4 – элементарные волны, дифрагировавшие на элементарных ячейках; 5 – действительное изображение объекта как результат суперпозиции элементарных волн

возможно использование цифровых фотокамер как с открытой ПЗС-матрицей, так и с несъемным объективом.

При использовании фотокамер с несъемным объективом возможно применять этот объектив в качестве фурье-преобразующей оптической системы. Однако в силу, как правило, малого фокусного расстояния этих объективов регистрируемый объект должен иметь достаточно малые размеры для формирования на ПЗС-матрице разрешаемых этой матрицей спеклов. Например, для объектива с  $f \approx 100$  мм, размер объекта  $d_0$  должен быть  $d_0 < \lambda f / \varepsilon_{\perp} \approx 4$  мм для ПЗС-матрицы с 8 мкм размерами пикселей.

Для регистрации цифровых фурье-спеклограмм с помощью камер с несъемным объективом возможно использование специальных оптических схем с дополнительным рассеивающим экраном или с положительной линзой. На рис. 3 и 4 представлены возможные схемы записи таких фурье-спеклограмм. Лазерный пучок 1 освещает рассеиватель 2 и транспарант 3. Согласно схеме, приведенной на рис. 4, объектив цифровой камеры 6 сфокусирован на дополнительный рассеивающий экран 5, изображение которого формируется в сопряженной ему плоскости ПЗС-матрицы. Эта схема записи имеет два существенных недостатка: 1) средняя интенсивность изображения падает при увеличении расстояния от центра ПЗС-матрицы из-за ограниченности индикатрисы рассеяния дополнительного экрана 5; 2) поскольку в схеме используются сразу два рассеивателя, то в плоскости ПЗС-матрицы образуется двойная спекл-структура 7 (см. рис. 3) – каждый крупный спекл на ней оказывается промодулированным более



мелкими спеклами – объективные спеклы модулируют более мелкие субъективные спеклы.

Размер крупных объективных спеклов определяется угловыми размерами апертуры транспаранта 3 и коэффициентом увеличения объектива фотоаппарата  $\beta \approx z_1 / z_0$ :

$$\varepsilon_0 \approx \frac{\lambda}{\theta} \cdot \frac{z_1}{z_0}, \quad (1)$$

где  $\theta \approx d_0 / z$  – угловой размер объекта – источника объективных спеклов,  $d_0$  – поперечный размер объекта (апертуры транспаранта 3),  $z$  – расстояние от транспаранта до рассеивателя 5;  $z_0$  – расстояние от рассеивателя 5 до объектива (передней главной плоскости) фотокамеры 6,  $z_1$  – расстояние от объектива (задней главной плоскости) до ПЗС-матрицы.

Размер мелких (субъективных) спеклов, которые промодулированы объективными спеклами, определяется формулой

$$\varepsilon_s \approx \frac{\lambda}{d_a} z_1, \quad (2)$$

где  $d_a$  – диаметр апертуры (выходного зрачка) объектива фотокамеры.

Чтобы исключить модулирование спеклов спеклами и увеличить равномерность распределения средней интенсивности спекл-структуры в плоскости ПЗС-матрицы, в схеме, приведенной на рис. 3, можно заменить рассеиватель 5 коллективной линзой. Такая схема представлена на рис. 4. Объектив камеры 6 сфокусирован на плоскость апертуры линзы 5, которая оптически сопряжена с плоскостью ПЗС-матрицы фотокамеры. Линза собирает рассеянное лазерное излучение и направляет его в объектив камеры – изображение объекта 3 – источника спекл-поля, формируется в плоскости апертурной диафрагмы объектива. Поперечное сечение спекл-структуры в плоскости линзы отображается на ПЗС-матрице фотокамеры.

Размер спеклов в плоскости ПЗС-матрицы в этом случае определяется по формуле (1). Если линза 5 располагается в дальней области дифракции по отношению к источнику-объекту, то выполняются условия записи фурье-спеклограммы. Цифровое изображение спекл-структуры, создаваемой объектом-источником в форме кольца и зарегистрированное с помощью схемы, представленной на рис. 4, дано на рис. 5.

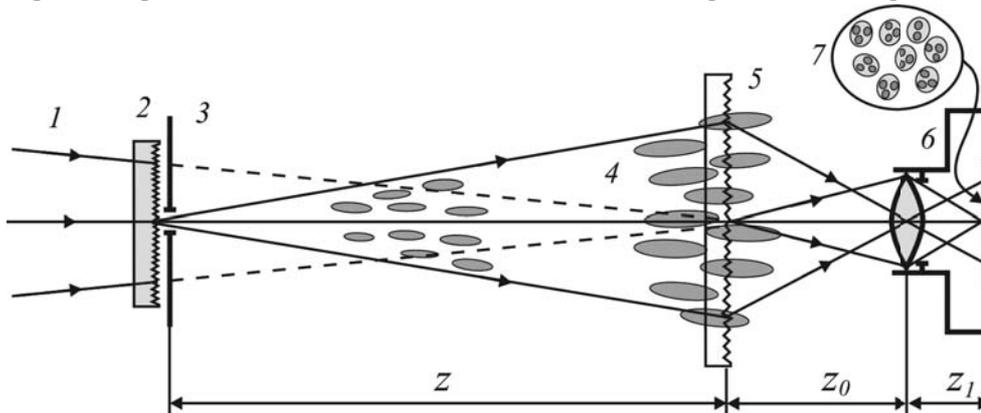


Рис. 3. Схема регистрации цифровой фурье-спеклограммы с использованием рассеивающего экрана и цифровой камеры с несъемным объективом: 1 – лазерный пучок; 2 – рассеиватель; 3 – транспарант; 4 – продольный разрез объективной спекл-структуры; 5 – дополнительный рассеивающий экран; 6 – цифровая камера с несъемным объективом; 7 – схематический вид двойной спекл-структуры в плоскости ПЗС-матрицы

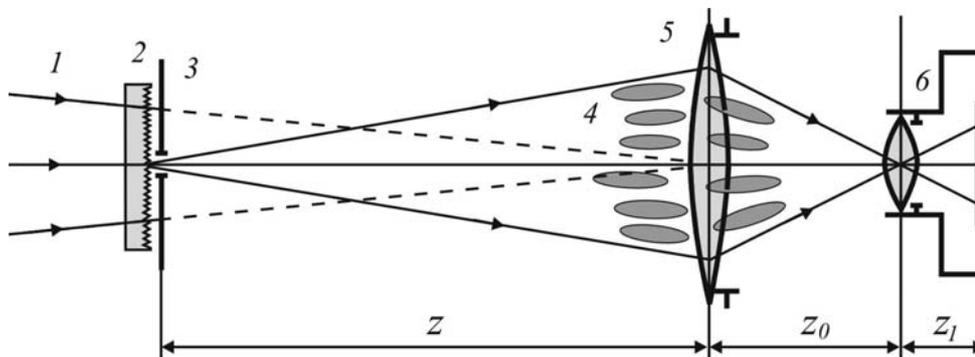


Рис. 4. Схема регистрации фурье-спеклограммы при использовании линзы с помощью цифровой камеры с несъемным объективом: 1 – лазерный пучок; 2 – рассеиватель; 3 – транспарант; 4 – продольный разрез спекл-структуры; 5 – собирающая, коллективная линза; 6 – цифровая камера с несъемным объективом

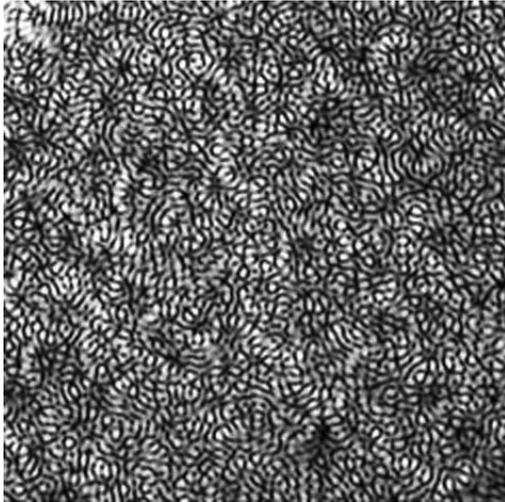


Рис. 5. Цифровое изображение спекл-структуры, наблюдаемой в дальней области дифракции с использованием коллективной линзы (см. рис. 4)

### Пространственный спектр фурье-спеклограммы – дифракционное гало

Пространственное распределение интенсивности объектного дифракционного поля несет лишь частичную информацию об изображении объекта, поскольку в этом распределении утрачивается информация о фазе поля при такой записи. Поэтому дифракционное преобразование цифровой фурье-спеклограммы не приводит к восстановлению изображения объекта, а позволяет только получить автокорреляционную функцию пространственного распределения средней интенсивности по поверхности объекта и наблюдать в дифракционном поле лишь автокорреляционное гало. Ниже представлена теория формирования этого дифракционного гало при численном преобразовании цифровой фурье-спеклограммы.

На этапе записи цифровой спеклограммы в дальнем поле дифракции объектного поля реали-

зуется аналоговый процесс фурье-преобразования комплексной амплитуды поля в плоскости объекта (см. рис. 4, 5 и рис. 6). Для распределения интенсивности в плоскости записи фурье-спеклограммы можно использовать следующее выражение [25]:

$$I(\vec{\zeta}) \sim |U(\vec{\zeta})|^2 \sim |F_1 \{U_0(\vec{r})P(\vec{r})\}|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} U_0(\vec{r})P(\vec{r}) \exp(i2\pi\vec{\zeta}\vec{r}) d\vec{r} \right|^2, \quad (3)$$

где  $U_0(\vec{r})$  – комплексная амплитуда поля в плоскости объекта,  $P(\vec{r})$  – функция пропускания апертурной диафрагмы – амплитудного транспаранта с бинарным пропусканием,  $P(\vec{r}) = 1$  и  $0$ ; переменная  $\vec{\zeta}$  имеет смысл пространственной частоты объектного поля.

Будем полагать, что реализуется линейный режим записи спеклограммы – цифровой образ пропорционален распределению интенсивности дифракционного поля  $I(\vec{\zeta})$ . Следовательно, на этапе численного фурье-преобразования цифровой спеклограммы вычисляется и визуализируется фурье-образ  $I(\vec{u})$  распределения интенсивности  $I(\vec{\zeta})$ . Этот образ, по своей сути, представляет собой пространственный спектр мощности спеклограммы, или, используя другое представление, дифракционное гало. Для определения  $I(\vec{u})$  можно воспользоваться выражением

$$I(\vec{u}) = \left| F_2 \{H(\vec{\zeta})I(\vec{\zeta})\} \right|^2, \quad (4)$$

где  $F_2 \{..\}$  – символ численного фурье-преобразования;  $\vec{u}$  имеет смысл пространственной координаты, поскольку  $\vec{\zeta}$  – пространственная частота;  $H(\vec{\zeta})$  – бинарная функция апертурного ограничения преобразуемой области спеклограммы. Функция  $H(\vec{\zeta})$  на практике может определять апертурную функцию ПЗС-матрицы,

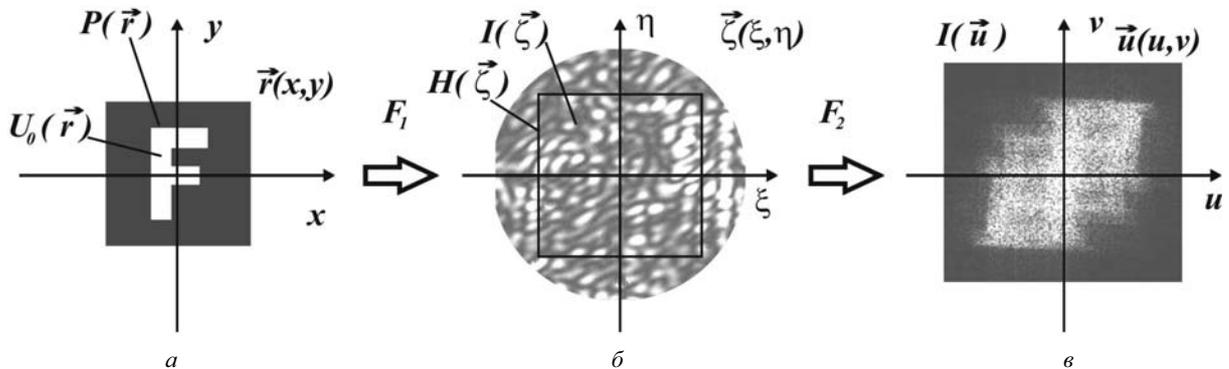


Рис. 6. Фурье-преобразования на этапе формирования и записи фурье-спеклограммы (а-б) и на этапе численной обработки цифровой спеклограммы (б-в): а – пространство предмета; б – область пространственных частот объектного поля; в – область пространственного спектра спеклограммы с дифракционным гало



используемой для записи спеклограммы или часть числовой матрицы, определяющей фрагмент  $I(\vec{\zeta})$ , подвергается фурье-преобразованию.

Комплексная амплитуда объектного поля  $U_0(\vec{r})$  – случайная функция, поскольку рассматривается рассеивающий объект (см. рис. 4, 5). Поэтому регистрируемое распределение интенсивности  $I(\vec{\zeta})$  также является случайной функцией, которая определяет спекл-картину в области регистрации. Функция  $I(\vec{u})$  как результат преобразования  $I(\vec{\zeta})$  также случай-

ная; она определяет спекл-картину в области пространственного спектра спеклограммы (рис. 7). Для сглаживания этой высокочастотной спекл-модуляции в распределении  $I(\vec{u})$  необходимо ввести усреднение по ансамблю реализации комплексной амплитуды объектного поля  $U_0(\vec{r})$ . Применяя эту операцию усреднения, для низкочастотного пространственного распределения среднего значения функции  $\langle I(\vec{u}) \rangle$ , можно записать следующее выражение с использованием (3) и (4):

$$\begin{aligned} \langle I(\vec{u}) \rangle = & \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \langle U_0(\vec{r}_1)U_0^*(\vec{r}_2)U_0^*(\vec{r}_3)U_0(\vec{r}_4) \rangle \times \\ & \times P(\vec{r}_1)P(\vec{r}_2)P(\vec{r}_3)P(\vec{r}_4)H(\vec{\zeta}_1)H(\vec{\zeta}_2) \exp\left[i2\pi(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)\vec{\zeta}_1\right] \times \\ & \times \exp\left[-i2\pi(\vec{r}_3 - \vec{r}_4)\vec{\zeta}_2\right] \exp\left[i2\pi(\vec{\zeta}_1 - \vec{\zeta}_2)\vec{u}\right] d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 d\vec{r}_3 d\vec{r}_4 d\vec{\zeta}_1 d\vec{\zeta}_2, \end{aligned} \quad (5)$$

где угловыми скобками обозначено статистическое усреднение.

В выражении (5) статистическое усреднение отнесено только к произведению случайных

функций  $U_0(\vec{r}_j)$ . Для этого статистического момента четвертого порядка, полагая комплексную функцию  $U_0(\vec{r})$  гауссовой случайной функцией, можем записать следующее выражение [27]:

$$\begin{aligned} \langle U_0^*(\vec{r}_2)U_0^*(\vec{r}_3)U_0(\vec{r}_1)U_0(\vec{r}_4) \rangle = & \langle U_0^*(\vec{r}_2)U_0(\vec{r}_1) \rangle \langle U_0^*(\vec{r}_3)U_0(\vec{r}_4) \rangle + \\ & + \langle U_0^*(\vec{r}_2)U_0(\vec{r}_4) \rangle \langle U_0^*(\vec{r}_3)U_0(\vec{r}_1) \rangle = I_0\left(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2}\right) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) I_0\left(\frac{\vec{r}_3 + \vec{r}_4}{2}\right) \delta(\vec{r}_4 - \vec{r}_3) + \\ & + I_0\left(\frac{\vec{r}_2 + \vec{r}_4}{2}\right) \delta(\vec{r}_4 - \vec{r}_2) I_0\left(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_3}{2}\right) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_3), \end{aligned} \quad (6)$$

где использовано предположение о  $\delta$ -коррелированном объектном поле  $U_0(\vec{r})$ , функция корреляции комплексной амплитуды которого может быть записана в виде [26]

$$\langle U_0(\vec{r}_j)U_0^*(\vec{r}_k) \rangle = I_0\left(\frac{\vec{r}_j + \vec{r}_k}{2}\right) \delta(\vec{r}_j - \vec{r}_k),$$

$I_0\left(\frac{\vec{r}_j + \vec{r}_k}{2}\right) = \langle I\left(\frac{\vec{r}_j + \vec{r}_k}{2}\right) \rangle$  – распределение средней интенсивности поля в плоскости объекта.

Используя (6) и фильтрующее действие  $\delta$ -функции, выражение (5) можно преобразовать к следующему виду:

$$\begin{aligned} \langle I(\vec{u}) \rangle = & \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_0(\vec{r}_1)P^2(\vec{r}_1)I_0(\vec{r}_4)P^2(\vec{r}_4)d\vec{r}_1 d\vec{r}_4 \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H(\vec{\zeta}_1)H(\vec{\zeta}_2) \exp\left[i2\pi(\vec{\zeta}_1 - \vec{\zeta}_2)\vec{u}\right] d\vec{\zeta}_1 d\vec{\zeta}_2 + \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_0(\vec{r}_1)P^2(\vec{r}_1)I_0(\vec{r}_4)P^2(\vec{r}_4)H(\vec{\zeta}_1)H(\vec{\zeta}_2) \times \\ & \times \exp\left[i2\pi(\vec{r}_1 - \vec{r}_4)(\vec{\zeta}_1 - \vec{\zeta}_2)\right] \exp\left[i2\pi(\vec{\zeta}_1 - \vec{\zeta}_2)\vec{u}\right] d\vec{r}_1 d\vec{r}_4 d\vec{\zeta}_1 d\vec{\zeta}_2 = \\ & = \Phi^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H\left(\vec{\zeta} + \frac{\Delta\vec{\zeta}}{2}\right) H\left(\vec{\zeta} - \frac{\Delta\vec{\zeta}}{2}\right) d\vec{\zeta} \exp\left[i2\pi\Delta\vec{\zeta}\vec{u}\right] d\Delta\vec{\zeta} + \end{aligned} \quad (7)$$



$$+ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_0 \left( \vec{r} + \frac{\Delta \vec{r}}{2} \right) P^2 \left( \vec{r} + \frac{\Delta \vec{r}}{2} \right) I_0 \left( \vec{r} - \frac{\Delta \vec{r}}{2} \right) P^2 \left( \vec{r} - \frac{\Delta \vec{r}}{2} \right) d\vec{r} \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} H \left( \vec{\zeta} + \frac{\Delta \vec{\zeta}}{2} \right) H \left( \vec{\zeta} - \frac{\Delta \vec{\zeta}}{2} \right) d\vec{\zeta} \exp \left[ i2\pi (\Delta \vec{r} + \vec{u}) \Delta \vec{\zeta} \right] d\Delta \vec{r} d\Delta \vec{\zeta},$$

где использованы преобразования координат  $\vec{r} = (\vec{r}_1 + \vec{r}_4)/2$ ,  $\Delta \vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_4$ ;  $\vec{\zeta} = (\vec{\zeta}_1 + \vec{\zeta}_2)/2$ ,  $\Delta \vec{\zeta} = \vec{\zeta}_1 - \vec{\zeta}_2$ ;  $\Phi = \int_{-\infty}^{\infty} I_0(\vec{r}) P^2(\vec{r}) d\vec{r}$  определяет мощность оптического поля, прошедшего через амплитудный транспарант.

Первое слагаемое в выражении (7) представляет собой фурье-образ функции автокорреляции  $H(\vec{\zeta})$  – апертурной функции в области цифровой спеклограммы. Эту функцию можно считать бинарной и прямоугольной в пространстве  $\vec{\zeta}(\xi, \eta)$ , принимающей значения 1 для области преобразования и 0 за ее пределами. Если протяженность данной функции существенно больше поперечных размеров спеклов в этой области, то ее фурье-образ в области  $\vec{u}(u, v)$  имеет соответственно малую протяженность – он сосредоточен в начале координат  $\vec{u}(u, v)$  и определяет центральное пятно, присутствующее на всех изображениях, приведенных на рис. 7. Следовательно, первое слагаемое в выражении (7) фактически не влияет на пространственное распределение интенсивности в области  $\vec{u}(u, v)$ . Это распределение в основном определяется вторым слагаемым в выражении (7). Таким образом, во втором слагаемом в выражении (7) для внутреннего интеграла – фурье-образа функции автокорреляции апертуры спеклограммы  $H(\vec{\zeta})$ , можно использовать приближение  $\delta$ -функции

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H \left( \vec{\zeta} + \frac{\Delta \vec{\zeta}}{2} \right) H \left( \vec{\zeta} - \frac{\Delta \vec{\zeta}}{2} \right) d\vec{\zeta} \times \\ \times \exp \left[ i2\pi (\Delta \vec{r} + \vec{u}) \Delta \vec{\zeta} \right] d\Delta \vec{\zeta} \sim \delta(\Delta \vec{r} + \vec{u}). \quad (8)$$

Используя фильтрующее действие  $\delta$ -функции, для второго слагаемого в выражении (7) получаем выражение

$$\langle I^2(\vec{u}) \rangle \sim \Phi^2 \delta(\vec{u}) + \\ + \int_{-\infty}^{\infty} I_0 \left( \vec{r} + \frac{\vec{u}}{2} \right) P^2 \left( \vec{r} + \frac{\vec{u}}{2} \right) I_0 \left( \vec{r} - \frac{\vec{u}}{2} \right) P^2 \left( \vec{r} - \frac{\vec{u}}{2} \right) d\vec{r}, \quad (9)$$

которое определяет распределение интенсивности поля в дифракционном гало – в пространственном спектре фурье-спеклограммы. Это распределение имеет вид функции автокорреляции распределения средней интенсивности поля в плоскости объекта с учетом его формы – формы используемой апертурной диафрагмы.

На рис. 7 представлены примеры пространственных распределений – дифракционных гало, получаемых при численном фурье-преобразовании фурье-спеклограмм объектов различной формы. Нетрудно увидеть соответствие дифракционных картин автокорреляционным распределениям средней интенсивности поля в плоскости объекта – автокорреляционным функциям апертурных форм объектов.

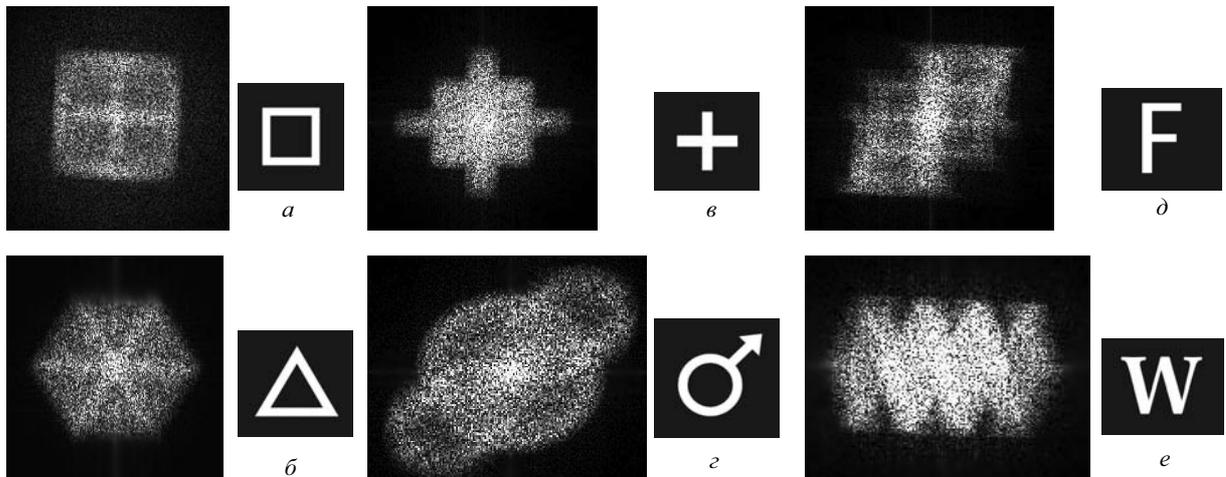


Рис. 7. Автокорреляционные дифракционные гало, получаемые при численном фурье-преобразовании цифровых фурье-спеклограмм объектов различной формы: *a* – кольцевого квадрата; *б* – кольцевого треугольника; *в* – креста; *г* – астрономического знака Марса; *д* – буквы **F**; *е* – буквы **W**



Если в плоскость регистрации при записи объектного дифракционного поля направить когерентный опорный пучок, то реализуется запись цифровой фурье-голограммы. В этом случае фурье-преобразование от зарегистрированного распределения интенсивности позволяет получить изображения объекта в дифракционных порядках. Пример такого восстановления приведен на рис. 8 для объекта в форме буквы **Н**.

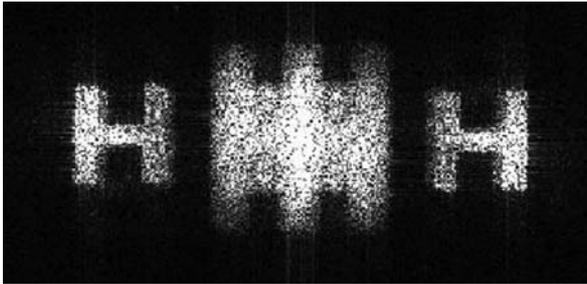


Рис. 8. Результат численного фурье-преобразования структуры фурье-голограммы

#### Восстановление голограммной структуры по цифровой записи фурье-спеклограммы

Для восстановления голограммной структуры с системой несущих полос по цифровой записи только спеклограммы объектного поля необходимо на этой спеклограмме создать систему полос, имитирующих несущие интерференционные полосы в реальной голограммной структуре, получаемой с использованием опорной волны. Эта задача в главном сводится к определению относительного сдвига полос в соседних спеклах, который, как отмечалось выше, определяет относительные фазы объектного поля в различных спеклах этого поля. Для решения данной задачи могут быть использованы представления о бинарном распределении фазы в различных спеклах объектного поля в дальней области дифракции [20, 21] – при переходе от одного спекла к соседнему фаза поля меняется на  $\pi$  рад. Это положение справедливо, как показано в [20, 21], только для

определенного класса объектов – источников когерентного спекл-модулированного поля, а именно для  $\delta$ -коррелированных рассеивающих объектов с осесимметричным распределением интенсивности  $I(\vec{r})$  в их плоскости. При такой закономерности распределения фазы объектного дифракционного поля пространственный сдвиг несущих интерференционных полос в соседних спеклах фурье-голограммы составляет половину периода  $\Lambda$  этих полос.

Таким образом, можно использовать следующий алгоритм восстановления голограммной структуры для численного восстановления изображения объекта по цифровой записи распределения интенсивности дальнего дифракционного поля. В эксперименте записывается цифровая фурье-спеклограмма  $I(\vec{\zeta})$ . С использованием графических программных средств в этом распределении интенсивности в пределах спеклов создаются периодические полосы с некоторым, в общем случае произвольным, периодом  $\Lambda$ , имитирующие несущие интерференционные полосы голограммной структуры. При этом тем или иным способом обеспечивается сдвиг полос на полпериода  $\Lambda$  при переходе от одного спекла к соседнему. Этим сдвигом полос восстанавливается информация о фазовом пространственном распределении в объектном поле. Численное фурье-преобразование голограммной структуры, восстановленной вышеописанным способом, должно привести к формированию изображений объекта в дифракционных порядках.

Отсутствие относительного сдвига полос в спеклах – фазированное модулирование несущих полос, приводит только к мультиплицированию дифракционного гало и не позволяет восстановить изображения объекта. На рис. 9,а приведен пример такого численного фурье-преобразования фурье-спеклограммы с фазированной системой несущих полос – без какого-либо относительного сдвига полос в соседних спеклах. Распределения интенсивностей в первых порядках дифракции не соответствуют изображениям объекта, а представ-

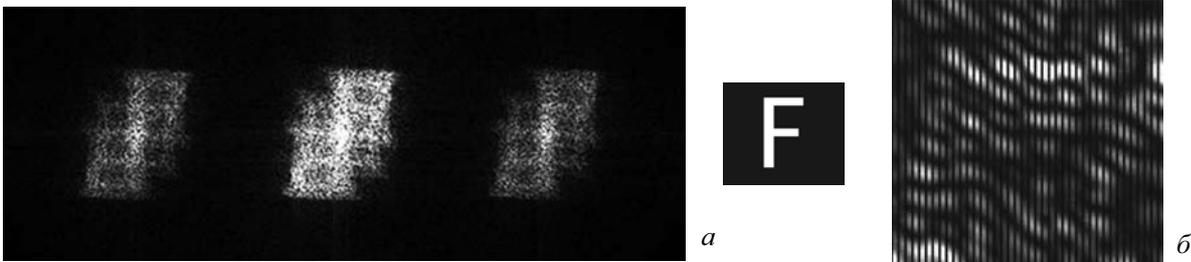


Рис. 9. Картина дифракции дальнего поля (а) при фурье-преобразовании спеклограммы объекта в форме буквы **F** с системой фазированных несущих полос и фрагмент спеклограммы объекта с нанесенной системой несущих полос без сдвига на половину периода между соседними спеклами (б)



ляет собой лишь автокорреляцию распределения средней интенсивности поля по объекту, как и в нулевом порядке дифракции. На рис. 9,в приведен фрагмент спеклограммы объекта в форме буквы **F** с нанесенной системой несущих полос без сдвига на половину периода между соседними спеклами.

Сдвиг несущих полос на половину периода при переходе от спекла к спеклу обеспечивает формирование изображений объекта в первых порядках дифракции при фурье-преобразовании спеклограммы с системой несущих полос. На рис. 10,а приведен результат численного фурье-преобразования восстановленной голограммной структуры объекта в форме квадрата. Для сравнения на рис. 10,б приведена фотография картины дифракции лазерного пучка на реальной (аналоговой) фурье-голограмме. Видимые отличия размеров спеклов на этих картинах обусловлены различием размеров восстановленной голограммной структуры, подвергаемой чис-

ленному преобразованию, и апертуры лазерного пучка, освещающего аналоговую голограмму. Отметим также наличие центрального светлого пятна – недифрагированного лазерного пучка при аналоговом процессе дифракции (рис. 10,б) и его отсутствие при численной процедуре преобразования (рис. 10,а).

На рис. 10,в приведено также изображение картины дифракции лазерного пучка на искусственном дифракционном оптическом элементе (ДОЭ) – аналоговой восстановленной голограммной структуре [20, 21]. Для получения такого ДОЭ графический файл с восстановленной голограммной структурой с требуемым увеличением распечатывался, а затем с необходимым уменьшением фотографически переносился на фотопластинку. При освещении полученного таким образом ДОЭ лазерным пучком в дальней области дифракции наблюдались изображения записанного объекта, которые приведены на рис. 10,в. Здесь также присутствует недифрагированный лазерный пучок.

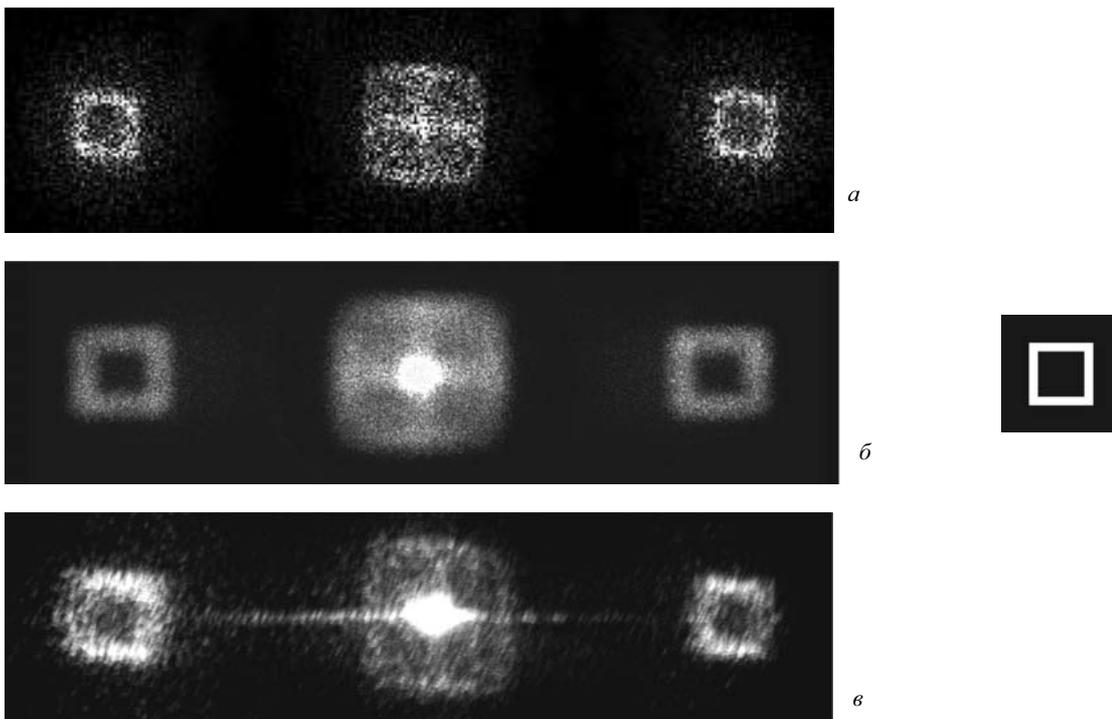


Рис. 10. Картина дифракции дальнего поля, получаемая при численном фурье-преобразовании фурье-спеклограммы с искусственно нанесенной системой несущих полос и соответствующий объект-транспарант (а); автокорреляционное гало и изображения: б – восстановленные с реальной (аналоговой) фурье-голограммы, в – наблюдаемые в поле дифракции лазерного пучка на искусственном аналоговом дифракционном оптическом элементе

Для восстановления голограммных структур нами использовались различные компьютерные процедуры – полностью ручная, полуручная и полностью программная обработка цифровых спеклограмм с целью создания системы несущих полос, модулированных записанной спекл-структурой.

В «ручном» режиме с использованием графического редактора визуально определялись соседние спеклы и в них создавались несущие полосы со сдвигом на половину периода. Это достаточно трудоемкий процесс, поскольку требуется обработка нескольких тысяч спеклов для

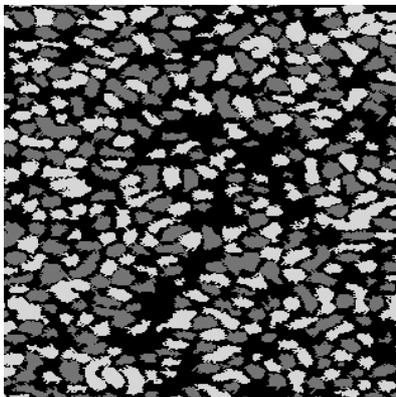


получения изображений с относительно малыми размерами спеклов, которые определяются размером обработанной области на спеклограмме. В ручном режиме мы обрабатывали до 2000 спеклов одной фурье-спеклограммы.

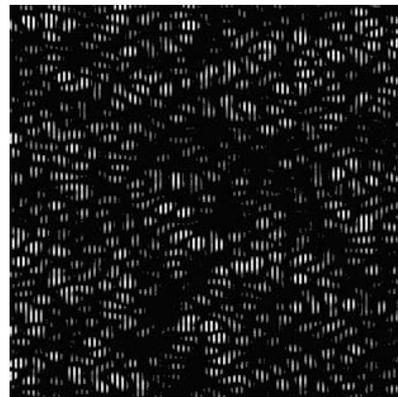
При использовании полупрограммной обработки спеклограмм несущие полосы и их пространственный сдвиг на полпериода создавались программно, но соседние спеклы, в которых должен иметь место этот сдвиг, задавался пользователем интуитивно при визуальном анализе картины спеклов. На первом этапе такой обработки задавался некоторый уровень обрезки спекл-картины по интенсивности для проявления более четких границ спеклов. На втором этапе, самом трудоемком, «вручную», с использованием интуитивных представлений пользователем производилась сортировка спеклов по значениям фазы поля

в них с использованием их окраски в красный и зеленый цвета: красный цвет – фаза равна 0 рад, зеленый –  $\pi$  рад. Такая цветная окраска позволяла более наглядно показать восстановленное фазовое распределение поля на спеклограмме и проконтролировать порядок чередования изменения фазы. На третьем этапе программно по значениям цвета опознавались спеклы с фазой 0 рад и фазой  $\pi$  рад, а затем внутри спеклов создавались несущие полосы с некоторым периодом со сдвигом на полпериода для каждой группы спеклов.

На рис. 11,*а* показан фрагмент обработанной спекл-картины, соседние спеклы на которой представлены в двух цветах (на фото эти цвета показаны двумя уровнями серого); на рис. 11,*б* представлена фотография того же фрагмента спекл-картины с системой созданных несущих полос.



*а*



*б*

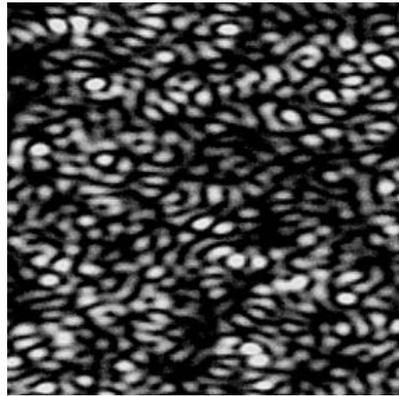
Рис. 11. Фрагмент спекл-картины с бинарной цветовой окраской соседних спеклов (показаны в двух уровнях серого) (*а*) и с системой несущих полос (*б*)

На фото видно, что некоторые пары соседних спеклов имеют одинаковые цвета. Это происходит по причине отсутствия границы между этими спеклами – темной области с нулевой интенсивностью. Такие два спекла воспринимаются программой как один спекл. Для исключения этого требуется более высокий уровень обрезки распределения интенсивности на зарегистрированной спеклограмме, что приводит к уменьшению размеров спеклов и расширению темных промежутков между ними. Однако высокий уровень пороговой интенсивности приводит к искажению формы спеклов и искажению информации, записанной в спеклах, что влияет на качество восстановленного изображения. На рис. 12,*а* представлено цифровое фото записанной спекл-структуры, а на рис. 12,*б* – фото этой же спекл-картины после «обрезки» по уровню интенсивности, превышающему среднее значение интенсивности в спекл-картине.

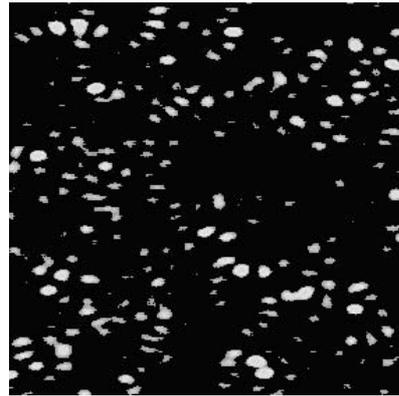
При использовании полупрограммной обработки спеклограмм соседние спеклы определяет

пользователь, применяя интуитивные представления, что имеет свои преимущества и недостатки. Преимущество заключается в том, что не всегда возможно четко определить, какие спеклы следует считать соседними, используя только программную процедуру. В таких затруднительных случаях пользователь проявляет субъективный интуитивный подход для определения границ, который оказался более эффективным.

При полностью программной обработке цифровых фурье-спеклограмм использовали следующий алгоритм восстановления фазового распределения по спекл-структуре и создания голограммной дифракционной структуры: 1) перевод цифрового изображения (рис. 13) в числовой массив; 2) определение среднего уровня интенсивности и проведение бинаризации изображения по этому уровню (рис. 14); 3) разделение спекл-картины на соседние спеклы (рис. 15); 4) создание системы несущих полос, сдвинутых на половину периода между соседними спеклами (рис. 16).



*a*



*б*

Рис. 12. Фрагмент спекл-картины до (*a*) и после (*б*) обрезки по высокому уровню интенсивности

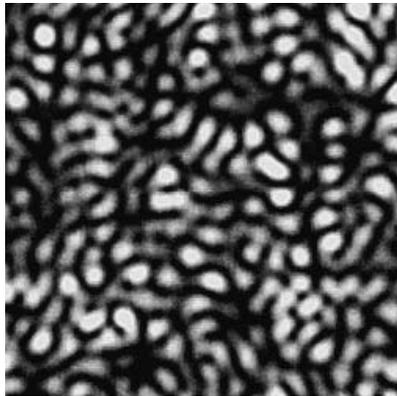


Рис. 13. Цифровое изображение спекл-картины

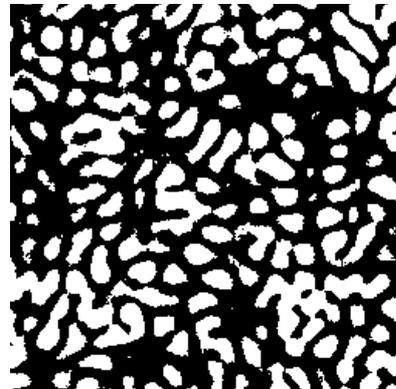


Рис. 14. Бинаризация изображения

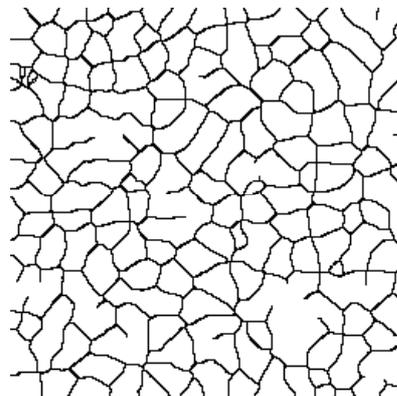


Рис. 15. Области соседних спеклов, на которые разделена спекл-картина

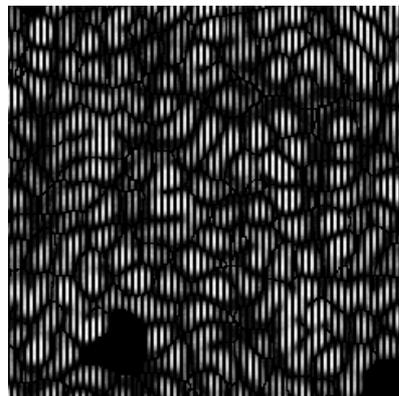


Рис. 16. Спекл-картина с системой несущих полос

Восстановленные изображения, полученные с помощью фурье-преобразования программно восстановленной голограммной структуры, представлены на рис. 17,*a,в*. Изображения в определенной мере повторяют форму предмета – источника спекл-структуры. Для сравнения на рис. 17,*б,г* представлены восстановленные изображения при использовании полупрограммной обработки спеклограмм. Наблюдается несколько

более высокое качество восстановленных изображений при использовании ручного режима определения соседних спеклов с необходимым сдвигом полос.

Для повышения качества восстановления изображений программа обработки спеклограмм требует дальнейшего совершенствования в плане более точного определения областей, представляющих соседние спеклы. Графическая обработка

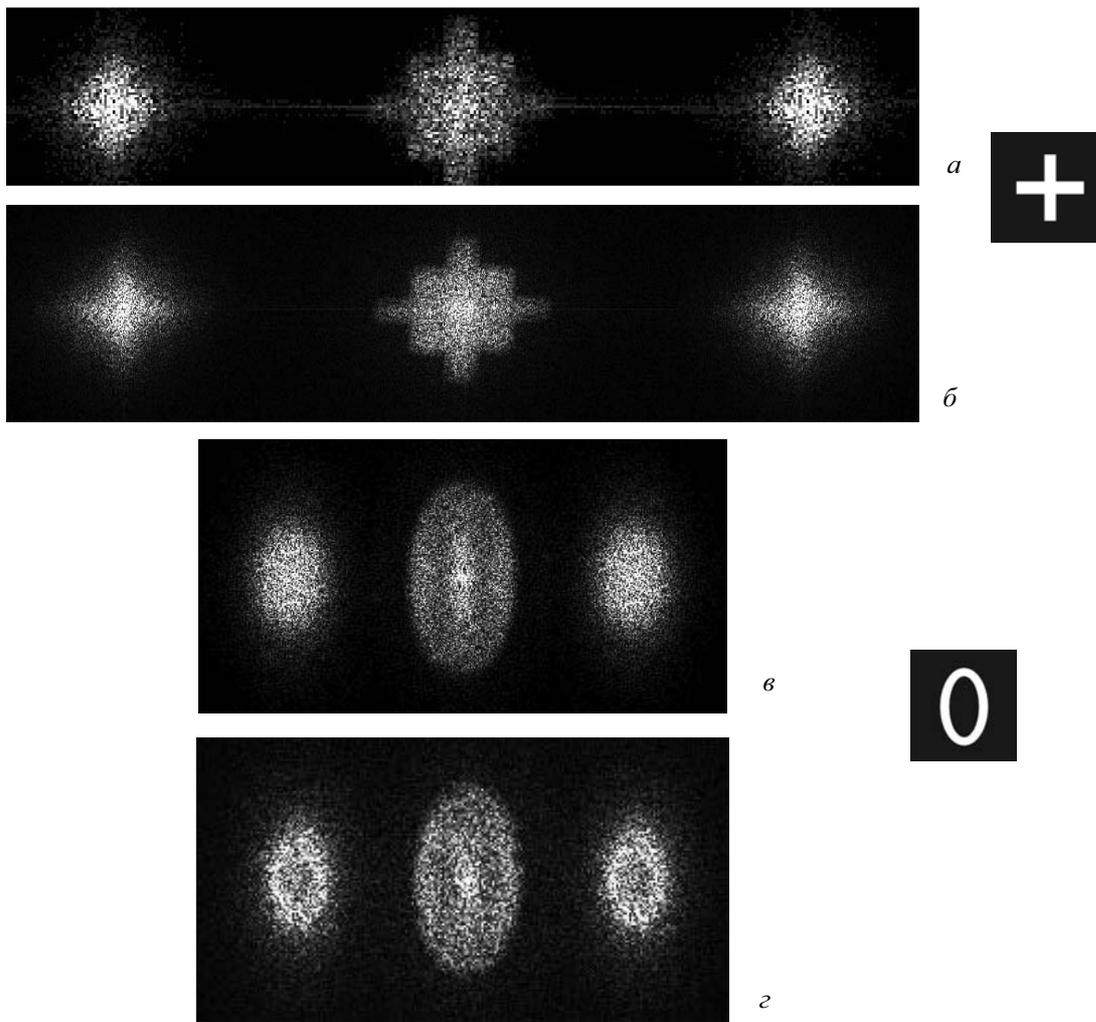


Рис. 17. Восстановленные изображения объектов – креста и эллипса, получаемые при полностью программной (а, в) и при полупрограммной (б, з) обработке цифровых фурье-спеклограмм

спеклограммы с применением полностью программных средств является менее трудоемким процессом по сравнению с ручной обработкой, но она сопровождается более существенными ошибками при определении границ спеклов, чем при интуитивном определении соседних спеклов.

### Заключение

Обсуждаемый в работе метод записи и восстановления изображения основывается на записи интенсивности дифракционного поля рассеивающего объекта при его когерентном освещении, что обеспечивает спекл-модуляцию дифракционного поля, которая несет часть информации об объекте – источнике этого поля. Полная информация об объектном дифракционном поле восстанавливается путем апостериорного создания на записанной спекл-структуре высокочастотной квазипериодической модуляции, аналогичной модуляции несущими

интерференционными полосами в голографической записи волнового поля с использованием опорной волны. При этом требуемая фазовая модуляция обеспечивается сдвигом несущих полос на половину их периода при переходе от одного спекла к соседнему. Фактически в данном методе используется виртуальный опорный пучок.

Относительно высокие искажения восстановленного по данному методу изображения обусловлены, на наш взгляд, следующими недостатками обсуждаемой процедуры восстановления амплитудно-фазового распределения объектного поля. В первую очередь, следует указать на неточность определения соседних спеклов дифракционного поля, в которых должен быть фазовый сдвиг в  $\pi$  радиан и, соответственно, сдвиг несущих полос на половину их периода. Во-вторых, профиль создаваемых несущих полос прямоугольный, вместо синусоидального, имеющего место в голографическом процессе. Это эквивалентно нелинейности голографической



записи, что сопровождается, как известно, появлением дополнительных порядков дифракции, определяющих шумовое гало вокруг восстановленного изображения. В-третьих, в используемой в работе процедуре создавалась несущая система полос с единичным контрастом (с единичным коэффициентом модуляции), тогда как при голографической записи контраст несущих полос определяется соотношением интенсивностей опорной и объектной волн в каждом спекле и соответствующим образом меняется от спекла к спеклу.

Учет вышеописанных факторов в процедуре восстановления амплитудно-фазовой информации дифракционного поля и в создании голограммной дифракционной структуры позволит существенным образом повысить качество (четкость) восстанавливаемых изображений.

Результаты работы позволяют расширить представления о свойствах диффузно-когерентного поля и могут быть использованы для создания новых технологий и подходов в области оптической обработки информации. На основе проведенных исследований возможна разработка новых методов и устройств голографической интерферометрии, спекл-интерферометрии, вычитания изображений для определенного класса объектов, создание специальных дифракционных оптических элементов.

Авторы благодарят В.В. Лычагова и О.А. Перепелицыну за помощь в экспериментальных исследованиях, Д.М. Масленникова и Ю.В. Норова за создание программ обработки цифровых изображений.

Исследования проведены при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-08-00987а); (CRDF RUX0-006-SR-06/ВР1М06); (НОЦ REC-006); программы Президента РФ для поддержки ведущих научных школ (НШ-208.2008.2).

### Библиографический список

1. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 688 с.
2. Комар В.Г., Серов О.Б. Изобразительная голография и голографический кинематограф. М.: Искусство, 1987. 286 с.
3. Оптическая голография: В 2 т. / Пер. с англ.; Под ред. Г. Колфилда. М.: Мир, 1982. Т. 1. 380 с.; Т. 2. 736 с.
4. Кириллов Н.И. Высокоразрешающие фотоматериалы для голографии и процессы их обработки. М.: Наука, 1979. 136 с.
5. Schnars U., Jueptner W. Digital holography. Springer Verlag, 2004. 164 p.
6. Digital holography and three-dimensional display / Ed. Ting-Chung Poon. Springer, 2006. 425 p.
7. Дифракционная компьютерная оптика / Под ред. В.А. Сойфера. М.: Физматлит, 2007. 736 с.
8. Островский Ю.И., Бутусов М.М., Островская Г.В. Голографическая интерферометрия. М.: Наука, 1977. 336 с.
9. Вест Ч. Голографическая интерферометрия / Пер. с англ. М.: Мир, 1982. 504 с.
10. Джоунс Р., Уайкс К. Голографическая и спекл-интерферометрия: Пер. с англ. М.: Мир, 1986. 328 с.
11. Kotlyar V.V., Serafimovich P.G., Soifer V.A. Regularised iterative algorithm for the phase retrieval // Optik. 1993. Vol. 94. P. 96–99.
12. Shieh H.M., Byrne C.L. Image reconstruction from limited Fourier data // J. Opt. Soc. Amer. A. 2006. Vol. 23. P. 2732–2736.
13. Shieh H.M., Byrne C.L., Testorf M.E., Fiddy M.A. Iterative image reconstruction using prior knowledge // J. Opt. Soc. Am. A. 2006. Vol. 23. P. 1292–1300.
14. Kolenovic E. Correlation between intensity and phase in monochromatic light // J. Opt. Soc. Amer. A. 2005. Vol. 22. P. 899–906.
15. Bastiaans M.J., Wolf K.B. Phase reconstruction from intensity measurements in linear systems // J. Opt. Soc. Amer. 2003. Vol. 20. P. 1046–1049.
16. Бельдюгин И.М., Зубарев И.Г., Михайлов С.И. Восстановление изображения предмета по спекл-структуре его поля // Квантовая электроника. 2001. Т. 31, № 6. С. 539–542.
17. Вахрушева М.В., Власов Н.Г. Сведение фазовой проблемы к расчету интерферограмм сдвига // Прикладная математика и техническая физика. 2003. Т. 2, № 4. С. 3–4.
18. Wang Y., Wen Z., Nashed Z., Sun Q. Direct fast method for time-limited signal reconstruction // Appl. Opt. 2006. Vol. 45. P. 3111–3126.
19. Nitta K., Shogenji R., Miyatake S., Tanida J. Image reconstruction for thin observation module by bound optics by using the iterative backprojection method // Appl. Opt. 2006. Vol. 45. P. 2893–2900.
20. Горбатенко Б.Б., Клименко И.С., Максимова Л.А., Рябухо В.П. О некоторых статистических свойствах разности фаз в развитом спекл-модулированном поле // Опт. и спектр. 1995. Т. 78, вып. 2. С. 316–319.
21. Горбатенко Б.Б., Рябухо В.П., Максимова Л.А. Метод восстановления изображения предмета по спекл-структуре его дифракционного поля // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30, вып. 17. С. 68–75.
22. Горбатенко Б.Б., Рябухо В.П., Максимова Л.А. Статистические свойства разности фаз в спекл-модулированном поле и метод восстановления изображения предмета по спекл-структуре его дифракционного поля // Компьютерная оптика. 2004. Вып. 26. С. 48–52.
23. Горбатенко Б.Б., Рябухо В.П., Максимова Л.А. Реконструкция пространственного фазового распределения в дифракционном спекл-поле и восстановление изображения объекта по записи интенсивности // Опт. и спектр. 2006. Т. 101, № 5. С. 861–865.
24. Горбатенко Б.Б., Максимова Л.А., Рябухо В.П., Норов Ю.В. Реконструкция изображения по пространственному распределению интенсивности дифракционного спекл-модулированного поля // Компьютерная оптика. 2007. Т. 31, № 2. С. 26–33.
25. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику / Пер. с англ. М.: Мир, 1970. 364 с.
26. Гудмен Дж. Статистическая оптика / Пер. с англ.; Под ред. Г.В. Скродского. М.: Мир, 1988. 528 с.



УДК 539.193/194; 535/33.34

## ПРОЯВЛЕНИЕ МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ДИМЕРАХ УРАЦИЛА

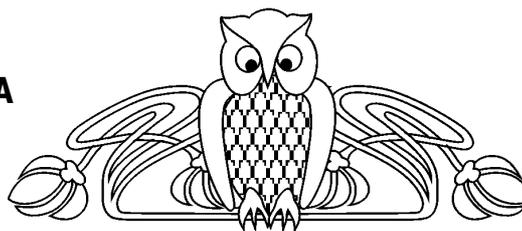
М.Д. Элькин, Е.А. Джалмухамбетова\*, О.Н. Гречухина\*\*

Саратовский государственный университет,  
кафедра прикладной оптики и спектроскопии

\*Саратовский государственный технический университет

\*\*Астраханский государственный университет

E-mail: elkinmd@mail.ru



Выполнены модельные расчеты колебательных спектров возможных димеров урацила в рамках метода функционала плотности. На основании *ab initio* квантовых расчетов геометрических параметров и адиабатического потенциала предложен механизм межмолекулярного взаимодействия.

**Ключевые слова:** колебательные спектры, ангармоническое приближение, адиабатический потенциал.

### The Display of Intermolecular Interaction in Uracil Dimers

M.D. El'kin, E.A. Jalmukhambetova, O.N. Grechuhina

The model calculations of possible uracil dimers vibration spectra by density functional method done. The intermolecular interaction mechanism have been by using *ab initio* quantum calculations of geometrical parameters and adiabatic potentials proposed.

**Keywords:** vibrational spectra, anharmonic approximation, adiabatic potentials.

### Введение

Использование колебательной спектроскопии как эффективного метода изучения механизма межмолекулярного взаимодействия наглядно продемонстрировано в известной монографии [1] на примере димеров муравьиной и уксусной кислот, для которых имеется обширный набор экспериментальных данных по колебательным состояниям изотопозамещенных аналогов. Теоретической основой исследования являлся единственный на тот период времени подход, основанный на решении обратных колебательных задач, достоинство и недостатки которого подробно исследованы в диссертации [2].

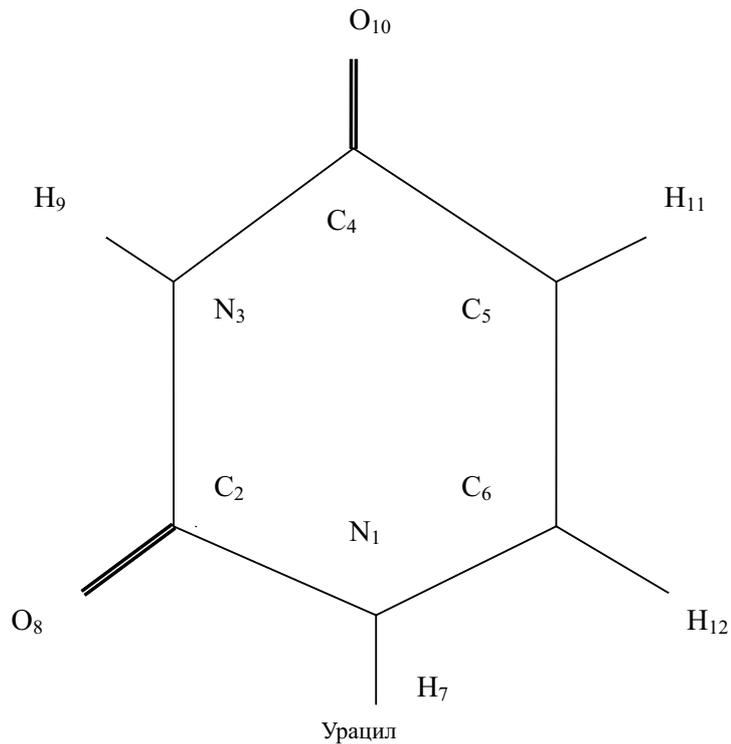
Неэмпирические квантовые расчеты колебательных состояний димеров муравьиной и уксусной кислот, проведенные в работе [3], показали, что механизм межмолекулярного взаимодействия в указанных соединениях определяется водородной связью между концевыми атомами кислорода и водорода мономеров, а для идентификации соединений по их колебательным спектрам следует учитывать ангармонизм колебаний. Данное исследование позволило выделить группу неэмпирических квантовых методов, в рамках которых подтверждается механизм межмолекулярного взаимодействия в исследуемых соединениях.

По указанной схеме в работе [4] осуществлен анализ колебательных состояний таутомерных форм димеров пурина. Полученные результаты подтверждают работоспособность предложенной методики анализа межмолекулярного взаимодействия. В соответствии с экспериментальными данными механизм взаимодействия между атомом азота сопряженного и атомом водорода пятичленного цикла следует отнести к типу водородной связи. Квантовые расчеты этот механизм подтверждают.

В данной работе методика анализа межмолекулярного взаимодействия применена к важному классу шестичленных циклических соединений – урацилу как простейшему представителю пиримидиновых оснований, входящих в состав нуклеиновых кислот. Цель – моделирование колебательных спектров возможных димеров урацила, выяснение механизма межмолекулярного взаимодействия на основании неэмпирических квантовых расчетов геометрических параметров и адиабатического потенциала в рамках метода функционала плотности DET/B3LYP с базисами 6-31G (d), 6-31G (d, p), 6-311G (d), 6-311G (d, p).

Базовая молекула – урацил ( $C_4N_2O_2H_4$ ) – имеет симметрию Cs (плоскость симметрии совпадает с плоскостью кольца), атомы азота кольца и атомы кислорода (связи C – O) находятся в метаположении. Предполагается, что межмолекулярное взаимодействие в димерах осуществляется атомами водорода и кислорода мономеров.

Интерпретации колебательных спектров урацила посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ. Достаточно сослаться на обзор в [5]. Однако теоретическая часть подавляющего большинства исследований указанных соединений ограничена рамками гармонического приближения теории молекулярных колебаний и классического подхода при анализе адиабатического потенциала, связанного с решением обратных задач [1,2]. В рамках указанного классического подхода авторы работы [5] показали, что в поликристаллическом со-



стоянии урацил образует водородные связи двух типов – с участием групп N-H ( $C_4=O\dots NH_1$ ) и группы C-H ( $C_2=O\dots HC_5$ ). Варьированию при этом подвергались как валентные, так и деформационные силовые постоянные мономера, в том числе и силовые постоянные шестичленного остова. Оценка интенсивностей осуществлялась по валентно-оптической схеме, применимость которой к циклическим соединениям ставилась под сомнение авторами этой схемы [6].

Возникающие на этом пути трудности устраняет методика прямых неэмпирических квантовых расчетов параметров адиабатического потенциала, доведенная до уровня сервисных программ [7]. Для урацила, его галоидо- и метилзамещенных соединений такой подход апробирован в работах [8,9], где теоретическая интерпретация колебательных спектров проведена в ангармоническом приближении теории молекулярных колебаний. Полученные результаты подтверждают надежность неэмпирических методов функционала плотности в предсказательных расчетах колебательных спектров данного класса соединений. Они позволяют оценить системы гармонических силовых постоянных азациклических шестичленных соединений без обременительных условий, связанных с решением обратных задач.

Модельный гамильтониан, выбранный для решения ангармонической колебательной задачи во втором порядке теории возмущения, имеет следующий вид [9]

$$H^{(v)} = \frac{1}{2} \left\{ \left[ P_s^2 + \left( \omega_s \tilde{Q}^s \right)^2 \right] + \left[ P_s G_r^{ss'} \tilde{Q}^r P_{s'} + F_{srt} \tilde{Q}^s \tilde{Q}^r \tilde{Q}^t \right] + \left[ P_s G_{rt}^{ss'} \tilde{Q}^r \tilde{Q}^t P_{s'} + F_{srtv} \tilde{Q}^s \tilde{Q}^r \tilde{Q}^t \tilde{Q}^v \right] \right\}, \quad (1)$$

где  $P_s$  – соответствующие им операторы импульсов;  $\tilde{Q}^s$  – криволинейные колебательные координаты, линейно связанные с естественными колебательными координатами;  $F_{srt}$  – кубические,  $F_{srtv}$  – квартичные силовые постоянные. Явный вид постоянных кинематической ангармоничности  $G_r^{ss'}$  и  $G_{rt}^{ss'}$  приведен в монографии [10].

Решение уравнения (1) дает известное выражение для колебательных уровней энергии:

$$E^{(v)} = \omega_s (v_s + g_s / 2) + \chi_{sr} (v_s + 1/2)(v_r + 1/2)(1 + 1/2 \delta_{sr}), \quad (2)$$

где  $\omega_s$  ( $\text{см}^{-1}$ ) – частоты гармонических колебаний,  $v_s$  – квантовые числа колебательного состояния,  $\chi_{sr}$  ( $\text{см}^{-1}$ ) – поправки ангармонического приближения. Везде предполагается суммирование по индексам  $s, r, t, v$ .

### Анализ моделей

При проведении модельных расчетов предполагалось наличие водородной связи между атомом



кислорода одного мономера и водорода другого. Формально таких моделей восемь (каждый из двух атомов кислорода одного мономера образует водородную связь с каждым из четырех атомов водорода второго мономера). Исходное значение длины водородной связи O---H полагалось равным 1.9 Å, углы между водородной и валентными связями CH и NH – 178°. Расчеты осуществлены как для плоской конформации димера (симметрия Cs), так и для случая, когда плоскости мономеров перпендикулярны. Квантовые расчеты (оптимизация геометрии) указали на девять возможных плоских моделей димеров урацила, в которых присутствуют две водородные связи O<sub>i</sub>---H<sub>j</sub>'. Для этих моделей в табл. 1 приведены вычисленные значения геометрических параметров (штрихованная нумерация атомов

относится ко второму мономеру). Налицо различие в длинах водородной связи в зависимости от принадлежности атома водорода валентной связи NH (1.79–1.89 Å) или CH (2.21–2.24 Å). Существенно изменяются углы CO---H'(N) (122.9–129.6°) и CO---H'(C) (119.4–129.3°) по сравнению с исходным его значением 178°. Уменьшается по сравнению с исходным и значение угла N'H'-O (до 172.3°) и CH'---O (до 160.2°). Однако такие изменения в геометрии фрагментов не могут существенным образом сказаться на значениях частот фундаментальных колебаний фрагментов димера. Однако следует отметить, что влияние базиса более существенно, чем учет поляризационных эффектов (табл. 2). Различие в электронной энергии E (a e) сказывается на третьем знаке мантиссы.

Таблица 1  
Оптимизированные геометрические параметры связей O...H в моделях симметричных димеров урацила

Базис	311_d_p	311_d	31_d_p	31_d
Модель	7-8' 8-7'			
E (a e)	-829.89	-829.88	-829.68	-829.66
R <sub>OH</sub>	1.79	1.82	1.77	1.80
β <sub>COH</sub>	125.5	125.7	123.1	122.9
β <sub>OHN</sub>	174.8	174.5	176.9	177.1
Модель	10-9' 9-10'			
E (a e)	-829.89	-829.87	-829.67	-829.65
R <sub>OH</sub>	1.85	1.87	1.82	1.84
β <sub>COH</sub>	131.8	132.2	129.5	129.6
β <sub>OHN</sub>	170.5	170.2	172.7	172.7
Модель	9-8' 8-9'			
E (a e)	-829.89	-829.87	-829.67	-829.65
R <sub>OH</sub>	1.88	1.90	1.86	1.87
β <sub>COH</sub>	131.4	131.7	129.1	129.0
β <sub>OHN</sub>	168.1	167.7	170.4	170.4

Таблица 2

Оптимизированные геометрические параметры связей O...H в моделях несимметричных димеров урацила

Базис	311_d_p	311_d	31_d_p	31_d	Базис	311_d_p	311_d	31_d_p	31_d
Модель	7-8' 8-9'				Модель	10-7' 11-8'			
E (a e)	-829.89	-829.87	-829.68	-829.66		-829.89	-829.87	-829.67	-829.65
R <sub>(8,9)</sub>	1.87	1.89	1.85	1.87	R <sub>(7,10)</sub>	1.83	1.84	1.82	1.83
R <sub>(7,8)</sub>	1.81	1.83	1.79	1.81	R <sub>(8,11)</sub>	2.22	2.23	2.21	2.21
A <sub>(1,7,8)</sub>	173.5	173.2	175.8	175.9	A <sub>(1,7,10)</sub>	175.9	176.1	174.00	173.80
A <sub>(7,8,2)</sub>	127.8	128.1	125.2	125.1	A <sub>(2,8,11)</sub>	124.7	124.7	122.84	122.68
A <sub>(2,8,9)</sub>	129.0	125.6	125.4	125.5	A <sub>(7,10,4)</sub>	124.8	124.7	122.67	122.30
A <sub>(8,9,3)</sub>	169.7	169.3	171.8	171.8	A <sub>(8,11,5)</sub>	161.4	161.54	163.20	163.57
Модель	9-8' 10 9'				Модель	10-11' 9-10'			
E (a e)	-829.88	-829.87	-829.67	-829.65		-829.88	-829.87	-829.67	-829.65
R <sub>(10,13)</sub>	1.87	1.88	1.85	1.86	R <sub>(9,10)</sub>	1.89	1.90	1.87	1.88



Окончание табл. 2

Базис	311_d_p	311_d	31_d_p	31_d	Базис	311_d_p	311_d	31_d_p	31_d
R <sub>(9,20)</sub>	1.86	1.89	1.84	1.86	R <sub>(10,11')</sub>	2.21	2.22	2.18	2.19
β <sub>(10,9,3')</sub>	168.6	168.22	171.0	170.8	A <sub>(3,9,10')</sub>	177.8	177.7	179.5	179.6
A <sub>(4,10,9')</sub>	133.3	133.74	130.8	130.9	A <sub>(4,10,11')</sub>	131.6	131.7	129.1	129.2
A <sub>(9,8,2)</sub>	133.3	130.50	130.8	130.9	A <sub>(9,10',4')</sub>	129.5	129.5	126.8	126.7
A <sub>(3,9',8')</sub>	168.6	169.69	171.0	170.8	A <sub>(10,11',5')</sub>	158.6	158.5	160.9	161.0
Модель	10-7' 9-8'				Модель	8-11' 9-10'			
E (a e)	-829.89	-829.87	-829.67	-829.65		-829.88	-829.87	-829.67	-829.65
R <sub>(10,13)</sub>	1.78	1.81	1.76	1.79	R <sub>(8,11')</sub>	2.23	2.24	2.21	2.22
R <sub>(9,20)</sub>	1.85	1.88	1.83	1.85	R <sub>(9,10')</sub>	1.89	1.91	1.88	1.89
A <sub>(3,9,8')</sub>	171.4	171.1	173.5	173.7	A <sub>(2,8,11')</sub>	129.5	129.78	127.2	127.2
A <sub>(9,8,2)</sub>	127.5	127.7	125.1	125.0	A <sub>(3,9,10')</sub>	176.1	175.82	178.7	178.5
A <sub>(4,10,7')</sub>	129.4	122.6	122.6	122.7	A <sub>(9,10',4')</sub>	131.0	131.14	128.3	128.3
A <sub>(10',7,1')</sub>	174.5	174.1	176.7	176.7	A <sub>(8,11',5')</sub>	157.9	157.81	160.1	160.1

Примечание. E (a e) – рассчитанные значения энергии электронной подсистемы димеров в атомных единицах.

При теоретическом анализе колебательных состояний димеров урацила предполагалось, что дублеты, щель между которыми не превышает ( $\Delta \sim 10 \text{ см}^{-1}$ ) рассматриваются как одна полоса с суммарной интенсивностью. Это соответствует негласно принятому требованию к точности расчета частот фундаментальных колебаний, достаточной для спектральной идентификации соединений [11] и удобно при теоретическом анализе колебательных состояний димеров и их спектральной идентификации, поскольку для большинства фундаментальных колебаний мономеров расщепление на дуплеты не превышает указанной щели  $\Delta$ .

При использовании неэмпирических квантовых методов расчета колебательных спектров в ангармоническом приближении теории молекулярных колебаний для шестичленных циклических соединений и их замещенных для большинства полос удается добиться величины  $\Delta \sim 20 \text{ см}^{-1}$ . Для исследуемого нами класса соединений этого вполне достаточно, что и подтверждается в работах [3,8]. Отметим, что в указанных работах использовался один базис – 6-31G (\*\*). В данной работе, как указано выше, использовались четыре базиса, из которых мы выбрали 6-311G (\*\*) для сопоставления димеров урацила с мономерами. Корреляция частот фундаментальных колебаний и интенсивностей в ИК и КР спектрах для разных методов представлена в табл. 3.

Все возможные модели димеров урацила удобно разделить на три группы: модели, имеющие центр симметрии ( $\text{H}_7\text{-O}_8$ ;  $\text{O}_8\text{-H}_7$ ;  $\text{O}_{10}\text{-H}_9$ ;  $\text{H}_9\text{-O}_{10}$ ;  $\text{O}_8\text{-H}_9$ ;  $\text{H}_9\text{-O}_8$ ), модели, имеющие симметрию  $\text{C}_s$  ( $\text{O}_{10}\text{-H}_7$ ;  $\text{H}_9\text{-O}_8$ ;  $\text{O}_8\text{-H}_9$ ;  $\text{H}_7\text{-O}_8$ ;  $\text{H}_9\text{-O}_8$ ;  $\text{O}_{10}\text{-H}_9$ ), и модели, в которых межмолекулярное

взаимодействие осуществляется через связи  $\text{NH} \dots \text{OС}$  и  $\text{СН} \dots \text{OС}$  ( $\text{O}_{10}\text{-H}_7$ ;  $\text{H}_{11}\text{-O}_8$ ;  $\text{O}_{10}\text{-H}_{11}$ ;  $\text{H}_9\text{-O}_{10}$ ;  $\text{O}_8\text{-H}_{11}$ ;  $\text{H}_9\text{-O}_{10}$ ).

Общим для всех моделей димеров урацила является существенное понижение частоты колебания связи  $\text{NH}$  ( $\sim 300 \text{ см}^{-1}$ ), примыкающей к водородной связи и сильное, на порядок, увеличение интенсивности ИК полос. Резко возрастают частоты неплоских деформационных колебаний этих связей. Такое поведение полос при переходе от мономера к димерам характерно для водородных связей.

Для первой группы димеров имеет место правило альтернативного запрета в ИК и КР спектрах для каждой полосы (для каждой линии дуплета) из-за наличия центра симметрии. Для поликристаллического состояния лучшее согласие с экспериментом дают модели  $\text{H}_7\text{-O}_8$ ;  $\text{O}_8\text{-H}_7$  и  $\text{O}_8\text{-H}_9$ ;  $\text{H}_9\text{-O}_8$ . Для второй группы димеров такое согласие имеет место для модели  $\text{O}_8\text{-H}_9$ ;  $\text{H}_7\text{-O}_8$ . В низкочастотной части спектра (ниже  $600 \text{ см}^{-1}$ ) по сравнению с урацилом резко возрастает интенсивность ИК полос. По форме их следует отнести к плоским деформационным колебаниям связей  $\text{СО}$  и деформационным колебаниям шестичленного цикла. Поведение частот и интенсивностей плоских деформационных колебаний связей  $\text{NH}$  определяется моделью. При этом для связи № 1  $\text{H}_7$  имеет место увеличение частоты колебания, для связи № 3  $\text{H}_9$  наоборот. Эти полосы можно использовать для спектральной идентификации второй группы димеров урацила (четыре полосы с  $\Delta > 10 \text{ см}^{-1}$ ), поскольку ширина щели между соседними полосами превышает  $30 \text{ см}^{-1}$  (табл. 3б). Для третьей группы моделей в области деформационных колебаний связей  $\text{NH}$  таких полос с  $\Delta > 10 \text{ см}^{-1}$  всего три (табл. 3в).



Таблица 3а

Корреляция колебаний в симметричных (NH...O) димерах урацила

Форма колеб.	Мономер урацила			Поликристал	Симметричные димеры урацила					
	νэкс [5]	ν <sub>m</sub>	ИК		H <sub>7</sub> -O <sub>8'</sub> ; O <sub>8</sub> -H <sub>7</sub>		O <sub>10</sub> -H <sub>9'</sub> ; H <sub>9</sub> -O <sub>10'</sub>		O <sub>8</sub> -H <sub>9'</sub> ; H <sub>9</sub> -O <sub>8'</sub>	
					νэкс [5]	ν <sub>m</sub>	ИК	ν <sub>m</sub>	ИК	ν <sub>m</sub>
q <sub>NH</sub>	3468(s)	3479	99.1		3424	118.	3461	200	3462	194
q <sub>NH</sub>	3435(ms)	3435	60.7	3210	3127	3146	3150	2236	3199	1764.
q <sub>NH</sub>	—	—	—	—	3084	0.42	3116	5.36	3171	0.18
q <sub>CH</sub>	3084	3105	0.59	3110	3093	1.51	3097	4.53	3092	1.08
q <sub>CH</sub>	3076	3080	3.93	3080	3059	14.9	3054	10.7	3056	11.4
q <sub>CO</sub>	1761(vs)	1765	599	1718(vs)	1736	505	1767	1117	1735	791
q <sub>CO</sub>	1704(vs)	1729	625	1681(s)	1710	2824	1690	1758	1721	1973
β <sub>H7</sub>	1477(m)	1460	86.5	1460(s)	1513	88.3	1467	152	1454	164
β <sub>H9</sub>	1405(ms)	1381	5.39	1421(s)	1399	252	1437	42.4	1428	12.9
γ,β <sub>CO</sub>	558(w)	548	3.82	566(m)	564	9.69	551	3.98	558	39.8
γ,β <sub>CO</sub>	538(w)	530	7.83	534(w)	540	77.9	540	49.3	532	68.2
γ,β <sub>CO</sub>	517(m)	515	19.4	—	515	98.1	519	69.8	519	23.8
γ,β <sub>CO</sub>	393(m)	388	20.5	—	396	59.9	399	98.2	396	81.9
ρ <sub>NH</sub>	—	689	72.3	—	861	187	911	182	889	196
ρ <sub>NH</sub>	—	—	—	—	817	0.01	882	0.12	863	0.01
ρ <sub>NH</sub>	—	568	44.7	—	672	88.3	570	118	562	122

Примечание. Частоты колебаний в см<sup>-1</sup>, интенсивности в спектрах ИК в Км/моль.

Таблица 3б

Корреляция колебаний в несимметричных (NH...O) димерах урацила

Форма колеб.	O <sub>10</sub> -H <sub>7'</sub> ; H <sub>9</sub> -O <sub>8'</sub>		O <sub>8</sub> -H <sub>9'</sub> ; H <sub>7</sub> -O <sub>8'</sub>		H <sub>9</sub> -O <sub>8'</sub> ; O <sub>10</sub> -H <sub>9'</sub>	
	ν <sub>m</sub>	ИК	ν <sub>m</sub>	ИК	ν <sub>m</sub>	ИК
q <sub>NH</sub>	3458	106	3465	97.5	3462	196
Q <sub>NH</sub>	3425	57.4	3424	58.5	3179	1929
q <sub>NH</sub>	3135	2622	3167	2370	3148	37.6
q <sub>NH</sub>	3095	116	3130	23.5	—	—
Q <sub>CH</sub>	3095	5.60	3094	1.00	3095	2.15
q <sub>CH</sub>	3075	12.5	3057	11.3	3055	11.1
q <sub>CO</sub>	1773	540	1737	888	1767	489
q <sub>CO</sub>	1734	313	—	—	1733	300
q <sub>CO</sub>	1718	1458	1714	2104	1722	1386
q <sub>CO</sub>	1679	782	—	—	1692	634
β <sub>H7'</sub>	1510	69.2	1507	61.4	—	—
β <sub>H7</sub>	1471	69.6	1450	68.1	1459	159
β <sub>H9</sub>	1440	33.3	1434	16.5	1431	30.9
β <sub>H9'</sub>	1372	15.8	1372	26.4	—	—
β <sub>O8</sub>	558	7.19	561	43.4	554	29.8
γ	541	58.6	535	50.9	536	58.3
β <sub>O10</sub>	517	89.2	517	62.1	518	39.1
γ	398	1.71	401	70.4	397	89.4
ρ <sub>NH</sub>	896	153.48	890	145.99	899	185.31
ρ <sub>NH</sub>	838	28.70	818	30.33	870	4.29
ρ <sub>NH</sub>	669	43.26	669	42.59	—	—
ρ <sub>NH</sub>	580	59.15	557	62.77	565	120.77



Таблица 3в

Корреляция колебаний в несимметричных (СН...О) димерах урацила

Форма колеб.	$O_{10}-H_7; H_{11}-O_8'$		$O_{10}-H_{11}; H_9-O_{10}'$		$O_8-H_{11}; H_9-O_{10}'$	
	vm	ИК	vm	ИК	vm	ИК
qNH	3457	110	3462	204	3463	195
qNH	3423	118	3422	62.1	3421	63.1
qNH	3163	1613	3170	1113	3180	1065
qCH	3093	0.30	3093	1.08	3093	0.82
qCH	3055	104	3059	117	3069	69.3
qCH	–	–	–	–	3054	29.3
qCO	1770	622	1766	1237	1767	635
qCO	1738	556	–	–	1738	783
qCO	1722	1153	1701	1636	1728	740
qCO	1678	809	–	–	1694	673
βН7	1513	31.2	1460	154	1456	176
βН7'	1463	102.1	–	–	–	–
βН9	–	–	1435	26.4	1432	11.9
βН9'	1372	121.8	1381	1.79	1381	2.53
γ	557	9.98	551	7.60	552	19.9
γ	539	13.4	539	37.7	536	44.2
βO10	515	119	516	70.3	516	54.5
βO8'	390	50.4	392	65.4	392	61.8
ρCH	842	138.13	830	32.36	797	33.48
ρCN	814	7.43	882	120.66	881	121.65
ρCH	710	0.06	715	22.39	730	5.77
ρCN	670	112.40	674	72.03	675	71.63
ρCN	–	–	–	–	554	58.45

Идентифицировать третью группу димеров урацила можно по трем полосам в области  $3500\text{ см}^{-1}$ – $3150\text{ см}^{-1}$ , которые интерпретируются как колебания связей NH. Самая низкая из них по частоте и очень интенсивная определяет механизм межмолекулярного взаимодействия между димерами. Фрагмент NH...OC в этой группе соответствует водородной связи. Частота колебания связей CH фрагмента СН...OC уменьшается незначительно ( $\sim 25\text{ см}^{-1}$ – $30\text{ см}^{-1}$ ) по сравнению с урацилом, однако интенсивность ее существенно возрастает (см. табл. 3в). Механизм межмолекулярного взаимодействия следует отнести к водородной связи. Спектральные характеристики полос, относящихся к валентным колебаниям связей CO в поликристалле, лучше соответствуют расчетным данным для модели  $O_{10}-H_{11}; H_9-O_{10}'$ . Это согласуется с выводами статьи [5]. Для модели  $O_{10}-H_7; H_{11}-O_8'$  в данной области проявляются четыре интенсивные полосы.

Интересным представляется поведение частот неплоских колебаний связей NH в димерах. Наличие водородной связи приводит к

повышению частоты указанных колебаний до  $860$ – $940\text{ см}^{-1}$  в зависимости от модели димера. Этот факт также можно использовать в задачах спектральной идентификации димера урацила и его фазового состояния.

### Выводы

В поликристаллическом состоянии урацила имеет место межмолекулярное взаимодействие типа водородной связи между атомами кислорода одного фрагмента и водорода другого, образующего валентную связь с атомом азота. Имеющееся изменение спектра фундаментальных колебаний касается именно связей NH урацила. По ним можно идентифицировать фазовое состояние исследуемого образца. Изменение интенсивностей характеристических полос колебаний связей CO зависит от модели димера, частота колебания снижается незначительно. От модели димера зависит и спектр остальных фундаментальных частот, однако это изменение представляет лишь теоретический интерес.



## Библиографический список

1. Свердлов Л.М., Ковнер М.А., Крайнов Е.П. Колебательные спектры многоатомных молекул. М., 1970. 559 с.
2. Березин В.И. Прямые и обратные задачи спектроскопии циклических и комплексных соединений: Дис. ... д-ра физ.-мат.наук. Саратов, 1983. 396 с.
3. Джалмухамбетова Е.А., Коломин В.И., Элькин М.Д. Моделирование геометрической структуры и спектров димеров с водородной связью // Южно-Рос. вестн. геологии, географии и глобальной энергии. 2006. № 7(20). С.117–124.
4. Элькин П.М., Пулин О.В., Джалмухамбетова Е.А. Теоретический анализ таутомерных форм пурина // Журн. прикл. спектр. 2008. Т.75, № 1. С. 23–27.
5. Тен Г.Н., Бурова Т.Г., Баранов В.И. Анализ ИК спектров и водородных связей урацила // Журн. структурной химии. 2001. Т. 42, № 4. С. 666–676
6. Волькенштейн М.В., Ельяшевич М.А., Степанов Б.И. Колебание молекул. М., 1949. Т. 2. 468 с.
7. Frisch M.J., Trucks G.W., Schlegel H.B. Gaussian 0.3. Revision A.7. Pittsburg PA: Gaussian Inc., 2003.
8. Элькин П.М., Пулин В.Ф., Джалмухамбетова Е.А. Структурно-динамические модели и ангармонический анализ колебательных состояний замещенных урацила // Вестн. Саратов. гос. техн. ун-та. 2005. № 4(9) С. 36–45.
9. Элькин П.М., Эрман М.А., Пулин О.В. Анализ колебательных спектров метилзамещенных урацила в ангармоническом приближении // Журн. прикл. спектр. 2006. Т. 73, № 4. С. 431–436.
10. Пулин В.Ф., Элькин М.Д., Березин В.И. Исследование динамики молекулярных соединений различных классов. Саратов: Изд-во Саратов. гос. техн. ун-та, 2002. 548 с.
11. Мясоедов Б.Ф., Грибов Л.А., Павлючко А.И. Фрагментарные методы расчета спектров фосфорорганических соединений // Журн. структурной химии. 2006. Т. 47, № 3. С. 449–456.
12. Березин К.В. Квантовомеханические модели и решение на их основе прямых и обратных спектральных задач для многоатомных молекул: Дис. ... д-ра. физ.-мат. наук. Саратов, 2004. 246 с.

УДК 517.9

## ВЛИЯНИЕ ЗАДЕРЖКИ В КАНАЛЕ СВЯЗИ НА ПОЛНУЮ СИНХРОНИЗАЦИЮ ХАОСА

В.В. Астахов, С.В. Астахов, Е.И. Неходцева, А.В. Шабунин

Саратовский государственный университет,  
кафедра радиофизики и нелинейной динамики  
E-mail: astakhov@chaos.ssu.runnet.ru

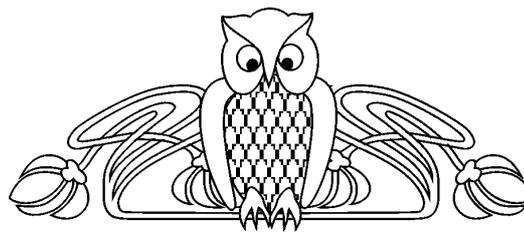
В данной работе рассматривается влияние задержки в канале связи на синхронизацию регулярных и хаотических колебаний как в отображениях с дискретным временем, так и в потоковых системах. Установлено, что в дискретных системах введение задержки препятствует синхронизации хаоса, но допускает синхронизацию периодических и квазипериодических колебаний. В системах с непрерывным временем в режиме хаотического аттрактора введение малой задержки не вносит существенных изменений в динамику, однако увеличение времени задержки ведет к обратному каскаду бифуркаций удвоения периода.

**Ключевые слова:** синхронизация, синхронизация хаоса, хаос, переход к хаосу, связь с задержкой, кубическое отображение, генератор с инерционной нелинейностью.

### Influence of Time-delay in the Coupling Channel on the Complete Synchronization of Chaos

V.V. Astakhov, S.V. Astakhov, E.I. Nekhodtseva,  
A.V. Shabunin

In the current work the influence of delay in a coupling channel on the synchronization of regular and chotic oscillations in discrete maps and continuous time systems is studied. It is established that introduction of time delay in a discrete system prevents synchronization of chaos but allows synchronization of periodic and quasiperiodic oscillations. In a continuous time system with chaotic attractor the introduction of a small delay doesn't make essential changes in its dynamics however the increasing of delay leads to the reverse period doubling cascade.



**Key words:** synchronization, synchronization of chaos, chaos, transition to chaos, delayed coupling, cubic map, oscillator with inertial nonlinearity.

### Введение

Исследование явления синхронизации хаоса является актуальной проблемой, имеющей большое фундаментальное и прикладное значение. Для взаимодействующих хаотических систем выделяют следующие виды синхронизации: полную, фазовую, обобщенную синхронизацию, а также синхронизацию с задержкой. Возможность реализации грубых, устойчивых режимов синхронизации хаоса существенным образом зависит от типа и величины связи. Часто для многих задач естествознания является принципиальным учет времени задержки в каналах связи. Установлено, что задержка при взаимодействии систем существенным образом влияет на их динамику [1–3]. Задержка может индуцировать подавление колебаний во взаимодействующих идентичных осцилляторах [1,2] или приводить к возникновению бистабильности между синхронными и несинхронными состояниями [3]. Задержка в



цепочке локально связанных осцилляторов может приводить к уменьшению областей существования сложных хаотических пространственно-временных состояний [4].

В настоящей работе мы показываем, что задержка в канале связи между системами с дискретным временем приводит к потере синхронизации хаоса. При этом увеличение времени задержки в канале связи между системами с непрерывным временем приводит к регуляризации синхронных режимов.

### Система с дискретным временем

Рассмотрим систему двух связанных с задержкой кубических отображений с запаздывающей связью в следующем виде:

$$\begin{cases} x_{n+1} = f(x_n) + \varepsilon[f(y_{n-k}) - f(x_n)], \\ y_{n+1} = f(y_n) + \varepsilon[f(x_{n-k}) - f(y_n)], \end{cases} \quad (1)$$

$$f(x) = (a-1)x - ax^3, \quad (2)$$

где  $x_n$  и  $y_n$  – динамические переменные первой и второй подсистемы,  $a$  – управляющий параметр парциальной системы,  $\varepsilon$  – коэффициент связи, индексы  $n$  и  $k$  – дискретное время и интервал задержки соответственно.

Каждое из отображений (1) в интервале значений  $a$  от 2 до 3.6 представляет собой нелинейную бистабильную систему с дискретным временем, которая при увеличении параметра  $a$  демонстрирует усложнение колебательных режимов и переход к хаосу через каскад бифуркаций удвоения периода. В закритической области наблюдается каскад бифуркаций слияния лент хаотического аттрактора и объединение двух симметричных хаотических множеств в один аттрактор (рис. 1).

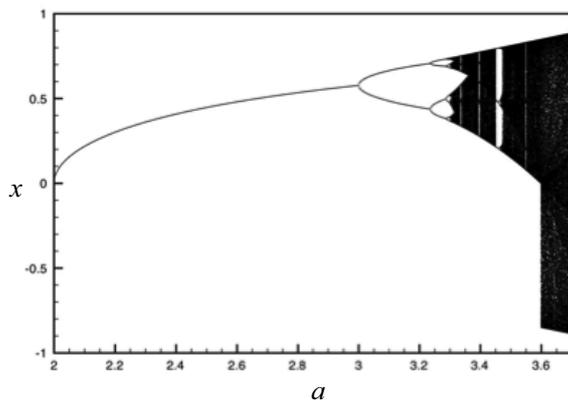


Рис. 1. Переход к хаосу в одиночном отображении системы (1)

Поведение системы (1) в случае  $k=0$ , когда взаимодействие между подсистемами происходит без задержки, детально исследовано и описано в

работах [5,6]. В частности, показано, что существуют интервалы значений коэффициента связи, где наблюдается явление полной синхронизации хаоса. Формирование синхронного хаотического аттрактора происходит через каскад бифуркаций удвоения периода симметричных орбит. При выходе из области синхронизации происходит формирование фазовой мультистабильности. Потеря синхронизации и формирование мультистабильности происходят в результате бифуркаций на базе седловых периодических орбит, встроенных в синхронный хаотический аттрактор.

Зафиксируем значение управляющего параметра  $a=3.34$ , что соответствует хаотическому аттрактору в одиночном отображении. Карта режимов системы (1) представлена на рис. 2.

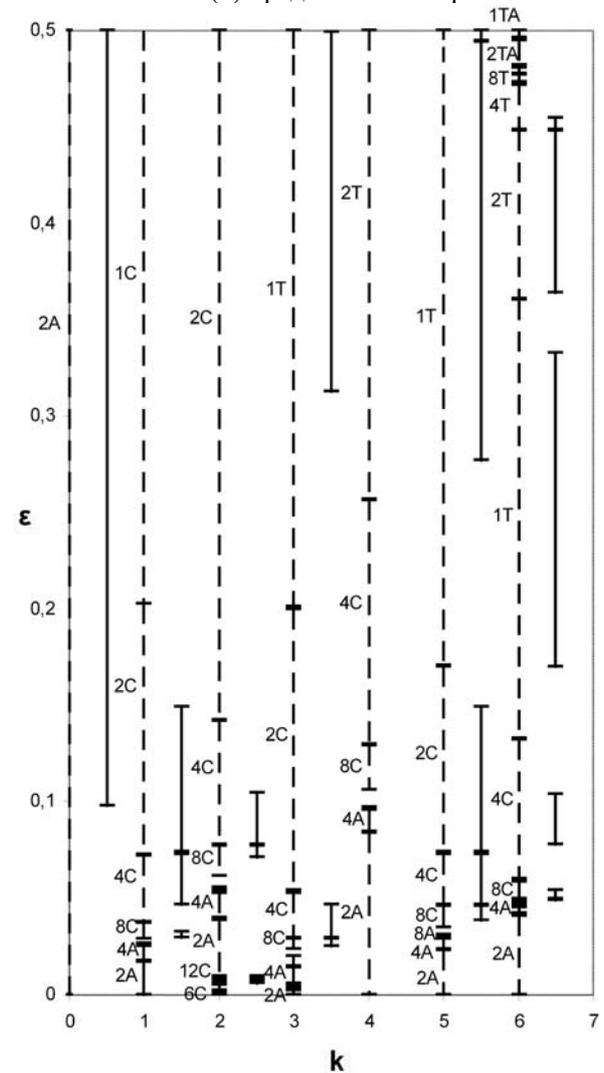


Рис. 2. Карта синхронных режимов системы (1) на плоскости управляющих параметров ( $k, \varepsilon$ ). Штрихами показаны области существования седловых синхронных предельных множеств, отрезками сплошных линий – области существования синхронных аттракторов ( $C$  – периодическая орбита,  $T$  – замкнутая инвариантная кривая,  $A$  – хаотическое предельное множество)



Рассмотрим случай минимальной задержки  $k=1$ . Тогда система (1) может быть записана в следующем виде:

$$\begin{cases} x_1(n+1) = f(x_1(n)) + \varepsilon[f(y_2(n)) - f(x_1(n))], \\ y_1(n+1) = f(y_1(n)) + \varepsilon[f(x_2(n)) - f(y_1(n))], \\ y_2(n+1) = y_1(n), \\ x_2(n+1) = x_1(n). \end{cases} \quad (3)$$

В случае полной синхронизации ( $x_1(n) = y_1(n) = S_1(n)$ ,  $x_2(n) = y_2(n) = S_2(n)$ ) динамика системы в симметричном подпространстве объединенного фазового пространства описывается двумерным дискретным отображением:

$$\begin{cases} S_1(n+1) = (1-\varepsilon)f(S_1(n)) + \varepsilon f(S_2(n)), \\ S_2(n+1) = S_1(n), \end{cases} \quad (4)$$

$$f(S) = (a-1)S - aS^3.$$

Система (4) имеет три решения в виде неподвижных точек  $C_0$ ,  $C_1$  и  $C_2$  с координатами  $S_1 = S_2 = 0$ ,  $S_1 = S_2 = \sqrt{\frac{a-2}{a}}$  и  $S_1 = S_2 = -\sqrt{\frac{a-2}{a}}$  соответственно. Возможные бифуркации этих неподвижных точек представлены кривыми на плоскости параметров на рис. 3.

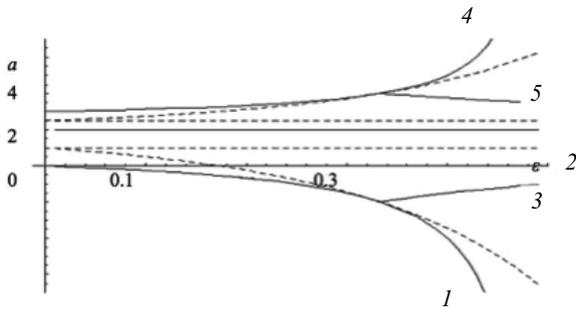


Рис. 3. Аналитически полученные бифуркационные линии системы (3): 1 – бифуркация удвоения периода неподвижной точки  $C_0$ , 2 – бифуркация вил неподвижной точки  $C_0$ , 3 – бифуркация Неймарка неподвижной точки  $C_0$ , 4 – бифуркации удвоения периода неподвижных точек  $C_1$  и  $C_2$ , 5 – бифуркация Неймарка неподвижных точек  $C_1$  и  $C_2$

Бифуркационные кривые, полученные аналитически, полностью соответствуют бифуркациям, наблюдаемым в численном эксперименте (рис. 4).

Таким образом, для минимального времени задержки ( $k=1$ ) и небольших значений коэффициента связи ( $\varepsilon < \frac{1}{3}$ ) синхронное хаотическое множество формируется через каскад бифуркаций удвоения периода, а при больших значениях

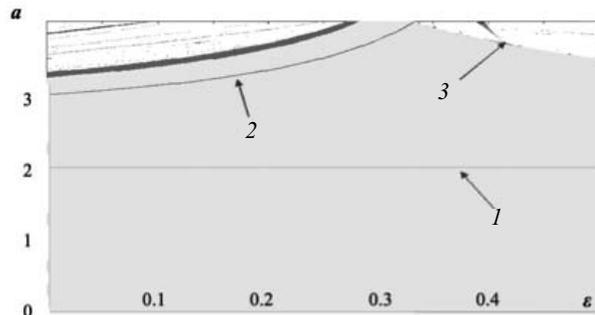


Рис. 4. Карта режимов системы (3), построенная по результатам численного эксперимента: 1 – бифуркация вил неподвижной точки  $C_0$ , 2 – бифуркация удвоения периода неподвижной точки  $C_1$ , 3 – бифуркация Неймарка неподвижной точки  $C_1$

коэффициента связи – через разрушение квазипериодических колебаний.

Рассмотрим динамику системы при больших задержках в канале связи (см. рис. 2). При увеличении величины  $k$  до 2 поведение системы практически не изменяется. Отличие состоит только в том, что обратная последовательность бифуркаций удвоения периода в симметричном подпространстве заканчивается орбитой периода 2 (при  $k=1$  – орбитой периода 1). Области существования устойчивых синхронных режимов разделены областями существования неустойчивых синхронных режимов.

Дальнейшее увеличение времени задержки ( $k=3,4,5,6$ ) меняет поведение системы существенным образом. Во-первых, при величине задержки связи  $k=4$  устойчивых режимов синхронизации не наблюдается во всем исследуемом интервале значений коэффициента связи. Во-вторых, при значениях  $k=3,5,6$ , помимо устойчивых режимов синхронизации периодических движений, наблюдаются устойчивые режимы полной синхронизации квазипериодических колебаний. Как показано в [7], при больших значениях  $k$  можно наблюдать формирование синхронного хаотического множества  $17A$  через каскад бифуркаций удвоения замкнутой инвариантной кривой.

### Потоковая система

Рассмотрим генератор с инерционной нелинейностью [8] в качестве модели хаотической системы с непрерывным временем. Введем связь между двумя идентичными генераторами, как это показано на рис. 5.

Полученная система описывается следующими уравнениями:

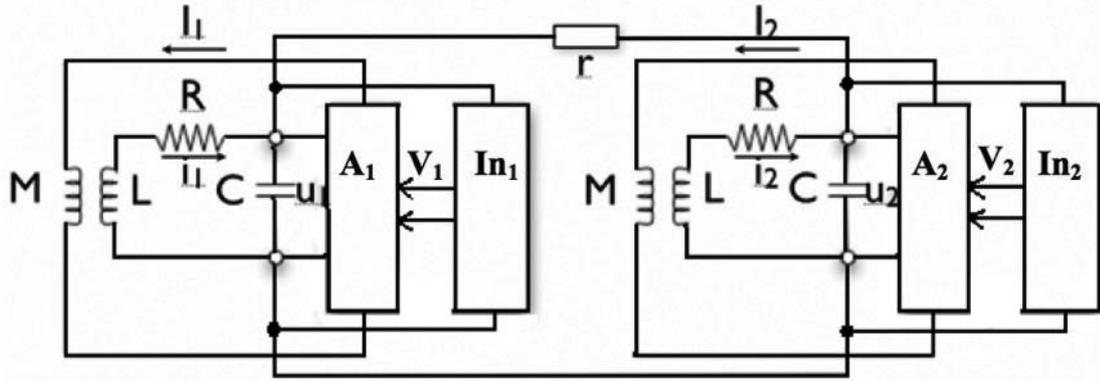


Рис. 5. Система из двух связанных хаотических генераторов

$$\begin{cases} \frac{du_1}{dt} = \frac{MS_0 - RC}{LC}u + W_1 + \frac{R}{r}(W_1 - W_2) - \\ - \frac{1}{Cr}(u_1 - u_2) - \frac{Mb}{LC}u_1V_1 - \frac{MS_1}{LC}u_1^3, \\ \frac{dW_1}{dt} = -\frac{1}{LC}u_1, \\ \frac{dV_1}{dt} = -\gamma V_1 + \varphi(u_1), \end{cases} \quad (5)$$

где  $W = A - \frac{1}{LC} \int u dt$ ,  $A$  – константа. В безразмерных переменных система может быть записана следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{dx_{1,2}}{d\tau} = mx_{1,2} - x_{1,2}z_{1,2} + y_{1,2} - dx_{1,2}^3 + \\ + \varepsilon[(x_{2,1} - x_{1,2}) - (y_{2,1} - y_{1,2})], \\ \frac{dy_{1,2}}{d\tau} = -x_{1,2}, \\ \frac{dz_{1,2}}{d\tau} = -gz_{1,2} + g\Phi(x_{1,2}), \end{cases} \quad (6)$$

$$\Phi(x) = \begin{cases} x^2, & x \geq 0, \\ 0, & x < 0. \end{cases} \quad (7)$$

Введем задержку в канал связи следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{dx_{1,2}(\tau)}{d\tau} = mx_{1,2}(\tau) - x_{1,2}(\tau)z_{1,2}(\tau) + y_{1,2}(\tau) - dx_{1,2}^3(\tau) + \\ + \varepsilon[(x_{2,1}(\tau - \tau_d) - x_{1,2}(\tau)) - (y_{2,1}(\tau - \tau_d) - y_{1,2}(\tau))], \\ \frac{dy_{1,2}(\tau)}{d\tau} = -x_{1,2}(\tau), \\ \frac{dz_{1,2}(\tau)}{d\tau} = -gz_{1,2}(\tau) + g\Phi(x_{1,2}(\tau)). \end{cases} \quad (8)$$

В отсутствие задержки при фиксированных параметрах  $g = 0.7$ ,  $d = 0$  при увеличении пара-

метра  $m$  в синхронном подпространстве объединенного фазового пространства системы (8) наблюдается каскад бифуркаций удвоения периода. Синхронизация хаоса наблюдается при  $\varepsilon > \varepsilon_0 > 0$ , где  $\varepsilon_0$  – некоторое пороговое значение. Кроме того, следует отметить существование области потери синхронизации периодических колебаний на плоскости параметров  $(\varepsilon, m)$  (рис. 6).

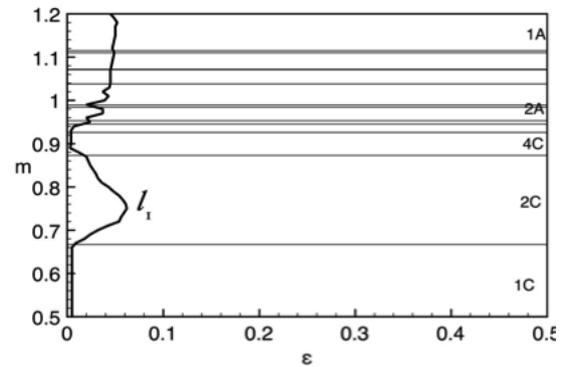


Рис. 6. Карта синхронных режимов системы (6). Кривая  $I_1$  разделяет области синхронизации (справа) и трансверсальной неустойчивости (слева)

Рассмотрим поведение системы (8) при фиксированном значении параметра  $m=1.1$  и варьируемых величинах коэффициента связи  $\varepsilon$  и задержки  $\tau_d$ . Карта режимов, построенная по результатам численного эксперимента, представлена на рис. 7.

Для  $\tau_d = 0$  и  $\varepsilon = 0$  одиночный осциллятор демонстрирует хаотический аттрактор, соответствующий синхронному хаотическому множеству 1A в объединенном фазовом пространстве системы (8). Это синхронное хаотическое множество неустойчиво при  $\varepsilon < 0.05$  и превращается в хаотический аттрактор при  $\varepsilon > 0.05$ . Введение малой задержки не вызывает качественных изменений в динамике системы. Однако увеличение времени задержки при фиксированной величине коэффициента связи вызывает обратный каскад бифуркаций слияния

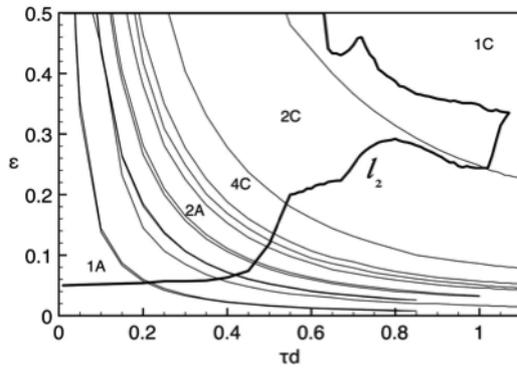


Рис. 7. Карта синхронных режимов системы (8). Кривая  $I_2$  разделяет область синхронизации (слева) и область трансверсальной неустойчивости (справа)

лент и обратный каскад бифуркаций удвоения периода, заканчивающийся циклом периода 1. Кривая  $I_2$  на рис. 7 ограничивает область полной синхронизации. Вне этой области эти режимы все еще существуют, но уже неустойчивы.

### Заключение

Представленные в данной работе результаты свидетельствуют о том, что введение задержки в канале связи дискретной хаотической системы приводит к потере полной синхронизации хаоса [7]. Однако для систем с непрерывным временем существует интервал значений  $\tau_d$ , при которых синхронное хаотическое множество остается устойчивым. Более того, существует типичный сценарий, по которому синхронизация хаоса сменяется синхронизацией периодических ко-

УДК 539.194

## СТОХАСТИЧЕСКАЯ ДИССОЦИАЦИЯ БРИЗЕРОВ УРАВНЕНИЯ СИНОС–ГОРДОНА ВО ВНЕШНИХ ПОЛЯХ

А.Г. Лавкин, М.Б. Мысенко, И.Н. Антонов

Саратовский государственный университет,  
кафедра теоретической и математической физики  
E-mail: TMF@SGU.RU

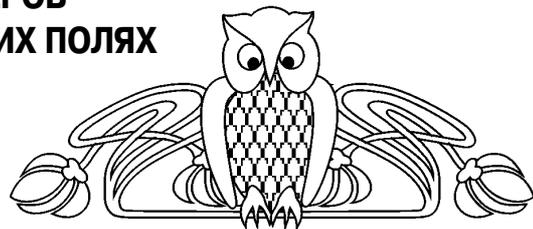
В работе исследуется методом максимальных ляпуновских показателей распад бризера Синус–Гордона в адиабатическом приближении во внешних полях. Определена зависимость между скоростью диссоциации бризера и значением максимального ляпуновского показателя. В работе также рассмотрены другие численные методы исследования хаотизации поведения различных динамических систем.

**Ключевые слова:** бризер уравнения Синус–Гордона; стохастическая диссоциация; адиабатическое приближение; максимальный показатель Ляпунова; хаотичность.

лебаний через обратный каскад бифуркаций удвоения периода (см. рис. 7). При превышении величины  $\tau_d$  определенного порогового значения происходит потеря синхронизации периодических колебаний.

### Библиографический список

1. Raddy D.V.R., Sen A., Johnston G.L. Time Delay Induced Death in Coupled Limit Cycle Oscillators // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 80. P. 5109.
2. Raddy D.V.R., Sen A., Johnston G.L. Experimental Evidence of Time-Delay-Induced Death in Coupled Limit-Cycle Oscillators // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 85. P. 3381.
3. Yeung M.K.S., Strogatz S.H. Time Delay in the Kuramoto Model of Coupled Oscillators // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 82. P. 648.
4. Chung T.-H., Kim S. Spatio-Temporal Dynamics in Locally Coupled Ginzburg-Landau Oscillator Chain with Time Delay // Stochastic Dynamics and Pattern Formation in Biological and Complex Systems / Ed. by S. Kim, K.J. Lee, W. Sung. Berlin: Springer-Verlag, 2000. P. 67–74.
5. Astakhov V., Shabunin A., Klimshin A., Anishchenko V. In-phase and Anti-phase Complete Chaotic Synchronization in Symmetrically Coupled Discrete Maps // Discrete Dynamics in Nature and Society. 2002. Vol. 7. P. 215.
6. Астахов В.В., Шабунин А.В., Анищенко В.С. Механизмы разрушения хаотической синхронизации в системе связанных кубических отображений // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1999. Т. 7, № 2. С. 3.
7. Астахов В.В., Неходцева Е.И., Астахов С.В., Шабунин А.В. Влияние задержки в канале связи на режимы полной синхронизации хаотических систем с дискретным временем // Изв. вузов: Прикладная нелинейная динамика. 2007. Т. 15, № 5. С. 61.
8. Anishchenko V. Dynamical Chaos: Models and Experiments. Singapore: World Scientific, 1995. 400 p.



### The Sine–Gordon Brizer Stochastic Dissoziation in an External Fields

A.G. Lavkin, M.B. Mysenko, I.N. Antonov

It is investigated, the Sine–Gordon brizer stochastic dissoziation in the external fields by the maximal Lyapunov parameters method in adiabatic approach. Dependence between the Sine-Gordon brizer dissoziation speed and the maximal Lyapunov parameters values is established.



It is discussed also, the efficiency of the various numerical methods of research of the determined chaos of dynamic systems.

**Key words:** Sine-Gordon brizer; stochastic dissoziation; adiabatic approach; maximal Lyapunov parameter; chaotic character.

### Введение

Весьма широкие физические приложения солитонов уравнения Синус–Гордона (СГ)

$$\Phi_{tt} - \Phi_{xx} + \sin(\Phi) = 0 \quad (1)$$

хорошо известны. Это математическое моделирование самонаведенной прозрачности при распространении ультракоротких лазерных импульсов через двухуровневую систему, динамики флюксонов – квантов потока магнитного поля в джозефсоновской линии, динамики дислокаций в кристаллах и многие другие применения данной полевой модели.

Возмущенное уравнение СГ имеет вид [1]

$$\Phi_{tt} - \Phi_{xx} + \sin(\Phi) = \varepsilon g. \quad (2)$$

Параметры солитона СГ в адиабатическом и следующем приближениях могут быть определены с помощью метода обратной задачи рассеяния (МОЗР).

Хаотичность динамики систем из солитонов СГ во внешнем монохроматическом поле численно моделировалась в работе [2] в максимально упрощенной длинноволновой модели. Методом сечений Пуанкаре и частотным методом показано, что переход системы к хаосу с ростом амплитуды и частоты внешнего поля происходит через удвоение периода внешнего возмущения.

В работе [3] моделировался случай гармонического внешнего поля методами качественной теории дифференциальных уравнений. С помощью функции Мельникова показано, что диссоциации бризера СГ соответствует развитая хаотичность его динамики и трансверсальное пересечение сепаратрис фазового пространства системы.

Хаотичность диссоциации бризера СГ в монохроматическом однородном внешнем поле моделировалась в [4] методом перекрытия резонансов в рамках простой квазичастичной модели. Была численно показана стабилизирующая роль диссипативных процессов (потери энергии бризером на излучение и т.п.) и возможность диссоциации бризера СГ при параметрическом его возбуждении.

В нашей работе рассмотрена динамика бризера СГ под действием неоднородных возмущений, моделирующих, например, влияние на бризер дефектов конденсированных сред. Показано, что бризер СГ может диссоциировать в случайных

полях, а шумовые возмущения солитонных ансамблей приводят к хаотическим резонансам и к потерям энергии на излучение.

### Хаотизация динамики бризера СГ во внешнем поле

Рассмотрим [5] хаотизацию динамики бризера СГ во внешнем поле. Возмущенное уравнение СГ (2) в этом случае имеет вид

$$\Phi_{tt} - \Phi_{xx} + \sin(\Phi) = \varepsilon R(\Phi), \quad (3)$$

где  $\varepsilon R(\Phi)$  и есть возмущение. Параметры бризерного решения уравнения (3)

$$\Phi(x, t) = -4 \operatorname{arctg} \left( \frac{v \cos(\varphi)}{\eta \operatorname{ch}(z)} \right) \quad (4)$$

в адиабатической модели подчиняются следующей системе уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{\gamma} &= \frac{\varepsilon \sqrt{H}}{4 \cos \gamma} I_1, \quad \dot{V} = -\frac{\varepsilon \sqrt{H^3}}{4 \cos \gamma} I_2, \\ \dot{X}_0 &= V + \frac{\varepsilon H (I_3 - VI_4 \operatorname{tg} \gamma)}{(2 \sin \gamma)^2}, \\ \dot{\theta} &= \sqrt{H} \cos \gamma - \varepsilon \sqrt{H} (VI_3 \operatorname{ctg} \gamma + \\ &+ HI_4 \cos^2 \gamma - I_5) (4 \sin \gamma \cos^2 \gamma), \end{aligned} \quad (5)$$

которая получается при решении уравнения (3) методом МОЗР [4]. Здесь точкой обозначена производная по времени,  $\gamma = \operatorname{arctg}(v/\eta)$  – характерная амплитуда СГ-бризера,  $V$  – его скорость ( $H = 1 - V^2$ ),  $d\theta/dt$  – частота собственных пульсаций бризера,

$\theta = \varphi + \frac{\eta}{v} VZ$ ,  $Z = \frac{v(x - x_0(t))}{|\eta + iv|H}$ ,  $x_0(t)$  – координата центра бризера. Интегралы  $I_1 - I_5$  записываются следующим образом ( $B = ch^2 Z + tg^2 \gamma \cos^2 \varphi$ ):

$$\begin{aligned} I_1 &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{ch(z) \sin \varphi}{B} R(\Phi(z)) dz, \\ I_2 &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{ch(z) \sin \varphi}{B} R(\Phi(z)) dz, \\ I_3 &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{z ch(z) \sin \varphi}{B} R(\Phi(z)) dz, \\ I_4 &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{z ch(z) \cos \varphi}{B} R(\Phi(z)) dz, \\ I_5 &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{ch(z) \cos \varphi}{B} R(\Phi(z)) dz. \end{aligned} \quad (6)$$



Рассмотрим динамику бризера СГ в случае, когда возмущающий член в уравнении (3) не зависит от пространственной координаты и имеет вид

$$\epsilon R(\Phi) = -F(t) - \alpha \Phi_t, \quad (7)$$

где  $F(t)$  – внешнее пространственно-однородное

$$\dot{\gamma} = -\frac{\pi F \sin \theta}{4\sqrt{M} \cos \gamma} - \alpha \frac{tg \gamma \sin^2 \theta}{M} \left(1 + \frac{ctg \gamma arsh(tg \gamma \cos \theta)}{\sqrt{M} \cos \theta}\right), \quad (8)$$

$$\dot{\theta} = \cos \gamma - \frac{\pi F}{4 \sin \gamma} \left( \frac{\cos \theta}{\sqrt{M} \cos^2 \gamma} - ctg(\gamma) arsh(tg \gamma \cos \theta) \right) - \alpha \frac{\cos \theta \sin \theta}{M \cos^2 \gamma} - \alpha \frac{tg(\gamma) arsh(tg \gamma \cos \theta)}{\sqrt{M^3}} \sin^3 \theta.$$

Особые точки и предельные циклы фазовых траекторий (8) на  $(\gamma, \theta)$  – плоскости численно исследовались в работе [6] в случае ступенчатой зависимости  $F(t)$  внешнего поля от времени при мгновенном и адиабатическом его включении. Случай гармонического внешнего поля  $F(t) = A \sin(\omega t)$  изучался в [3] с помощью качественной теории дифференциальных уравнений. В данной работе динамика бризера СГ в ступенчатом и гармоническом внешних полях численно моделируется в адиабатической модели на основе уравнений (8) методом максимальных ляпуновских показателей. Кроме того, показывается, что величиной максимального ляпуновского показателя характеризуется скорость развала (диссоциации) бризера СГ во внешнем поле. Отметим еще раз, что диссоциация бризера СГ имеет место и при параметрическом его возбуждении [4].

Определенные заключения о динамике бризера СГ под действием возмущения (7) в адиабатической модели можно сделать на основе упрощенного квазичастичного подхода [7], рассматривая бризер как ангармонический осциллятор с потенциалом  $U(r) = -8e^{-|r|} - \frac{\pi}{2} F(t)r + \alpha |V_{отн}|$ , где  $r$  – расстояние между солитоном и антисолитоном,  $V_{отн}$  – скорость их относительного движения.

Энергия бризера СГ отрицательна ( $E = -2tg^2 \gamma$ ), и в отсутствии внешнего поля солитон-антисолитон образуют связанную систему, осциллирующую с частотой  $\sim \sqrt{E}$  и амплитудой  $\sim \ln\left(\frac{8}{|E|}\right)$ . Внешнее поле, превышающее критическое значение  $F_{кр}$ , определяемое уравнением

$$E = \frac{\pi}{2} F_{кр} \left( \ln \frac{\pi F_{кр}}{16} - 1 \right),$$

вызывает диссоциацию бризера. Например, для  $E \approx -0.16 F_{кр} \approx 0.015$ , что

поле, а  $\alpha$  характеризует интенсивность диссипативных процессов (потери энергии бризером на излучение и т.п.) [5]. В этом случае интегралы  $I_2$  и  $I_3$  тождественно равны нулю, а  $V(t) = \text{const}$ . Иными словами, возмущение (7) не выводит бризер из состояния покоя. Система уравнений (5) при  $V(0) = 0$  существенно упрощается ( $M = 1 + tg^2 \gamma \cos^2 \theta$ ):

согласуется с результатами непосредственного решения уравнения Синус–Гордона (3).

Диссипативные процессы ( $\alpha \neq 0$ ) увеличивают  $F_{кр}$  и тем самым стабилизируют бризер от развала внешним полем. При достаточно интенсивной диссипации бризер СГ коллапсирует, не успев диссоциировать. Это типичная ситуация – стабилизирующий и дестабилизирующий факторы могут меняться ролями.

### Моделирования нерегулярной динамики бризеров

Рассмотрим динамику бризера СГ, когда внешнее поле  $F(t)$  зависит от времени ступенчатым образом, используя метод максимальных ляпуновских показателей. При этом, как и в [6], ограничимся начальными условиями:

$$ctg^2 \gamma(0) = 0.0785, \quad \theta(0) = \left(K + \frac{1}{2}\right) \pi, \quad K = 1. \quad (9)$$

Соответственно бризер имеет начальную энергию  $E \approx -0.16$  и находится в высоковозбужденном состоянии.

На рис. 1 представлена временная зависимость инкремента неустойчивости  $\lambda_{max}(t)$  бризера СГ при мгновенном и адиабатическом включении в момент времени  $t=0$  внешнего поля при  $\alpha=0$ . Видно, что для одной и той же амплитуды  $F(t)$  максимальные ляпуновские показатели при мгновенном и адиабатическом включении внешнего поля совпадают. Это свидетельствует о равенстве  $F_{кр}$  в обоих случаях и согласуется с данными работы [6] при целых  $K$  в уравнении (9). Вследствие чего ниже моделируется только случай мгновенного включения внешнего поля.

На рис. 2 показана зависимость максимального ляпуновского показателя от амплитуды ступенчатого внешнего поля в отсутствие и при наличии диссипации ( $\alpha=0.005$ ). Видно, что

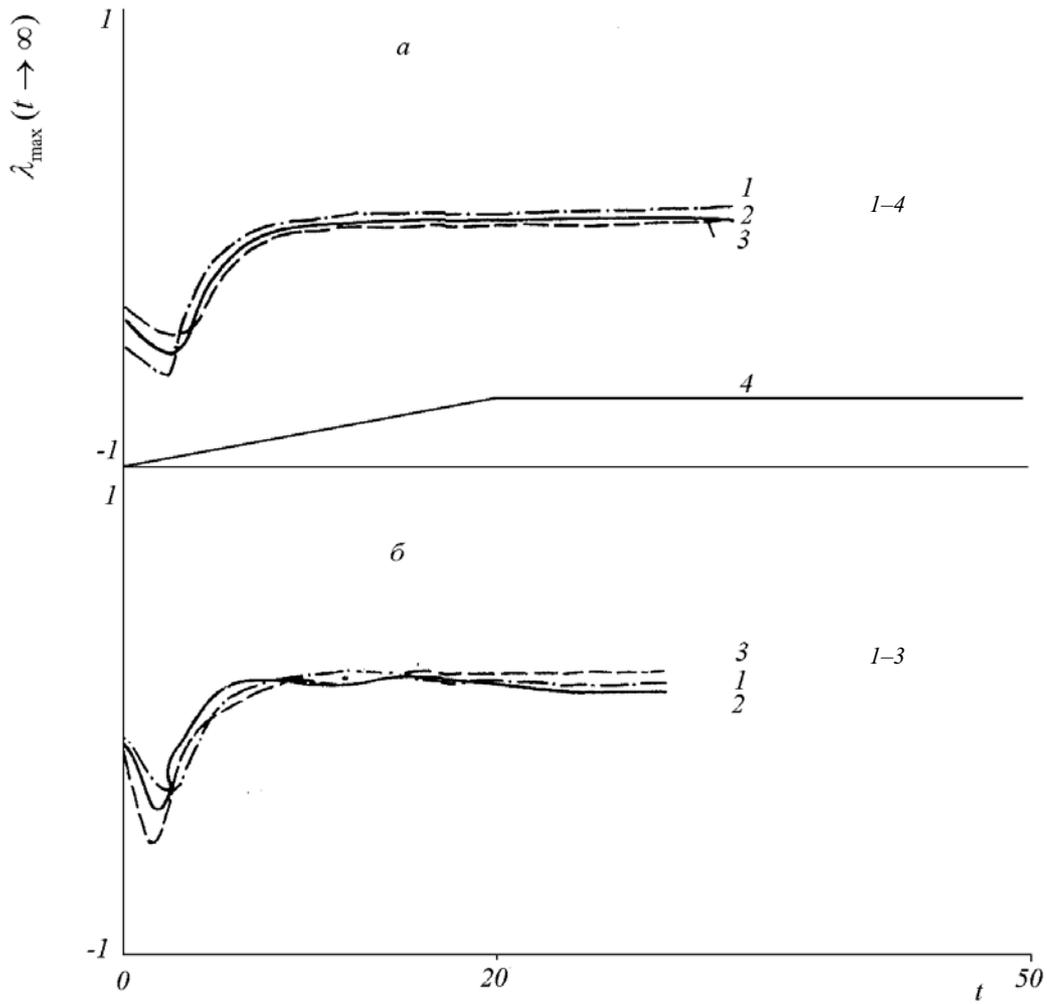


Рис. 1. Зависимость  $\lambda_{\max}(t)$ : *a* – для ступенчатого внешнего поля при  $\alpha=0$  (1, 2 – мгновенное, 3 – адиабатическое включение внешнего поля с амплитудой, равной 0.0136; 0.005; 0.005 соответственно, 4 –  $F(t)$  при адиабатическом включении внешнего поля), *б* – для гармонического внешнего поля  $F(t)=A \cdot \sin(\omega t)$ ,  $\alpha=0.005$  (1 –  $A=0.0165$ ,  $\omega=0.15$ ; 2 –  $A=0.02$ ,  $\omega=0.5$ ; 3 –  $A=0.03$ ,  $\omega=1$ )

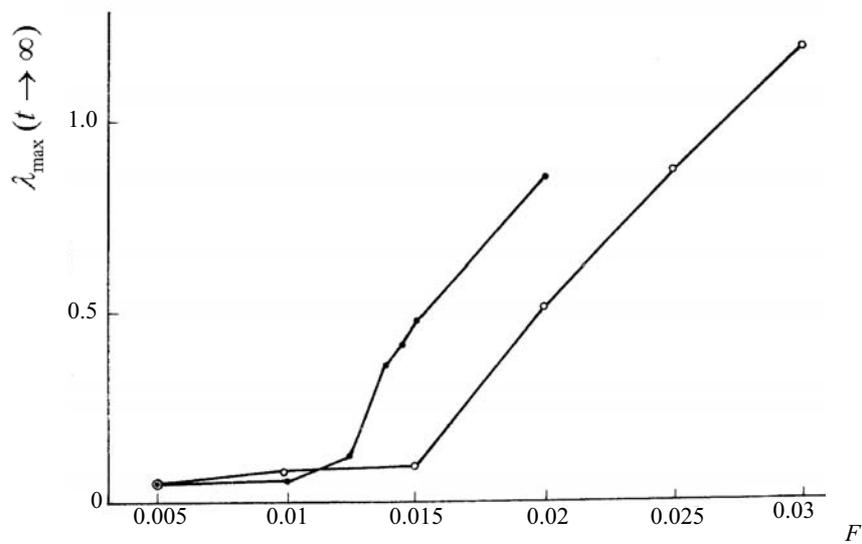


Рис. 2. Зависимость  $\lambda_{\max}(t \rightarrow \infty)$  от амплитуды внешнего поля: ● –  $\alpha=0$ , ○ –  $\alpha=0.005$



максимальные ляпуновские показатели положительны и динамика бризера СГ хаотична. При этом переход к развитой хаотичности, при которой  $\lambda_{max}(t \rightarrow \infty) \approx 0.5$  и скорость диссоциации бризера высока, происходит в отсутствие диссипации при  $F_{кр} \approx 0.015$ . При наличии диссипации ( $\alpha = 0.005$ ) соответствующее значение  $F_{кр} \approx 0.02$  заметно больше. Эти выводы находятся в согласии с данными работ [4, 6].

Из рис. 2 также следует, что динамика бризера СГ хаотична и при  $F < F_{кр}$ . Здесь максимальные ляпуновские показатели определенно положительны, но по величине значительно меньше, чем при  $F > F_{кр}$ . Последнее означает, что скорость диссоциации бризера чрезвычайно мала.

Учитывая регулярность динамики стабильных систем [7], для которых  $\lambda_{max}(t \rightarrow \infty) = 0$ , можно ожидать обратную зависимость времени диссоциации  $\tau$  бризера СГ от величины максимального ляпуновского показателя:

$$\tau \approx \frac{1}{[\lambda_{max}(t \rightarrow \infty)]^x} \quad (10)$$

Скорость диссоциации бризера можно оценить [8, 9] по времени  $\tau$ , когда расстояние между солитонами и антисолитонами в момент развала

бризера достигает определенной величины  $L$ . На рис. 3, а представлена зависимость  $\tau$  от амплитуды ступенчатого внешнего поля ( $L = 2.75$ ) в отсутствие и при наличии диссипации [10]. Аппроксимирующие кривые (10) на этом рисунке проведены с использованием данных, представленных на рис. 2. Видно, что удовлетворительное описание при  $\alpha = 0$  достигается, если  $x = 0.28$ , а при  $\alpha = 0.005$ , если  $x = 0.64$ .

Теперь промоделируем с помощью метода максимальных ляпуновских показателей динамику бризера СГ в гармоническом внешнем поле  $F(t) = A \cdot \sin(\omega t)$ . Этот вопрос изучался в работе [3] методами качественной теории дифференциальных уравнений с использованием функции Мельникова и анализа трансверсальности пересечения сепаратрис фазовых траекторий.

На рис. 3, б плавной кривой показана граница между областью хаотичной динамики бризера СГ (выше кривой), когда он достаточно быстро диссоциирует, и областью его регулярной динамики (ниже кривой) [3]. На рис. 1, б изображена зависимость  $\lambda_{max}(t)$  при  $\alpha = 0.005$  в трех точках граничной кривой, показанной на рис. 3, б:  $A_1 = 0.0165, \omega_1 = 0.15; A_2 = 0.02, \omega_2 = 0.5; A_3 = 0.03, \omega_3 = 1$ . Видно, что соответствующие

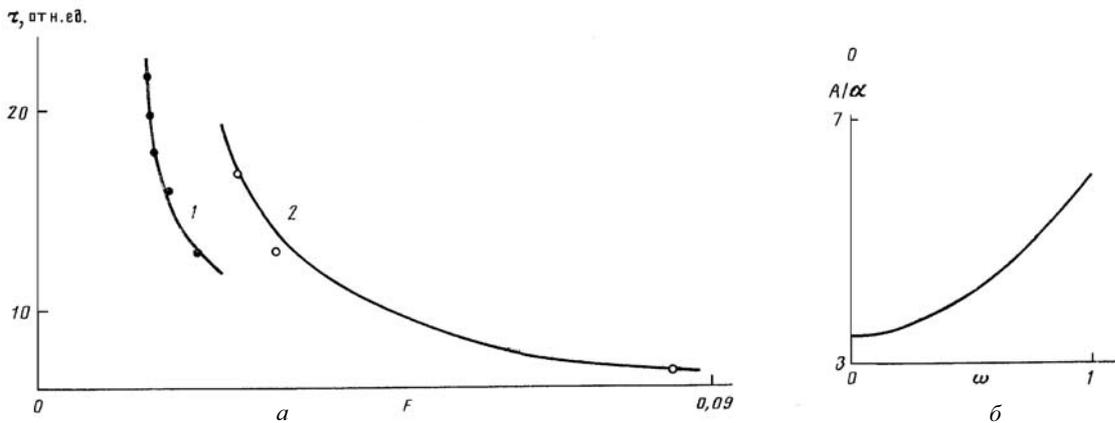


Рис. 3. Зависимость времени диссоциации бризера СГ от амплитуды внешнего поля: а – точки ● –  $\alpha = 0$ , ○ –  $\alpha = 0.005$ , кривая 1 –  $\tau \sim \lambda_{max}^x(t \rightarrow \infty)$  при  $x = 0.28$ , кривая 2 –  $\tau \sim \lambda_{max}^x(t \rightarrow \infty)$  при  $x = 0.64$ ; б – граница между областями регулярной и хаотичной динамики бризера СГ в гармоническом внешнем поле  $A \cdot \sin(\omega t)$  при наличии диссипации

значения максимального ляпуновского показателя положительны и малы по величине 0.06; 0.04; 0.13, причем в третьей точке его величина заметно отличается от первых двух. Это говорит о том, что на данной кривой динамика бризера СГ слабохаотична, а выбранный в работе [3] критерий развала (степени хаотичности) бризера СГ в области частот  $\omega \approx 1$  не вполне эквивалентен критерию, использованному там при более низких частотах.

### Заключение

В данной работе методом максимальных ляпуновских показателей численно исследована диссоциация бризера СГ во внешних однородных полях в отсутствие и при наличии диссипации. Показана хаотичность процесса диссоциации, установлена связь скорости диссоциации бризера СГ с величиной максимального ляпуновского показателя.



## Библиографический список

1. Парментье Р. Солитоны в действии / Под ред. К. Лонгрена, Э. Скотта. М.: Мир, 1991. С. 185.
2. Yeh W., Kao Y. Universal Scaling and Chaotic Behavior of a Josephson-Junction Analog // Physical Review Letters. 1982. Vol. 49. P. 1888.
3. Ariyasu J., Bishop A. Determination of the onset of spatiotemporal complexity induced by soliton competition in a perturbed sine-Gordon chain // Physical Review. 1989. Vol. A39. P. 6409.
4. Абдуллаев Ф.Х. Динамический хаос солитонов. Ташкент: ФАН, 1990.
5. Лавкин А.Г. Исследование диссоциации бризера синус-Гордона во внешнем поле // Ядерная физика. 1991. Т. 54. С. 1290.

6. Карпман В.И. Особые точки и предельные циклы фазовых траекторий бризеров уравнения Синус–Гордона // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1983. Т. 84. С. 289.
7. Barashenkov I.V., Smirnov Yu.S., Alexeeva N.V. Bifurcation to multisoliton complexes in the ac-driven, damped nonlinear Schrödinger equation // Physical Review. 1998. Vol. E57. P. 2350.
8. Лавкин А.Г. Исследование диффузионной диссоциации классической гетерополярной молекулы в поле поляризованного ИК излучения // Опт. и спектр. 1991. Т. 70. С. 1021.
9. Матрасулов Д.У. Хаос в сверхкритическом атоме // Ядерная физика. 2001. Т. 64. С. 299.
10. Карпман В. Preprint IZMIRAN. № 52A, 1981.

УДК 539.194

## НЕРЕГУЛЯРНАЯ ДИНАМИКА ПОЛЕЙ ЯНГА–МИЛЛСА В ТЕРМОСТАТЕ

А.Г. Лавкин, М.Б. Мысенко, И.Н. Антонов

Саратовский государственный университет,  
кафедра теоретической и математической физики  
E-mail: TMF@sgu.ru

Исследуется хаотичность калибровочных полей в модели Янга–Миллса в формализме ланжевеновских источников в термостате. Методом максимальных ляпуновских показателей показано, что с ростом температуры возрастает и радиус корреляции (конфайнмента), то есть имеет место фазовый переход адронная материя – кварк-глюонная плазма. Причиной этого фазового перехода является стабилизация динамики полей глюонов флуктуациями термостата.

**Ключевые слова:** калибровочное поле, поле Янга–Миллса, конфайнмент, квантовая хромодинамика, кварк-глюонная плазма, метод источников Ланжевена.

### The Irregular Dynamics of the Yang–Mills Fields in Thermostat

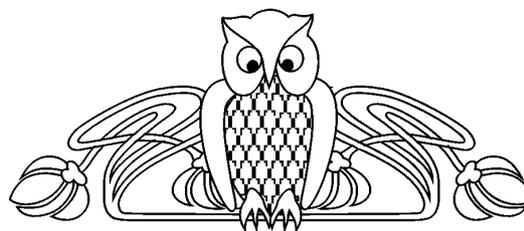
A.G. Lavkin, M.B. Mysenko, I.N. Antonov

Dynamics of the homogeneous SU (2) Yang–Mills fields in thermostats and at their stochastic quantization are investigated by the Langeven's sources method.

It is shown, that with growth of temperature the phase transition confinement-deconfinement in chromodynamics takes place, and quantization of the Yang–Mills fields results in increase of radius of correlation (confinement) colors.

**Key words:** gage field, Yang–Mills field, confinement, quantum chromodynamics, quark-gluon plasma, Langeven's sources method.

Актуальность исследования хаотичности калибровочных полей в модели Янга–Миллса (ЯМ) связана с возможностью нетрадиционной интерпретации конфайнмента носителей цветных



зарядов (кварков и глюонов) в физике высоких энергий.

Наиболее доступны для исследования на хаотичность пространственно – однородные и плоские калибровочные поля ЯМ. Причем плоские волны ЯМ могут быть сведены к однородному случаю, так как они получаются из однородных с помощью преобразования Лоренца. Это преобразование всегда существует, в отличие, например, от линейной безмассовой электродинамики, именно благодаря нелинейности свободных неабелевых калибровочных полей ЯМ [1].

Несмотря на то, что эти модели полей ЯМ являются крайним упрощением для реальных пространственно-неоднородных полей, их исследования представляют значительный интерес вследствие следующих обстоятельств.

- Условие однородности означает длинноволновое приближение (или сильные поля)  $\lambda \gg \gg A^{-1}$  ( $\lambda$ ,  $A$  – безразмерные длина волны и амплитуда поля) и можно надеяться, что изучение таких моделей полезно для получения информации об инфракрасном режиме квантовой хромодинамики (КХД) – наиболее неясном ее пункте.

- Однородные модели важны при рассмотрении проблемы квантования калибровочных полей в модели ЯМ. Поскольку хаотичность



означает разрушение интегралов движения, то возникает проблема определения спектра гамильтониана даже для однородной системы. В частности, однородные калибровочные поля ЯМ являются примером системы, хаотичной при сколь угодно малых значениях плотности энергии. Это означает, что в области малых энергий приближение квантового осциллятора является неоправданным, так как нарушено требование о дискретности спектра гамильтониана.

- Однородные модели, благодаря своей математической простоте, позволяют изучать характерную роль нелинейности – «самодействия» калибровочных полей в модели ЯМ при наличии конечного числа степеней свободы с возможностью интенсивного использования компьютерного эксперимента. Это дает важную информацию о поведении и неоднородных калибровочных полей ЯМ. В динамике последних в случае, например, периодических граничных условий фактически участвует конечное число мод.

- Важное обстоятельство связано со свойствами отсутствия интегрируемости неоднородного калибровочного поля в модели ЯМ при условии его неинтегрируемости в однородном случае. Энергетический порог появления хаотической неустойчивости зависит в общем случае от числа степеней свободы системы и, как правило, имеет тенденцию к уменьшению при увеличении числа степеней свободы. В этом смысле можно надеяться, что рассмотрение однородных моделей окажется полезным для оценки верхней границы плотности энергий, необходимых для возникновения хаоса в этой нелинейной полевой системе [2].

- Возможным проявлением хаотичности («перемешивания» частиц в частотном пространстве) в условиях эксперимента является случайный разброс масс частиц, соответствующих массивным хаотичным полям. Причем, поскольку хаотичность означает наличие сплошного спектра, то и соответствующий разброс масс частиц является непрерывным [2].

Анализ современных методов исследований показывает, что можно учесть влияние конечной температуры на нерегулярную динамику однородных полей ЯМ и проследить фазовый переход к кварк-глюонной плазме, по меньшей мере качественно, на достаточно простой математической модели, не прибегая к численному моделированию на решетке [3, 4], с помощью формализма ланжевеновских источников.

Рассмотрим свободные однородные поля глюонов при конечной температуре  $T$ . Для этого учтем взаимодействие полей глюонов с термостатом с помощью формализма ланжевеновских

источников. Такой подход широко используется при численном моделировании броуновской динамики частиц [5]. В результате уравнения движения принимают следующий вид:

$$\ddot{X} + Y^2 X = R_x - \beta \dot{X} \quad \text{и} \quad \ddot{Y} + X^2 Y = R_y - \beta \dot{Y} \quad (1)$$

и описывают систему связанных нелинейных осцилляторов, на которые действует случайная сила («толчки»)  $R(t)$  со стороны термостата. Трение (слагаемые  $\beta \dot{X}$  и  $\beta \dot{Y}$  в соответствующих уравнениях) вводится для того, чтобы исключить «перегрев» динамической системы под действием силы  $R(t)$ , которая имеет нормальное распределение с дисперсией  $\langle R^2 \rangle = \beta T$ . При этом численное моделирование выполняется при условии, что время корреляции случайной силы

$$t_R = \langle R^2 \rangle^{-1} \int_0^{+\infty} \langle R(t)R(0) \rangle dt \sim \langle R^2 \rangle^{-1} \beta T, \quad (2)$$

много меньше времени корреляции скорости  $V(\dot{X}$  и  $\dot{Y})$  системы, т.е.

$$t_V = \langle V^2 \rangle^{-1} \int_0^{+\infty} \langle V(t)V(0) \rangle dt \sim \beta^{-1}. \quad (3)$$

Мы будем рассматривать уравнения (1) при  $E \leq 1$ , так что условие  $t_R \ll t_V$  будет выполнено, если взять  $\beta \ll 1$ . Таким образом, система уравнений (1) позволяет учесть влияние конечной температуры на хаотичную динамику полей ЯМ.

Можно предположить, что заметное стабилизирующее влияние на глюоны должен оказывать термостат при достаточно высокой температуре (стабилизация систем, синхронизируемых внешними «толчками», является довольно обычной в теории динамических систем [5–7]).

С целью подтверждения этого предположения промоделируем хаотичность однородных полей ЯМ в термостате методом максимальных ляпуновских показателей  $\lambda_{max}(t \rightarrow \infty)$  [8]. Решим для этого уравнения (1) численно методом Рунге–Кутты в относительных единицах при  $E=0.29$ ,  $\beta=10^{-4}$ . В этом случае при нулевой температуре максимальный ляпуновский показатель  $\lambda_{max}(t \rightarrow \infty)=0.28$  определенно положительный и имеет место развитая хаотичность полей глюонов.

На рис. 1 представлена временная зависимость инкремента неустойчивости свободных полей глюонов при  $\beta T=10^{-1}$ . Видно, что при этом максимальный ляпуновский показатель практически совпадает с аналогичной величиной при нулевой температуре.

Из рис. 2 видно, что это же имеет место в интервале  $0 \leq \beta T \leq 5$ . Но при дальнейшем повышении температуры при  $\beta T \geq 5$  максимальный ляпунов-



ский показатель начинает заметно уменьшаться. Если учесть, что между радиусом корреляции (конфайнмента) и максимальным ляпуновским показателем имеет место обратное соотношение  $r_c \sim 1/\lambda_{\max}(t \rightarrow \infty)$  [9], то представляется естественным интерпретировать температуру  $\beta T \approx 5$  как температуру  $T_c$  фазового перехода (второго рода [10]) конфайнмент–деконфайнмент.

Таким образом, в формализме Ланжевена на основе достаточно простой математической

модели, описывающей динамику однородных полей глюонов при конечной температуре, численно методом максимальных ляпуновских показателей показано, что с ростом температуры имеет место фазовый переход адронная материя – кварк-глюонная плазма. Здесь отчетливо (на уровне осцилляторов) видно, что причиной этого фазового перехода является стабилизация динамики полей глюонов флуктуациями термостата.

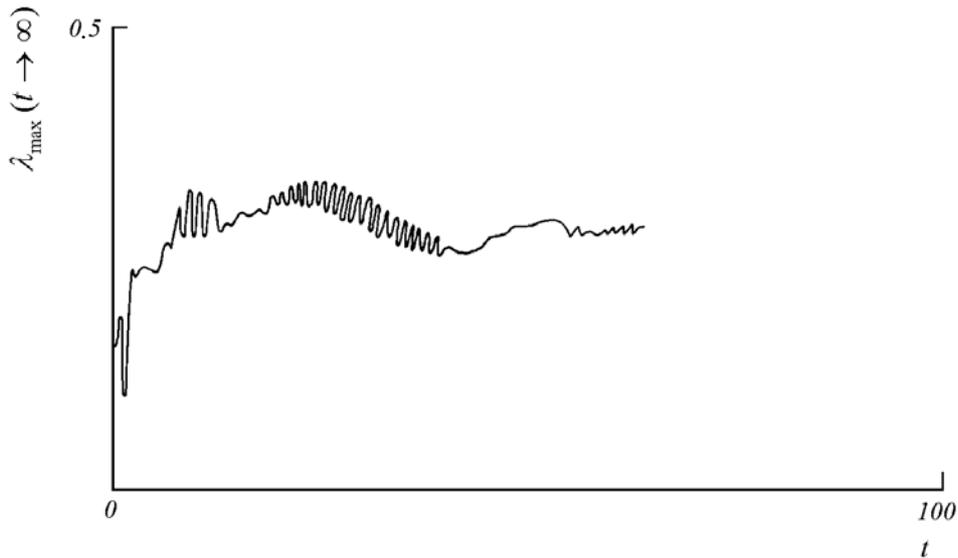


Рис. 1. Зависимость инкремента неустойчивости свободных полей глюонов от времени при температуре  $\beta T = 10^{-1}$

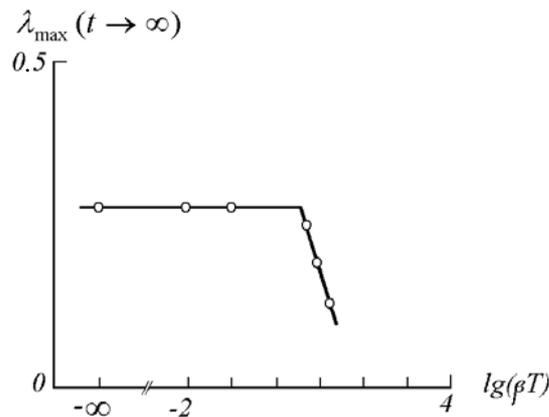


Рис. 2. Зависимость максимального ляпуновского показателя полей глюонов от температуры

### Библиографический список

1. Матинян С.Г. О сложной нерегулярной динамике полей Янга-Миллса // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1981. Т. 80. С. 830.

2. Берман Г.П. Исследование стохастичности однородных полей Янга-Миллса // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1985. Т. 88. С. 705.

3. Лавкин А.Г. Фазовый переход к кварк-глюонной плазме и броуновская динамика классических однородных полей Янга-Миллса // Ядерная физика. 1992. Т. 55. С. 222.



4. Херман Д.В. Методы компьютерного эксперимента в теоретической физике. М.: Наука, 1990.  
 5. Неймарк Ю.И., Ланда П.С. Стохастические и хаотические колебания. М.: Наука, 1987.  
 6. Chacon R. Inhibition of chaos in Hamiltonian systems by periodic pulses // Physical Review. 1994. Vol. E50, pt.A. P. 750.  
 7. Matias M., Gitemes J. Chaos suppression in flows using proportional pulses in the system variables // Physical Review. 1998. Vol. E54. P. 198.

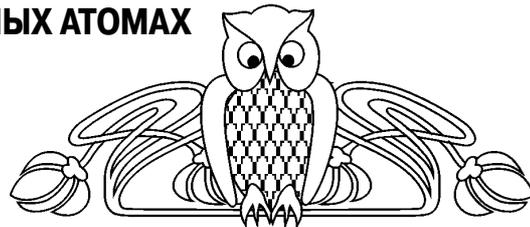
8. Лавкин А.Г. Функции Ляпунова и стохастичность классических SU (2)-полей Янга–Миллса // Ядерная физика. 1991. Т. 53. С. 313.  
 9. Кравцов Ю.А. Случайность, детерминированность, предсказуемость // Успехи физических наук. 1989. Т. 158. С. 93.  
 10. Климонтович Ю.Л. Статистическая теория открытых систем. М.: Наука, 2001.

УДК 621.382.029.6

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОПРАВОК К ТОНКОМУ СДВИГУ УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ В ВОДОРОДОПОДОБНЫХ АТОМАХ

О.А. Бойкова, Н.А. Бойкова, С.В. Клещевская, Ю.Н. Тюхтяев

Саратовский государственный университет,  
 кафедра теоретической и ядерной физики  
 E-mail: alex2222@gmail.com



$$v_{1S-2S}^L = 2\,466\,061\,413\,187.34(84) \text{ кГц}, \quad (1)$$

то в 2000 году –

$$v_{1S-2S}^L = 2\,466\,061\,413\,187\,103(46) \text{ Гц}. \quad (2)$$

Это позволяет с рекордной точностью определить значение такой фундаментальной величины, как постоянная Ридберга.

Заметим, что при обосновании рекомендуемого CODATE значения этой универсальной мировой константы [1] учитывались, в частности, теоретические разработки [2]. С другой стороны, за последнее время расширился список обзоров, анализирующих теоретически результаты [3–6].

Тонкое и сверхтонкое расщепление спектров водородоподобных атомов являются чисто квантовоэлектродинамическими эффектами, которые не рассматриваются в классической электродинамике и описываются в квантовой электродинамике. Теоретические исследования указанных эффектов имеют фундаментальное значение, так как на достаточно простой модели двух заряженных взаимодействующих частиц ( $e^-e^+$ ,  $\pi^+e^-$ ,  $p^+e^-$ ,  $\mu^+e^-$ ) позволяют проверить методы квантовой теории с высокой точностью. Развитие квантовоэлектродинамических методов оказывает влияние на теорию сильных взаимодействий – квантовую хромодинамику. Так, в квантовой хромодинамике различие масс пионов определяется как сверхтонкое расщепление уровней энергии связанной системы кварк – антикварк в пределе асимптотической свободы, когда константа связи много меньше единицы. В этом случае описание сверхтонкой структуры может быть выполнено методами,

Рассматривается метод расчёта величины тонкого сдвига уровней энергии водородоподобных атомов на основе релятивистски модернизированного квазипотенциального уравнения. Развита соответствующая теория возмущений, позволяющая рассчитывать сдвиги уровней энергии водородоподобных атомов с высокой точностью. Рассчитаны логарифмические поправки порядка  $\alpha^6 \ln \alpha^{-1}$  для однофотонных взаимодействий и подтверждён более ранний результат.

**Ключевые слова:** связанное состояние, тонкий сдвиг, уровень энергии, водородоподобный атом, кулоновское взаимодействие, логарифмическая поправка.

### The Research of Corrections to the Fine Shift of Energy Levels in the Hydrogen-Like Atoms

O.A. Boikova, N.A. Boikova, S.V. Kleshchevskaya, Y.N. Tyukhtyaev

The method of calculation of the value the thin shifts of energy levels of bound states on a basis relativistic upgraded quasipotential equation is considered. The appropriate perturbation theory permitting to calculate shifts of the energy levels in hydrogen-like atoms with a high accuracy is advanced. We obtained logarithmic corrections about  $\alpha^6 \ln \alpha^{-1}$  by one photon interaction are obtained, and earlier conventional result is confirmed.

**Key words:** the bound state, the fine shift, the energy level, the hydrogen-like atoms, the Coulomb interaction, the logarithmic correction.

В последние годы интерес к исследованиям спектров водородоподобных атомов проявился достаточно отчетливо. Благодаря переходу от методов радиочастотной спектроскопии к исследованию возможностей бездоплеровской двухфотонной спектроскопии точность экспериментальных данных существенно возросла.

Интервал  $2S_{1/2} - 1S_{1/2}$  измерен в настоящее время [1,2] в атоме водорода с точностью до десятка Гц. Если в 1997 году его значение составляло



проверенными в квантовой электродинамике на водородоподобных системах. Результаты проведенных расчетов совпадают с экспериментальными значениями с высокой степенью точности. Таким образом, появляется возможность на достаточно простой модели проверить методы квантовой теории с высочайшей точностью и получить высокоточное значение фундаментальных физических констант.

Квазипотенциальный подход дает два способа вычисления значения тонкого сдвига водородоподобного атома с точностью до пятого порядка по константе тонкой структуры  $\alpha$ . Один из них не учитывает зависимости квазипотенциала от внешних импульсов, в другом квазипотенциал  $V(\bar{p}, \bar{q}, E)$  рассматривается как функция импульсов и энергии.

Метод, не учитывающий зависимости квазипотенциала от внешних импульсов, сопровождается появлением расходимостей, которые устраняются в суммарном выражении. В связи с этим возникает необходимость введения нефизического параметра обрезания. Данный метод не дает возможности полного вычисления поправок более высокого порядка, чем  $\alpha^5$ .

Суть явления отдачи – учет конечности массы ядра. Характеристика конечности массы – параметр отношения масс частиц  $\beta = m_1/m_2$  (для водорода –  $5.446170232(12) \cdot 10^{-4}$ , для мюония –  $4.83633210(15) \cdot 10^{-3}$ ). Если положить  $\beta=0$ , то масса ядра становится бесконечной и мы имеем одночастичную задачу о движении частицы массы  $m$ . Если  $\beta=1$ , то рассматривается задача о позитронии, а если  $0 < \beta < 1$ , то получаем более общий случай водородоподобного атома.

Основное уравнение квазипотенциального подхода имеет вид

$$(E - \varepsilon_{1p} - \varepsilon_{2p}) \Psi_E(\bar{q}) = \int \frac{V(\bar{p}, \bar{q}, E)}{(2\pi)^3} \Psi_E(\bar{q}) d^3q, \quad (3)$$

где  $E$  – собственное значение полной энергии,  $\varepsilon_{ip} = \sqrt{p^2 + m_i^2}$ ,  $i=1,2$ ,  $m_i$  – масса  $i$ -й частицы водородоподобного атома;  $\Psi_E(\bar{q})$  – волновая функция, квазипотенциал  $V(\bar{p}, \bar{q}, E)$  представляется в виде  $V = T_+(I + FT_+)^{-1}$ , операция  $(\dots)_+ = u_1^* u_2^* \gamma_{10} \gamma_{20} (\dots) u_1 u_2$  означает проектирование на состояния с положительными энергиями;  $u_i$  – дираковский биспинор, записанный в двухкомпонентной форме;  $\gamma_{i0}$  – матрицы Дирака; амплитуда рассеяния  $T(\bar{p}, \bar{q}, E) = T(\bar{p}, \bar{q}, p_0, q_0, E)|_{p_0=q_0=0}$ ,  $F^{-1} = (2\pi)^3 \delta^3(\bar{p} - \bar{q})(E - \varepsilon_{1p} - \varepsilon_{2p})$ . Параметры  $\bar{p}$ ,  $\bar{q}$ ,  $E$  можно считать независимыми.

Для прецизионных исследований необходимо учесть зависимость квазипотенциала от импуль-

сов  $\bar{p}$ ,  $\bar{q}$  и энергии  $E$ . Используя обычное разложение амплитуды рассеяния  $T$  в ряд по степеням постоянной тонкой структуры  $\alpha$

$$T_+ = T_+^{(2)} + T_+^{(4)} + \dots, \quad (4)$$

получим

$$V = T_+(1 - FT_+ + FT_+FT_+ - \dots) \quad (5)$$

или в низших порядках теории возмущений

$$V = V^{(2)} + V^{(4)} = T_+^{(2)} + T_+^{(4)} - T_+^{(2)}FT_+^{(2)}. \quad (6)$$

Отсюда

$$V^{(2)} = T_+^{(2)}, \quad V^{(4)} = T_+^{(4)} - T_+^{(2)}FT_+^{(2)}. \quad (7)$$

Амплитуда рассеяния строится с помощью фейнмановской диаграммной техники. В случае кулоновской калибровки

$$T_+^{(2)} = (K_c)_+ + (K_T)_+, \quad (8)$$

где ядра  $(K_c)_+$  и  $(K_T)_+$  описывают обмен одним кулоновским и одним поперечным фотонами соответственно. Двухфотонные взаимодействия с амплитудой  $T_+^{(4)} = (T_{par})_+^{(4)} + (T_{cr})_+^{(4)}$  представляются диаграммами двух типов (рис. 1, 2).

Специфика теоретических исследований эффектов отдачи определяется необходимостью использования двухчастичной релятивистской теории для определения тонкого сдвига уровней энергии водородоподобных атомов. Впервые это было сделано на основе уравнения Бете–Солпитера [7]

$$\Delta E = \frac{1}{\pi} \frac{(Z\alpha)^5 \mu^3}{mM} \frac{1}{n^3} \left\{ \frac{2}{3} \delta_{l0} \ln \alpha^{-1} - \frac{8}{3} \ln[k_0(n)] - \frac{1}{9} \delta_{l0} - \frac{7}{3} a_n + \frac{2}{M^2 - m^2} \delta_{l0} \left( m^2 \ln \frac{M}{\mu} - M^2 \ln \frac{m}{\mu} \right) \right\}, \quad (9)$$

где

$$a_n = -2 \left[ \ln \frac{2}{n} + \left( 1 + \frac{1}{2} + \dots + \frac{1}{n} \right) + 1 - \frac{1}{2n} \right] \delta_{l0} + \frac{1 - \delta_{l0}}{l(l+1)(2l+1)},$$

$Z$  – заряд ядра,  $\mu = \frac{mM}{m+M}$  – приведённая масса,  $n$  – главное квантовое число,  $\ln[k_0(n)]$  – логарифм Бете,  $l$  – орбитальное квантовое число.

Из формулы (9) следует, что поправки на отдачу определяются малыми параметрами  $Z\alpha$

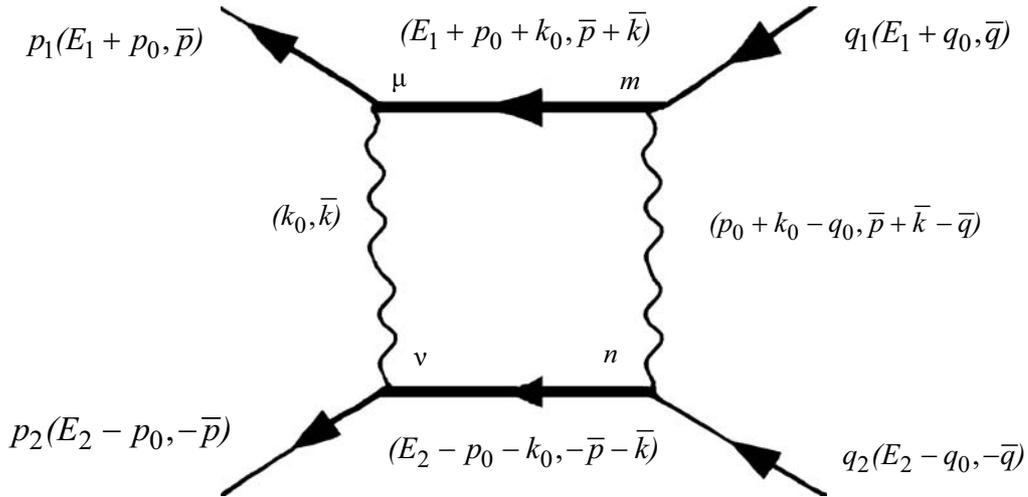


Рис. 1. Диаграмма параллельного обмена

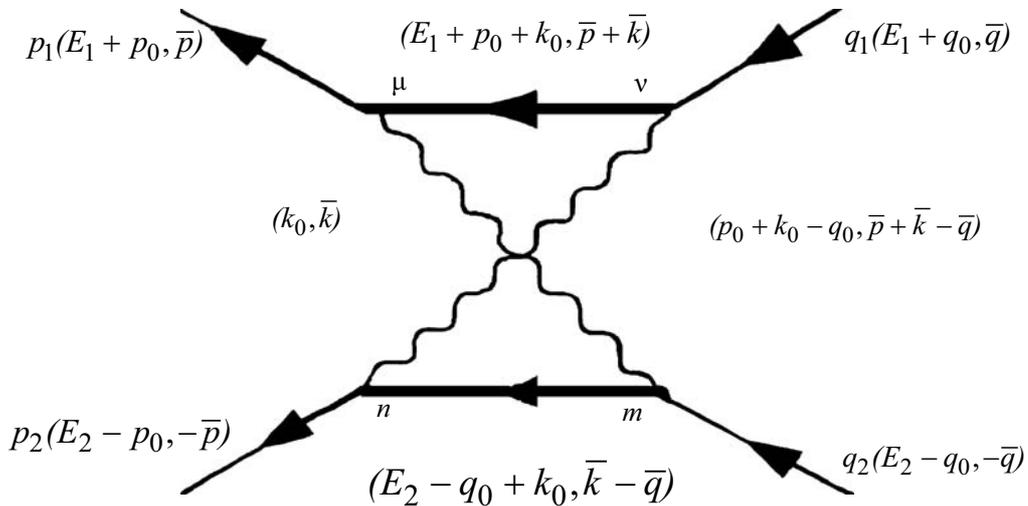


Рис. 2. Диаграмма перекрестного обмена

и  $\beta = m/M$ . В случае логарифмической зависимости имеем:

$$\begin{aligned} \ln \alpha^{-1} &\approx 4.92, \\ \ln \beta^{-1} &\approx 5.33 \text{ (для мюония),} \\ \ln \beta^{-1} &\approx 7.52 \text{ (для водорода).} \end{aligned}$$

Большая величина логарифмических вкладов заставляет обратить на их исследование особое внимание. Поправки  $\frac{\alpha^6 \mu^3}{m_1 m_2} \ln \alpha^{-1}$ , рассчитанные для мюония [8], а затем Феллом для позитрония [9] привлекли внимание многих теоретиков.

Теория возмущений для исследования эффектов отдачи в водородоподобных атомах такова, что члены ряда по константе тонкой структуры  $\alpha$  зависят от параметра отношения масс частиц  $\beta$ . В качестве примера обсудим вычисление логарифмической по  $\alpha$  поправки шестого порядка по константе тонкой структуры к тонкому сдвигу

уровней энергии водородоподобных атомов. Сначала проанализируем выражение для квази-потенциала, отвечающего однофотонному взаимодействию частиц.

Рассмотрим кулоновскую часть взаимодействия, опуская слагаемые, отвечающие за сверхтонкий сдвиг:

$$\begin{aligned} \Delta E_C &= \langle \Phi_C^*(\vec{p}) | (K_C)_+ - v_C | \Phi_C(\vec{q}) \rangle = \\ &= \langle \Phi_C^* | v_C N_p N_q \left( 1 + \frac{\vec{p}\vec{q}}{M_{1p} M_{1q}} + \frac{\vec{p}\vec{q}}{M_{2p} M_{2q}} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{(\vec{p}\vec{q})^2}{M_{1p} M_{1q} M_{2p} M_{2q}} \right) - v_C | \Phi_C(\vec{q}) \rangle, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\Phi_C(\vec{q}) N_p = N_{m_1 p} N_{m_2 p}$  – кулоновская волновая функция,  $N_{m_i p} = \sqrt{\frac{M_{ip}}{2\varepsilon_{ip}}}$ ,  $M_{ip} = \varepsilon_{ip} + m_i$ ,  $i = 1, 2$ .



Воспользуемся разложением радикалов  $\varepsilon_{ip}$  и нормировочных множителей  $N_{m_p}$  по степеням  $\bar{p}^2/m_i^2$ :

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ip} &= m_i \left( 1 + \frac{p^2}{2m_i^2} - \frac{p^4}{8m_i^4} + \dots \right), \\ N_{m_p} &= 1 - \frac{p^2}{8m_i^2} + \frac{11p^4}{128m_i^4} - \dots \end{aligned} \quad (11)$$

Тогда с точностью до членов порядка  $\alpha^6 \ln \alpha^{-1}$  мы имеем право записать

$$\begin{aligned} [(K_C)_+ - v_C]^{lead} &= \frac{\pi\alpha}{2} \left( \frac{1}{m_1^2} + \frac{1}{m_2^2} \right) - \\ -4\pi\alpha \left\{ \frac{(\bar{p}-\bar{q})^2}{64m_1^2m_2^2} + \frac{3}{64} \left( \frac{1}{m_1^4} + \frac{1}{m_2^4} \right) (p^2 + q^2) \right\} - \\ - \frac{5}{32} \frac{\pi\alpha}{(\bar{p}-\bar{q})^2} \left( \frac{1}{m_1^4} + \frac{1}{m_2^4} \right) (p^2 - q^2)^2. \end{aligned} \quad (12)$$

Выражение с точностью до  $\alpha^6 \ln \alpha^{-1}$  совпадает с потенциалом, исследовавшимся в работе [10]:

$$V_C(\bar{p}, \bar{q}) = V_C^{(2)}(\bar{p}, \bar{q}) + V_C^{(4)}(\bar{p}, \bar{q}),$$

где  $V_C^{(2)}(\bar{p}, \bar{q})$  – часть ядра Брейта, позволяющая вычислять поправки, пропорциональные  $\alpha^4$ ,

$$\begin{aligned} V_C^{(4)}(\bar{p}, \bar{q}) &= -4\pi\alpha \left\{ \frac{(\bar{p}-\bar{q})^2}{64m_1^2m_2^2} + \right. \\ &+ \left. \frac{3}{64} \left( \frac{1}{m_1^4} + \frac{1}{m_2^4} \right) (p^2 + q^2) \right\} - \\ &- \frac{5}{32} \frac{\pi\alpha}{(\bar{p}-\bar{q})^2} \left( \frac{1}{m_1^4} + \frac{1}{m_2^4} \right) (p^2 - q^2)^2. \end{aligned} \quad (13)$$

Соответствующий сдвиг, пропорциональный  $\alpha^6 \ln \alpha^{-1}$ , записывается в виде

$$\begin{aligned} \delta E'_C &= \langle \Phi_C^*(\bar{p}) | V_C^{(4)}(\bar{p}, \bar{q}) | \Phi_C(\bar{q}) \rangle = \\ &= \varepsilon \mu^2 \frac{5}{4} \left( \frac{m_1}{m_3^2} + \frac{m_2}{m_3^2} \right), \quad \varepsilon = \frac{\alpha^6 \mu^3}{m_1 m_2} \ln \alpha^{-1}, \end{aligned} \quad (14)$$

где  $\mu$  – приведенная масса. Результат (14) представим, как

$$\delta E'_C = \frac{5}{4} \frac{\alpha^6 \mu^3}{m_1 m_2} \frac{1}{\beta} \ln \alpha^{-1} - \frac{5}{2} \frac{\alpha^6 \mu^3}{m_1 m_2} \ln \alpha^{-1}, \quad (15)$$

$$\text{где } \frac{1}{\beta} \ln \alpha^{-1} = \begin{cases} 9034,32 & \text{(для водорода)} \\ 1017,35 & \text{(для мюония)} \end{cases}.$$

Отметим, что неравенство  $\delta E'_C(\alpha^6) \gg \delta E'_C(\alpha^5)$  ведет к нарушению сходимости ряда теории возмущений.

Обратимся теперь к обмену одним поперечным фотоном. При вычислении логарифмической по константе тонкой структуры поправки порядка  $\alpha^6$ , можно исходить из выражения

$$\begin{aligned} \Delta \tilde{E}_T &= \frac{4}{\pi^4} \frac{\alpha^6 \mu^5}{m_1 m_2} \int \frac{N_p d^3 p}{(p^2 + \alpha^2 \mu^2)^2} \times \\ &\times \int \frac{N_q d^3 q}{(q^2 + \alpha^2 \mu^2)^2} \frac{(\bar{p}\bar{q})}{(\bar{p}-\bar{q})^2}. \end{aligned} \quad (16)$$

Тогда после простых преобразований получаем, что

$$\begin{aligned} \Delta \tilde{E}_T(\alpha^6 \ln \alpha^{-1}) &= \frac{4}{\pi^4} \frac{\alpha^6 \mu^5}{m_1 m_2} \int \frac{d^3 p}{(p^2 + \alpha^2 \mu^2)} \times \\ &\times \int \frac{d^3 q}{(q^2 + \alpha^2 \mu^2)} \frac{1}{8(q^2 + m_1^2)} \frac{1}{(\bar{p}-\bar{q})^2} \end{aligned} \quad (17)$$

$$\text{или } \Delta \tilde{E}_T(\alpha^6 \ln \alpha^{-1}) = 2 \frac{\alpha^6 \mu^5}{m_1 m_2} \ln \alpha^{-1}. \quad (18)$$

Величина этой поправки (18) в тонкий сдвиг совпадает с суммарным результатом диаграмм (а)–(b)–(c)–(d)–(e)–(f) работы [8]. Логарифмический по константе тонкой структуры вклад обусловлен интегралом

$$\begin{aligned} i &= \int \frac{d^3 p}{(p^2 + \alpha^2 \mu^2)} \int \frac{d^3 q}{(q^2 + \alpha^2 \mu^2)} \frac{1}{(\bar{p}-\bar{q})^2} \approx \\ &\approx 4\pi^4 \ln \alpha^{-1}. \end{aligned} \quad (19)$$

Легко увидеть, что этот интеграл расходится. Его вычисление согласно [11] относится к «логарифмическому промежутку»  $\mu\alpha \leq p \leq \mu$ . Именно в этом промежутке интегрирования получаем численное значение (19). Отметим также, что логарифмический по константе тонкой структуры вклад в случае двухфотонного обмена поперечными фотонами определяется тем же интегралом [12].

В работах [8, 12] отмечено, что логарифмические по  $\alpha$  вклады, обусловленные однофотонным и двухфотонным обменами поперечным фотоном, равны по величине и противоположны по знаку. Но это не значит, что разность соответствующих интегралов не приводит к поправкам более высокого порядка по  $\alpha$ .

Таким образом, вопрос о вкладах шестого порядка по  $\alpha$  решается релятивистскими методами. Для получения поправок высших порядков требуется уточнение исходного аналитического выражения для тонкого сдвига на основе модифицированного квазипотенциального уравнения.

**Библиографический список**

1. *Mohr P.J., Taylor B.N.* CODATE recommended values of the fundamental physics constants. 2000 // *Rev. Mod. Phys.* 2000. Vol. 72, № 2. P. 5496–5499.
2. *Бойкова Н.А., Тюхтяев Ю.Н., Фаустов Р.Н.* О вкладах порядка  $\alpha^6 \ln(m_2/m_1)$  в тонкий сдвиг S-уровней энергии мюония // *Ядерная физика.* 1998. Т. 61, № 5. С. 866–870.
3. *Fulton T., Martin P.C.* Two-body system in quantum electrodynamics. Energy levels of positronium // *Phys. Rev.* 1954. Vol. 95, № 3. P. 811–822.
4. *Grotch H., Yennie D.R.* Effective potential model for calculating nuclear corrections to the energy levels of hydrogen // *Rev. Mod. Phys.* 1969. Vol. 41, № 2. P. 350–374.
5. *Ньюнко Н.Е., Тюхтяев Ю.Н., Фаустов Р.Н.* Влияние движения ядра на тонкую структуру водорода / Сообщение ОИЯИ Р2-7493. Саратов, 1973. 16 с.
6. *Doncheski M., Grotch H., Erickson G.W.* Pure recoil cor-

- rections to the Lamb shift in hydrogenic atoms // *Phys. Rev.* 1991 Vol. 43, № 5. P. 2152–2170.
7. *Salpeter E.E., Bethe H.A.* Relativistic equation for bound state problems // *Phys. Rev.* 1951. Vol. 84, № 6. P. 1232–1242.
8. *Khriplovich I.B., Milstein A.I., Yelkhovsky A.S.* Corrections of  $(\alpha^6 \ln \alpha)$  in two-body QED problem // *Phys. Lett. B.* 1992. Vol. 282. P. 237–242.
9. *Fell R.N.* Order  $\alpha^4 \ln \alpha^{-1} f_{RYD}$ . Corrections to the  $n=1$  and  $n=2$ . Energy levels of positronium // *Phys. Rev. Lett.* 1992. Vol. 68. P. 25–28.
10. *Khriplovich I.B., Milstein A.I., Yelkhovsky A.S.* Logarithmic corrections in the two-body QED problem // *Physica Scripta.* 1993. Vol. 146. P. 252–260.
11. *Fell R.N.* Corrections of  $(\alpha^6 \ln \alpha)$  / Preprint BUM 01742. Massachusetts, 1992.
12. *Fell R.N., Khriplovich I.B., Milstein A.I., Yelkhovsky A.S.* On the recoil corrections in hydrogen // *Phys. Lett. A.* 1993. Vol. 181. P. 172–174.

УДК 535.343.9; 530.145

## ABSORPTION AS AN INDICATION OF VACUUM $e^+e^-$ PAIR CREATION IN A STRONG NONSTATIONARY ELECTRIC FIELD

D.B. Blaschke<sup>a,b,c</sup>, S.V. Ilyine<sup>d</sup>, G. Röpke<sup>c</sup>, S.A. Smolyansky<sup>d</sup><sup>a</sup> Institute of Theoretical Physics, University of Wrocław, 50–204 Wrocław, Poland<sup>b</sup> Bogoliubov Laboratory for Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, RU-141980 Dubna, Russia<sup>c</sup> Institut für Physik, Universität Rostock, D-18051 Rostock, Germany<sup>d</sup> Saratov State University, RU-410026 Saratov, Russia

E-mail: isv-new@mail.ru

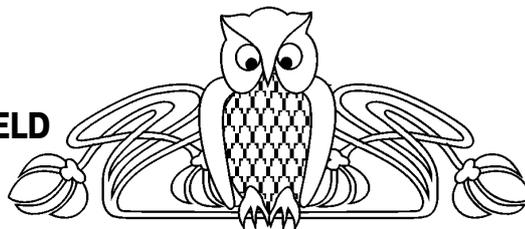
We discuss the high frequency conductivity and absorption coefficient of an electron – positron plasma (EPP) created from the vacuum in a strong nonstationary electric field (nonstationary Schwinger mechanism). It is shown that the basic contribution here is due to vacuum polarization effects. For subcritical linearly polarised fields, we obtain the general expression for the induced conductivity and the absorption coefficient, which is investigated in a wide range of frequencies from the optical to the  $\gamma$ -ray region.

**Key words:** electron-positron plasma; Schwinger mechanism; vacuum creation; X-ray laser; quasiparticle; optical properties.

### Поглощение как Индикатор Вакуумного Рождения $e^+e^-$ Пар в Сильных Нестационарных Электрических Полях

Д.Б. Бляшке, С.В. Ильин, Г. Рёпке, С.А. Смолянский

Обсуждаются коэффициенты высокочастотной проводимости и поглощения электрон-позитронной плазмы, рождающейся из вакуума в сильных нестационарных электрических полях (нестационарный механизм Швингера). Показано, что основной вклад обусловлен вакуумными поляризационными эффектами. Для субкритических линейно поляризованных полей, получены



основные выражения для индуцированной проводимости и коэффициента поглощения, которые исследованы в широком диапазоне частот.

**Ключевые слова:** электрон-позитронная плазма, механизм Швингера, вакуумное рождение, рентгеновский лазер, квазичастица, оптические свойства.

**1. Introduction**

The formation of a relativistic EPP created from the vacuum under the action of an ultrashort optical laser pulse is one of the topics of modern fundamental physics and forthcoming experimental efforts [1,2]. It has been estimated that a zetawatt laser with intensity  $10^{28}$  W/cm<sup>2</sup> could be built. That would allow to approach the Schwinger limit of the electric field for electron-positron pair creation  $E_c = m^2/e = 1.3 \times 10^{16}$  V/cm. Vacuum creation of light mesons becomes also possible for such subcritical fields [3]. It is discussed as one of the perspectives at the X-ray laser [4,5]. Thus the experimental observation of vacuum EPP has become an actual problem. Some of the observable effects have been discussed before in the literature, see, e. g., Ref. [6,7].

In the present work, we avoid to detail methods of the generation of acoherent quasiclassical time dependent electric field and rather focus on the discussion of the optical properties of the created EPP. We



use a kinetic approach for the description of vacuum particle creation [8,9] and investigate the absorption of the EPP in the case of subcritical electric fields  $E/E_c \ll 1$ , which justifies to limit ourselves to the low density approximation only. It is shown that the basic contribution to the induced conductivity stems from the vacuum polarization effects in the external field. The general expression for the induced conductivity and absorption coefficient is obtained and investigated in detail in two ranges of the adiabaticity parameter corresponding to the optical and  $\gamma$ -ray regions. The absorption of a weak probe signal sent through the

high density region in the focus of the acting strong electric field can be considered in the present formalism too.

## 2. The basic equations

We start from the collisionless kinetic equation for the description of vacuum EPP creation due to a spatially homogeneous, time dependent electric field of the linear polarization with the field strength  $\vec{E}(0,0, E(t))$  [8,9].

$$\dot{f}(\vec{p}, t) = \frac{1}{2} \Delta(\vec{p}, t) \int_{t_0}^t dt' \Delta(\vec{p}, t') [1 - f(\vec{p}, t)] \cos \theta(\vec{p}, t, t'), \quad (1)$$

where

$$\Delta(\vec{p}, t) = \frac{eE(t)\varepsilon(\vec{p})}{\varepsilon^2(\vec{p}, t)}, \quad (2) \quad \theta(p, t, t') = 2 \int_{t'}^t d\tau \varepsilon(\vec{p}, \tau), \quad (3)$$

$$\varepsilon(p, t) = \sqrt{\varepsilon_{\perp}^2(\vec{p}) + (p_{\parallel} - eA(t))^2}, \quad \varepsilon_{\perp} = \sqrt{m^2 + p_{\perp}^2}. \quad (4)$$

Here,  $E(t) = -\dot{A}(t)$ , and  $f(\vec{p}, t)$  is the time dependent distribution function of EPP quasiparticles generated from the vacuum during the period of the field action. For the investigation of the optical properties of the EPP droplet it is important to consider the structure of the total current

$$j(t) = j_{cond}(t) + j_{pol}(t), \quad (5)$$

where the conduction and the vacuum polarisation currents are equal to  $\left( \int_p = \int d^3 p (2\pi)^{-3} \right)$

$$j_{cond} = 4e \int_p \frac{p_{\parallel}}{\varepsilon(\vec{p}, t)} f(\vec{p}, t), \quad (6)$$

$$j_{pol} = 2e \int_p \frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon(\vec{p}, t)} u(\vec{p}, t), \quad (7)$$

where  $u(\vec{p}, t)$  is the vacuum polarization function,

$$u(\vec{p}, t) = \int_{t_0}^t dt' \Delta(\vec{p}, t') [1 - f(\vec{p}, t)] \cos \theta(\vec{p}, t, t'). \quad (8)$$

We will use below the low density approximation,

$f(\vec{p}, t) \ll 1$ . From Eqs. (1) and (8) follows that

$$f(\vec{p}, t) = \frac{1}{4} \left| \int_{t_0}^t dt' \Delta(\vec{p}, t') \exp(i\theta(\vec{p}, t, t')) \right|^2, \quad (9)$$

$$u(\vec{p}, t) = \int_{t_0}^t dt' \Delta(\vec{p}, t') \cos \theta(\vec{p}, t, t'). \quad (10)$$

This approximation corresponds to the assumption of the weakness of the external field with the characteristic strength  $E_0$ , i. e.

$$E_0 / E_c \ll 1. \quad (11)$$

Below it is assumed that the external, linearly polarized field is a harmonic one with the frequency  $\nu$ ,

$$E(t) = E_0 \cos \nu t, \quad (12)$$

$$A(t) = -(E_0 / \nu) \sin \nu t.$$

The considered theory is characterized also by the adiabaticity parameter  $\gamma$ , which defined as [10]

$$\frac{1}{\gamma} = \frac{eE_0}{\nu m} = \frac{E_0 m}{E_c \nu}. \quad (13)$$

Given the condition (11), there are two limiting situations: the case of low (optical) frequencies  $m/\nu \gg 1$ , where  $\gamma \ll 1$  and the case of  $\gamma$ -ray frequencies  $\nu \sim m$ , where  $\gamma \gg 1$ .

Our aim is an estimation of the effectiveness of the quasiparticle EPP creation by means of optical methods of registration. As the first step, we intend to construct the theory of electromagnetic field absorption by the generated quasiparticle EPP. We are guided here by the deep analogy with the Bloch theory of electron-hole interaction with an electromagnetic field in solid state physics (see, e. g., Ref. [11]).

Below we restrict ourselves to the case of a spatially homogeneous system, and define the absorption coefficient as the ratio of the spectral power densities of the instantaneous absorbed and incoming energies, i. e.

$$\alpha(\omega) = Q(\omega) / w(\omega), \quad (14)$$



where  $Q(\omega)$  and  $w(\omega)$  are the Fourier transforms of the corresponding energy functions

$$Q(t) = \vec{j}(t) \vec{E}(t), \quad w(t) = E^2(t) / 4\pi, \quad (15)$$

with the conservation law  $\dot{w}(t) = -Q(t)$ .

Thus, the next problem is the determination of the components of the conductivity tensor corresponding to the chosen symmetry of the system.

### 3. Absorption coefficient

The relative orders of the distribution function (9) and the function of vacuum polarization (10) are defined by the amplitude (2), for which approximately holds  $\Delta \sim \Delta^{(1)} \sim E_0 / E_c$ , so that

$$f \sim f^{(2)} \sim (E_0 / E)^2, \quad u \sim u^{(1)} \sim (E_0 / E_1). \quad (16)$$

However, the function  $f^{(2)}$  can be an even one with respect to  $p_{\parallel}$  and thus does not give a contribution to the conductivity current (6). Hence, the leading approximation for the conductivity and polarization currents will be

$$j_{cond} \sim j_{cond}^{(2+3)}, \quad j_{pol} \sim j_{pol}^{(1)} \quad (17)$$

(the uncertainty in the order of the leading approximation of the conductivity current  $j_{cond}$  stems from the of the field in the one particle energy  $\varepsilon(\vec{p}, t)$  (4) and the phase (3), see below). In any case, the polarization current gives the basic contribution in the total current,

$$j \approx j_{pol} \approx j_{pol}^{(1)} \quad (18)$$

if  $j_{pol}^{(1)} \neq 0$ .

Below the absorption coefficient will be investigated for the two asymptotic ranges of the adiabaticity parameter (13) where analytic results can be obtained.

**Case of the high frequency region:**  $v \leq m$ ,  $\gamma \gg 1$ . A considerable simplification is reached here as the field influence in the one particle energy (4) can be neglected,

$$\varepsilon(\vec{p}, t) \rightarrow \varepsilon(p) = \sqrt{m^2 + p^2}. \quad (19)$$

Then it follows from Eqs. (7), (10), (18) and (19) that

$$j_o = 2e^2 \int_p \frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_0^3} \int_{t_0}^t dt' E(t') \cos[2\varepsilon_0(t-t')]. \quad (20)$$

The structure of this expression allows to extract the vacuum polarization contribution to the conductivity. The generalized Ohm law in a nonstationary medium is [12]

$$j_i(t) = \int_{-\infty}^t dt' \sigma_{ij}(t-t', t') E_j(t'). \quad (21)$$

The conductivity tensor  $\sigma_{ij}(t-t', t')$  depends on two times: the first argument  $t-t'$  takes into account the retardation effects while the second one  $t'$  corresponds to the nonstationary state of the medium induced by the influence of an external field. In the considered linear approximation (20), nonstationary medium effects are absent and hence Eq. (21) transforms to

$$j(t) = \int_{-\infty}^t dt' \sigma(t-t') E(t'), \quad (22)$$

where we accounted for the presence of one field polarization only.

The comparison of Eqs. (20) and (22) leads to the following result for the polarization conductivity ( $t_0 \rightarrow -\infty$ )

$$\sigma(t) = 2e^2 \int_p \frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_0^3} \cos(2\varepsilon_0 t). \quad (23)$$

The angular integration here gives the result

$$\sigma(t) = \frac{2e^2}{3\pi^2} \int_{2m}^{\infty} \frac{dx}{x^2} \sqrt{x^2/4 - m^2} \times \times (2m^2 + x^2/4) \cos xt. \quad (24)$$

Finally, performing the Fourier transformation, we obtain a result for the frequency dependent conductivity which is in full analogy with the Bloch theory of electromagnetic wave interaction (in the dipole approximation) with free carriers in a semiconductor [10],

$$\sigma(\omega) = \frac{e^2}{24\pi^2} \sqrt{\omega^2 - 4m^2} \times \times (1 + 8m^2/\omega^2) \theta(\omega - 2m). \quad (25)$$

The main prediction of this result is the threshold  $\omega = 2m$  in the frequency dependence of the polarization conductivity.

Now it is easy to find the connection between the conductivity (25) and the absorption coefficient (14). From Eq. (22) follows

$$j(\omega) = \sigma(\omega) E(\omega), \quad (26)$$

and for the spectral densities of the energies (15) we obtain

$$Q(\omega) = \int d\omega' \sigma(\omega') E(\omega') E(\omega - \omega'), \quad (27)$$

$$w(\omega) = \frac{1}{4\pi} \int d\omega' E(\omega') E(\omega - \omega'). \quad (28)$$

Let us apply these formulas to a monochromatic signal (12), where

$$E(\omega) = \frac{1}{2} E_0 [\delta(\omega - v) + \delta(\omega + v)], \quad (29)$$

so that

$$Q(\omega) = \pi w_0 \sigma_0(v) [\delta(\omega) + \delta(\omega - 2v)], \quad (30)$$



$$w(\omega) = \frac{1}{4} w_0 [2\delta(\omega) + \delta(\omega - 2\nu)], \quad (31)$$

were  $w_0 = E_0^2 / 4\pi$ . Disregarding the static parts of these relations and comparing the spectral densities at the frequency  $\omega = 2\nu$ , we obtain for the absorption coefficient the result

$$\alpha(\nu) = 4\pi \sigma(\nu). \quad (32)$$

Thus, in the applied approximation, the EPP will absorb the energy of an external field starting with the threshold frequency  $\nu = m$  (in Eq. (25)  $\omega = 2\nu!$ ),

$$\begin{aligned} \sigma_{pol}(t, t') = & 2e^2 \int_p \frac{\varepsilon_{\perp}^2}{\varepsilon_p(p)} \left\{ \varepsilon_{\perp}^2 + [p_{\parallel} + e(A(t) - A(t'))]^2 \right\}^1 \times \\ & \times \cos 2 \int_{t'}^t d\tau \left\{ \varepsilon_{\perp}^2 + [p_{\parallel} + e(A(t) - A(t'))]^2 \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (33)$$

Here a substitution was used, which makes explicit the dependence on  $\varepsilon_0(p)$  defined by Eq. (19).

In the high frequency region ( $\nu \leq m, \gamma \gg 1$ ). Eq. (33) leads to the results (25), (32) again. The case

$$\sigma_{pol}(\omega) = \frac{e^2}{\pi^3} J_0^2 \left( \frac{2eE_0}{\nu^2} \right) \int_0^{\infty} dp \frac{p^2 (\varepsilon_0^2 - p^2/3)}{\varepsilon_0 (\varepsilon_0^2 + e^2 E_0^2 / \nu^2)} \left\{ \frac{4e^2 E_0^2}{\nu^2} - (\omega - 2\varepsilon_0)^2 \right\}^{-1/2}, \quad (34)$$

were  $J_0(x)$  is modified Bessel function. This result is valid under the condition

$$\omega < \frac{2eE_0}{\nu} - 2m \approx 2m\gamma, \quad (35)$$

that is fulfilled certainly in the considered range. The corresponding absorption is defined by Eq. (32). The presence of two frequencies  $\nu$  and  $\omega$  has a simple meaning: the frequency  $\omega$  is the response frequency of the polarized vacuum under the influence of the monochromatic laser field which has the frequency  $\nu$ . These frequencies are identified in Eq. (32).

Let us remark, that the response of the EPP with respect to a weak probe signal with a linear polarization collinear with the basic strong electric field can be considered also in the framework of the present formalism. For this aim it is sufficient to consider the bichromatic signal with the electric field

$$E(t) = E_0 \cos \nu t + E_1 \cos \nu_1 t \quad (36)$$

were  $E_0, \nu$  correspond to the basic high intensity field and  $E_1, \nu_1$  to the probe laser.

#### 4. Summary

The results of the work can be summarized as follows. In the case of subcritical fields (11), it was shown, that the absorption coefficient is defined mainly by the vacuum polarization effect in Eq.

which corresponds to a two-photon process, see Eq. (30)). Otherwise, the EPP is optically transparent up to the pair creation region. It is worth noting, that this effect is rather large  $\sim e^2$  and it can be expected that the absorption at  $\nu < m$  will appear in some higher order as, e. g.,  $O(e^4)$ .

**The optical region.** Let us write the general expression for the polarization conductivity, that follows from Eqs. (7), (10) in the low density approximation

of the «optical» region ( $\nu \ll m, \gamma \gg 1$ ), after using the averaging procedure over harmonics of the laser field, leads to the result

(18). A general expression (33) was obtained for the induced polarization conductivity, which is valid for all values of the adiabaticity parameter (13). Eq. (33) was investigated analytically in two asymptotic cases:  $\gamma \ll 1$  (the high frequency limit, Eqs. (25), (32)) and  $\gamma \gg 1$  (the low frequency (optical, x-ray) region, Eqs. (32),(34)). These results have preliminary character and require a more detailed investigation.

The condition (11) of the field weakness is in need of joint consideration with the quasiparticle condition [13]

$$E \gg E_{cl} = \nu^2. \quad (37)$$

Thus, the electric field should be satisfy to the double inequality

$$E_{cl} = e E_c (\nu/m)^2 \ll E \ll E_c. \quad (38)$$

These conditions are fulfilled well in the region  $\nu \ll m$ . The high frequency limit  $\nu \sim m$  is the upper bound of validity of requirement (38).

We thank A. V. Prozorkevich for the useful remarks.

#### References

1. Tajima T., Mourou G.A. Zettawatt lasers and their applications in ultrastrong-field physics // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2002. Vol. 5. P. 031301.



2. Tajima T., Mourou G.A., Bulanov S.V. Optics in the relativistic regime // *Rev. Mod. Phys.* 2006. Vol. 78. P. 309.
3. Kuznetsova I., Habs D., Rafelski J. Pion and muon production in electron-positron photon plasma // arXiv:0803.01588.
4. Ringwald A. Pair production from vacuum at the focus of an X-ray free electron laser // *Phys. Lett.* 2001. Vol. B510. P. 107.
5. Alkofer R., Hecht M.B., Roberts C.D. Schmidt S.M., Vinnik D.V. Pair creation and an X-ray free electron laser // *Phys. Rev. Lett.* 2001. Vol. 87. P. 193902.
6. Heinzl T., Liesfeld B., Amthor K.-U., Schwöerer H., Sauerbrey R., Wipf A. On the observation of vacuum birefringence // *Opt. Commun.* 2006. Vol. 267. P. 318.
7. Di Piazza A., Hatsagortsyan K.Z., Keitel C.H. Light diffraction by a strong standing electromagnetic wave // *Phys. Lett.* 2006. Vol. 97. P. 083603.
8. Schmidt S.M., Blaschke D., Röpke D., Smolyansky S.A., Prozorkevich A.V., Toneev V.D. A quantum kinetic equation for partial production in the schwinger mechanism // *Intern. J. Mod. Phys.* 1998. Vol. E7. P. 709.
9. Pervushin V.N., Skokov V.V., Reichel A.V. Smolyansky S.A., Prozorkevich A.V. The kinetic description of vacuum particle creation in the oscillator representation // *Ibid.* 2005. Vol. A20. P. 5689.
10. Popov V.S. Multiphoton atom ionization in a field of ultrashort laser pulses // *JETP.* 2001. Vol. 120. P. 315.
11. Haug H., Koch S.W. Quantum theory of the optical and electronic properties of semiconductors. London: World Scientific Publ. Co., 2004.
12. Pustovalov V.V., Silin V.P. Nonlinear theory of waves interaction in plasma // *Trudy FIAN im. P.N. Lebedeva.* 1972. Vol. 61. P. 42.
13. Berestetskii V.B., Lifshitz E.M., Pitaevskii L.P. Quantum electrodynamics. Oxford: Pergamon Press, 1982.

УДК 535 (092)

## РАЗВИТИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О ПРИРОДЕ ЗРЕНИЯ ОТ ЛЕОНАРДО ДА ВИНЧИ ДО ТОМАСА ЮНГА

Б. А. Медведев, А. А. Кудряшова

Саратовский государственный университет,  
кафедра общей физики  
E-mail: bmedvedev@yandex.ru

В контексте проблем, связанных с гуманизацией и гуманитаризацией физического образования, включая философские и дидактические вопросы повышения творческого потенциала молодых исследователей в области физиологической и физической оптики, представлено развитие взглядов на природу зрения в трудах Леонардо да Винчи, Исаака Ньютона и Томаса Юнга.

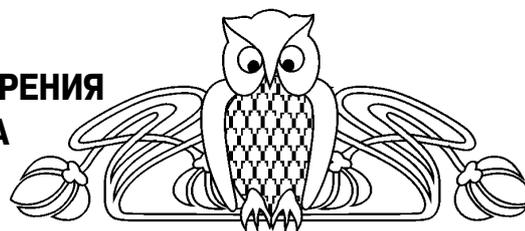
**Ключевые слова:** история физики, творцы физической оптики, природа зрения.

Истинная наука – та, которую опыт заставил пройти сквозь чувства и наложил молчание на языки спорщиков и которая не питает сновидениями своих исследователей, но всегда от первых истинных и ведомых начал продвигается постепенно и при помощи истинных заключений к цели...

*Леонардо да Винчи*

### Введение

Более 70% информации об окружающем нас мире мы получаем посредством зрения, и лишение этого дара представляется для человека большой трагедией. Именно по этому актуальность развития представлений о природе зрения и интенсификации оптических и медико-биологических исследований в области физиологической оптики не вызывает сомнения. Тем не менее в связи с темой нашей работы, вынесенной в заголовок, мы начинаем нашу статью с вопросов: Зачем физику,



### Development of Ideas about Nature of Sight from Leonardo da Vinci to Thomas Young

В. А. Медведев, А. А. Кудряшова

In the context in the problems, connected with humanization and humanitarization of physical formation, including philosophical and didactic questions of an increase in the creative potential of young researchers in the field of physiological and physical optics, is represented the development of views on nature of sight in the works of Leonardo da Vinci, Isaac Newton and Thomas Young.

**Key words:** history of physics, creators of physical optics, nature of the sight.

точную, не терпящую отступлений от правил науку, рассматривать в философском контексте? В чём польза рассуждений о её истории? Не затем ли, ответим мы, чтобы вспомнить: «Истина так нежна, что чуть только отступил от неё, впадаешь в заблуждение; но и заблуждение это так тонко, что стоит только немного отклониться от него, и оказываешься в истине» (Блез Паскаль). Цена заблуждений и ошибок в истории физики высока настолько, что современный исследователь должен помнить: он всегда на границе познания, его мышление не должно страдать «догматом непогрешимости». С другой стороны, его не может не интересовать фундаментальный вопрос о том, кто делает открытия. Почему Галилей и Ньютон, Больцман и Максвелл, Планк и Резерфорд, Бор и Эйнштейн, Гейзенберг и Шредингер, Де Бройль, Дирак и Паули и, наконец, Пригожин? Почему именно им было дано привести к смене научных парадигм и изменению физической картины мира?



Не потому ли, ответим мы, что все выдающиеся открытия сделаны людьми, не ограничивающими себя рамками одной лишь физики. Физика – элемент культуры, и эта культура, включающая в себя музыку и театр, живопись и поэзию, историю и философию, аккумулировалась в её великих представителях. Как не вспомнить в этом контексте слова Паскаля: «Случайные открытия делают только подготовленные умы». И молодой ученый может избежать «варварства узкой специализации» [1, с. 101–107], если не забудет, что «...суждения, устанавливаемые путем рациональных формулировок, никогда нельзя считать единственно возможными предпосылками человеческого разума» [2, с. 146], что «причина, почему искусство может нас обогатить, заключается в его способности напоминать нам о гармониях, недостижимых для систематического анализа» [3, с. 493]. Степень эстетического восприятия мира задает высоту научного поиска, «физические законы должны обладать математической красотой» (Поль Дирак). В творческом состоянии сознания ученого разум – на границе чувства.

Таким образом, в социокультурном и философском аспекте история физики выступает в качестве гуманитарной составляющей физического образования, позволяющей сблизить в нашем сознании отдаляющиеся с каждым столетием (начиная от века Просвещения) гуманитарные и естественно-научные знания, науку и искусство. Иначе говоря, историю физики в культурологическом плане можно рассматривать как инструментарий, повышающий креативность исследователя – развивающий метафоричность его мышления, способность мыслить отдаленными категориями, инициирующий воображение, фантазию, интуицию и, в конечном счете, эвристическую разработку им новых направлений исследования в междисциплинарных областях научного знания.

В данной работе особое внимание мы уделяем таким мыслителям прошлого, как Леонардо да Винчи, Исаак Ньютон, Томас Юнг. Что их связывает? Леонардо да Винчи – это имя известно любому, и если мы смотрим на него через века как на учёного, то многие знакомы с ним больше как с творцом, создавшим самые прекрасные картины, которые помнит человечество. Его умение наблюдать – свойство живописца – привело к удивительным для того времени открытиям и изобретениям. Исаак Ньютон – великий натурфилософ, человек высочайшей культуры, для которого не существовало конфликта между наукой и религией. Ньютон является автором 14 томов комментариев к Священному писанию, из-под его пера вышла историографическая работа «Хронология древних царств». Следующая ключевая личность – Томас

Юнг. В зрелом возрасте он за свои незаурядные способности получает прозвище «Феноменальный». О нём пишут, что едва ли могло сыскаться хотя бы два музыкальных инструмента того времени, на которых бы он не играл. Полиглот Томас Юнг – практикующий врач, физик, египтолог, биограф... Ему принадлежат 45 биографических очерков о выдающихся учёных в приложении к «Британской энциклопедии».

Что же их всех объединяет? – огромный духовный мир, интересы, далеко выходящие за рамки одной науки. Не в этом ли причина сделанных ими открытий? К месту вспомнить Эйнштейна, который говорил: «Достоевский даёт мне больше, чем любой мыслитель, больше, чем Гаусс!»

Здесь актуальны и слова о воспитании личностей, подобных Леонардо, Ньютону и Юнгу, ибо оно (воспитание) является одним из факторов становления человека. Томас Юнг, родившийся, безусловно, одарённым человеком, имел счастье общаться с такими известными людьми, как профессор Гейне, читавший ему лекции по истории искусств, профессор Лихтенберг, необыкновенно живо проводящий свои лекции и прославившийся на весь мир своими «Афоризмами». И, возможно, Юнгу довелось услышать знаменитые слова Лихтенберга: «Кто не понимает ничего, кроме физики, тот и ее понимает недостаточно. Ученость может родить лишь листья, не давая плодов».

Таким образом, гуманитарный аспект истории развития физических представлений о природе зрения в трудах Леонардо, Ньютона и Юнга, на наш взгляд, заслуживает особого внимания в процессе образования будущих специалистов в области биомедицинской оптики.

### Леонардо да Винчи

Хорошо известно, что Леонардо да Винчи в своих работах большое значение уделял глазам: «Глаз, который называют окном души, это главный путь, посредством которого общее чувство может рассматривать бесконечные произведения природы в наибольшем обилии и великолепии...», «...глаза, через которые перед душой предстают все различные природные вещи» [цит. по: 4, с. 287–288]. По его мнению, тот, кто теряет зрение, лишается самого дорогого – «красоты мира со всеми формами сотворённых вещей». В каждой фразе, записанной учёным и художником, прослеживается искренняя любовь и интерес ко всему, что сотворила природа. Глубоко интересующийся анатомией, как и многими другими науками, Леонардо, возможно, был первым, кто положил начало физиологической оптике.



Люди издревле интересовались природой зрительных ощущений, строя невероятные теории, больше основанные на сравнительных представлениях. Например, Пифагор и его ученики считали, что человек видит благодаря неким горячим испарениям, исходящим из глаза, а Евклид, считающийся основоположником учения о прямолинейном распространении света, полагал, что из глаз исходят зрительные лучи, «ощупывающие» предмет и дающие о нём представление. Несмотря на то, что учёные древности много внимания уделяли законам оптических явлений, до XVII века чёткого понятия о том, что такое свет, не существовало, и единственно понятными аспектами вопроса о свете были лишь геометрические. К тому же, активно проводя опыты, основанные на зеркальном отражении, оптических приборов античные мыслители так и не создали. Это объясняется незнанием строения человеческого глаза и его свойств. Только в Средние века начинают создаваться письменные работы, посвящённые вопросам зрения, глаза и оптических приборов. К первопроходцам того времени можно отнести Альхазена, Бэкона, Вителло. Однако их труды не были известны широкой публике, а оптическая наука как перспектива интересовала лишь художников. Именно поэтому появление такого гениального мыслителя, как Леонардо да Винчи, имело большое значение не только для искусства, но и для науки.

В Средние века латинский термин *perspective* обозначал оптику в широком смысле, объединяющем физические свойства света, строение человеческого глаза, особенности человеческого зрительного восприятия. Этот же термин использовал и Леонардо, который определял «перспективу» как науку о «зрительных линиях» (*linee visual*) и подразделял ее на три части: «Первая из них содержит лишь учение об очертаниях тел; вторая – об убывании интенсивности цветов на разных расстояниях, а третья – о пропадании постижения тел на разных расстояниях» [цит. по: 5, с.166].

Античная теория о зрительных лучах, ощупывающих предметы, легко сводилась к геометрическим построениям и расчетам. С её помощью строились зрительные конусы с вершиной в глазу и с основанием на поверхности наблюдаемого предмета. Зрительные конусы, рассекающиеся плоскостью, перпендикулярной зрительной оси, давали перспективные построения. Вероятно, поверхность, рассекающая конус зрительных лучей, была у античных теоретиков частью сферической поверхности. Для мыслителей Средневековья эта поверхность была картинной плоскостью. Леонардо сравнивал секущую поверхность со

стеклянной стеной и обозначал ее сокращенно словом *pariete* (стена).

Во времена Средневековья оптика была очень популярна. Леонардо да Винчи и сам является автором некоторых изобретений, например, машин для изготовления вогнутых зеркал, для шлифовки зеркал и линз, для производства плоских зеркал. Однако всесторонние познания его, а также особый подход к науке, заключающийся не в пустых философских рассуждениях, а в точных наблюдениях и накоплении фактов, позволил Леонардо чуть глубже взглянуть на проблему зрения.

Леонардо первый обратил внимание на важность бинокулярного зрения и на недостаточность геометрических законов для перспективных построений. Дело в том, что вершина зрительного конуса находится лишь в одном глазу наблюдателя, тогда как восприятие рельефа осуществляется совместным действием обоих глаз.

Простая геометрическая проекция на плоскость картины не всегда способна правильно отразить расстояния: большой и малый предметы, находящиеся на разных расстояниях, могут дать равные по величине проекции. Более высокий предмет, изображенный на плоскости предмета, может показаться более низким. Художники Средневековья искали секрет «живых» картин. Леонардо, как учёный, этот секрет открыл. В его теории передача величины предмета и расстояния до него не сводится к простому геометрическому уменьшению на плоскости картины. И величина предмета, и его удаленность оказываются функциями множества факторов: свойств промежуточной среды, соседства с другими предметами и т.д.

Однако не стоит думать, что Леонардо строил свои суждения изначально лишь из собственных соображений. Он всё же был человеком своего времени, которое ещё сохраняло веру в мистику. И пусть Леонардо опровергал её существование, приводя различные доказательства, им всё же были использованы методы средневековой науки, содержащей элементы мистики. В его зарисовках и текстах поднимается вопрос о духовном сосредоточении. Л. Ю. Лиманская в статье «Глаз как «мастер астрономии»: универсальная механика и «наука живописи» Леонардо да Винчи» пишет: «Согласно средневековым представлениям мозг (разум) оперирует тремя везикулами, которые определяют этапы восприятия. Первая везикула – *sensus communis* – это место сбора всех ощущений, существующих совместно с воображением *imaginatio*. Вторая везикула отвечает за некий род внутренних ощущений *cogitatio*, что, по Леонардо, составляет некий род «рационального» воображения, включавшего мнение, суждение, изобретательность, благоразумие. Процесс обдумывания



завершается переходом в третью, центрально-мозговую везикулу – *memoria*, которая отвечает за память, воспоминание, предание» [6, с.89].

Используя средневековые представления, Леонардо да Винчи создаёт собственную теорию, объясняющую зрительные способности. «Эманации зрения» сходятся в точке пересечения диагонали и вертикальной линии в поперечном сечении черепа. По мнению Леонардо,

зрительные образы самостоятельно проникают в первую везикулу, отвечающую за разум – *intellectus*. Таким образом, зрение в представлении Леонардо является главным источником познания природы. Процесс зрительного восприятия сравнивается с отражающими друг друга зеркалами, а воздух полон бесчисленными подобиями вещей, которые в нём распределены и все представлены сразу во всех и все в каждой.

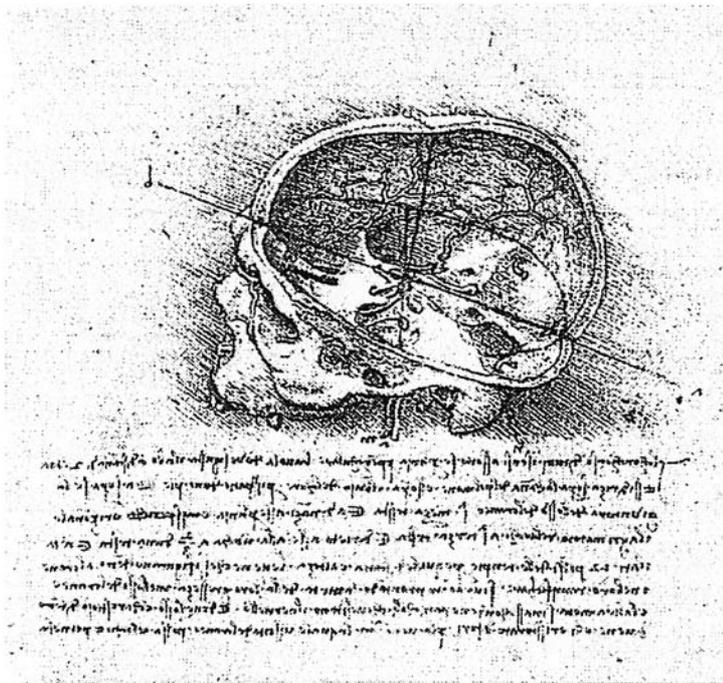


Рис.1. Поперечное сечение черепа [7]

Конечно, Леонардо да Винчи прежде всего был художником, и его наука носит поэтизированный характер. Он именно воспекает универсальные способности зрения: «Разве ты не видишь, что глаз обнимает красоту всего мира? Он является начальником астрологии; он создаёт космографию, он советует всем человеческим искусствам и исправляет их, движет человека в различные части мира. Он окно человеческого тела, через него душа созерцает красоту мира» [8, с. 285]. Стремление приоткрыть глазу то, что не видно, непосредственно формирует особый интерес к оптическому инструментарию и усиливает интерес к возможностям зрения. С. И. Вавилов пишет: «Несомненно, что Леонардо не только мечтал о телескопических устройствах, но действительно их осуществлял. В кодексе А (лист 12) находятся следующие строки, поясняемые рисунком “Чем дальше отодвигаешь ты стекло от глаза, тем большим покажет оно предметы... если глаза для сравнения глядят один через очковое стекло, другой вне его, то для одного предмет покажется

большим, а для другого малым...”. Леонардо передаёт здесь не совсем известное, но крайне просто повторимое наблюдение о значительных увеличениях, достигаемых при рассмотрении простым глазом действительного изображения удалённого предмета от выпуклой линзы, если фокусное расстояние линзы больше, чем расстояние наилучшего зрения» [8, с.19–20].

Само строение глаза также сильно интересует Леонардо. Он исследует различия в строении глаз человека и животных. В работе «О строении человека и других животных» он пишет: «Природа пришла на помощь зрительной способности, которая, будучи поражаема чрезмерным светом, имеет возможность сокращать зрачок глаза и, поражаемая различной темнотой, шире раскрывать это светлое отверстие наподобие отверстия кошелька. И природа поступает здесь, как тот, у кого в помещении слишком много света, – он закрывает половину окна и больше и меньше, смотря по надобности; и когда приходит ночь, открывает он всё окно, чтобы лучше видеть вну-



три названного помещения. И природа прибегает здесь к постоянному выравниванию, непрестанно умеряя и устраняя, увеличивая и уменьшая зрачок соразмерно названным градациям темноты и света, непрестанно возникающим перед ним» [цит. по: 6, с.258]. Анатомическое описание глаза Леонардо снабжает пояснениями процесса зрения: «Зрачок глаза расположен в середине роговой оболочки, которая имеет вид части сферы, в середине своего основания содержащей зрачок. Эта роговая оболочка, будучи частью сферы, воспринимает все подобия предметов и через зрачок посылает их внутрь, в место, где совершается зрение» [8, с. 258]; «Глаз, воспринимающий через очень маленькое круглое отверстие лучи предметов, расположенных за отверстием, воспринимает их всегда перевернутыми, и тем не менее зрительная сила видит их в том месте, где они действительно находятся. Происходит это оттого что названные лучи проходят через центр хрусталика, находящегося в середине глаза, и затем расходятся по направлению к задней его стенке. На этой стенке лучи располагаются, следуя предмету, их вызвавшему, и передаются оттуда по ощущающему органу общему чувству, которое о них судит. Что это так, доказывается следующим образом: сделай острием иглы маленькое отверстие в бумаге и рассматривай сквозь него расположенные по ту сторону предметы. Если двигать между глазом и бумагой иглу сверху вниз, то по ту сторону отверстия движение иглы будет казаться противоположным ее действительному движению. Причина этого в том, что, если игла между бумагой и глазом касается самых верхних линий лучей, она закрывает вместе с тем самые нижние по ту сторону бумаги; и когда игла опускается, то она, наконец, достигает самой нижней линии по эту сторону бумаги, следовательно, одновременно самой верхней по ту сторону её» [8, с. 256].

Видимо, Леонардо представлял себе хрусталик не в виде двояковыпуклой линзы, а в виде сферы, расположенной примерно в центре глаза [10].

Наука о зрении занимает центральное место в теории познания Леонардо, являясь для него средством «самопознания». Именно Леонардо да Винчи принадлежит первое объяснение природы зрения и функций глаза. Он же первым делает попытку переноса естественно-научного знания в оптику в прикладную область, придумывая способы улучшения зрения, а также полного использования этой способности применительно к другим областям науки.

Стоит отметить, что не только Леонардо принадлежат открытия физиологической и при-

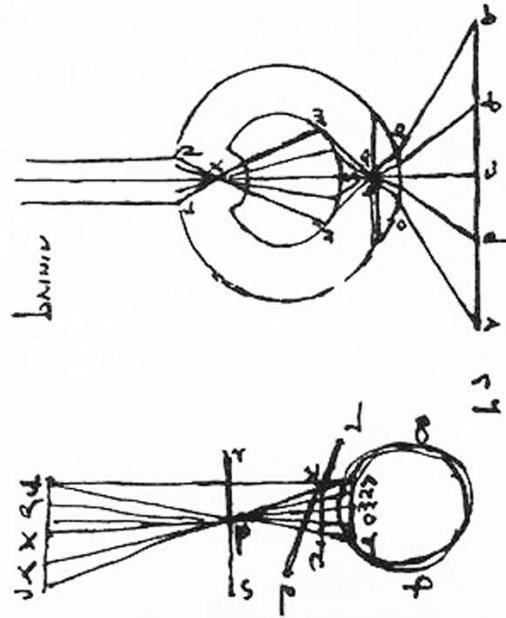


Рис. 2. Построение изображения в глазе [10]

кладной оптики того времени. Теоретически обоснованные и подтвержденные на практике труды создаются Мавроликком и Джованни Батиста де ла Порга. Дело, начатое ими, было продолжено не менее блестящими умами, несмотря на то, что многие записи средневековых учёных были либо утеряны, либо не опубликованы.

### Исаак Ньютон

Через две сотни лет после того, как появились выводы Леонардо, наконец, формируется целостная и довольно полная теория о зрении. Упоминание о ней встречается и у Исаака Ньютона, гениальнейшего учёного XVII–XVIII вв.

И. Ньютону принадлежит множество открытий в области оптики. Часть его предположений мы сейчас можем считать не совсем корректными (например, механистическое представление о корпускулярной природе света), однако взгляды учёного на принципы зрения достаточно точны.

Работы Ньютона сильно отличаются от работ Леонардо, и дело не только в области исследований. Естественные науки совершили огромный рывок за два столетия, образовали свою собственную сферу. Труды Ньютона в области оптики можно классифицировать следующим образом: 1 – работы по улучшению конструкции и качества работы телескопа; 2 – исследования, посвященные вопросам технологии изготовления линз и зеркал; 3 – работы по расчёту и устранению сферических и хро-



матических aberrаций; 4 – опыты по созданию ахроматических оптических систем.

В работе «Оптика или трактат об отражениях, преломлениях, изгибаниях и цветах света» Ньютон формулирует следующую аксиому: «Там, где лучи, приходящие от всех точек некоторого предмета, встречаются снова в стольких же точках после того, как они сделались сходящимися посредством отражения или преломления, они дают изображение предмета на любом белом теле, на которое падают» [11, с. 18]. В данном трактате учёный строит рассуждения на формулировках тезисов и на последующих их доказательствах, усложняя постановки задач и приводя общеизвестные примеры изучаемым явлениям. В рассуждениях, следующих за формулировкой вышеупомянутой аксиомы, Ньютон описывает и процесс формирования изображе-

ния, осуществляемый человеческим глазом: «... когда человек смотрит на какой-нибудь объект  $PQR$ , то свет, исходящий из различных точек объекта, так преломляется прозрачными пленками и жидкостями глаза (то есть внешней оболочкой  $EFG$ , называемой *Tunica Cornea*, и кристаллической жидкостью  $AB$  за зрачком  $mk$ ), что сходится и снова встречается в стольких же точках на дне глаза, вырисовывая здесь изображение на той оболочке (называемой *Tunica Retina*), которой покрыто дно глаза. Ибо анатомы, снимая со дна внешнюю и наиболее толстую оболочку, называемую *Dura Mater*, могли видеть через более тонкие плёнки изображения предметов, живо обрисовывающиеся на них. Эти изображения, распространяясь при помощи движения вдоль волокон оптических нервов в мозг являются причиной зрения» [11, с. 19].

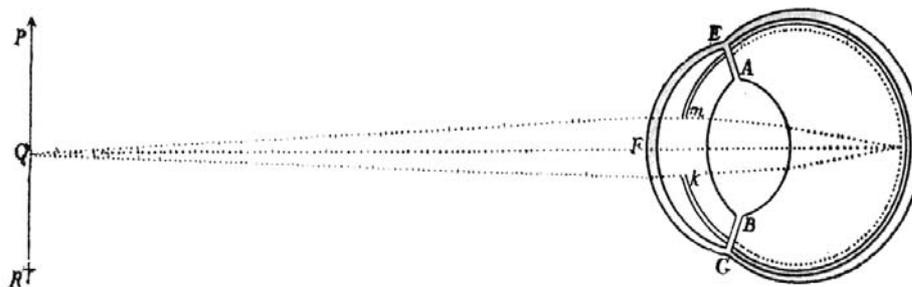


Рис.3. Ход лучей в человеческом глазе по Ньютону [11]

Здесь же Ньютон приводит рассуждения о различных причинах ухудшения зрения: «Соответственно тому, совершенны или несовершенны изображения, предмет виден совершенно или несовершенно. Если глаз окрашивается в какой-нибудь цвет (как при болезни желтухой), окрашивая в этот цвет и изображение на дне глаза, то и все предметы кажутся окрашенными этим цветом. Когда в старом возрасте влажность глаза уменьшается, и *Cornea* и оболочка кристаллической жидкости становятся более плоскими, чем раньше, вследствие сжимания, то свет преломляется недостаточно, благодаря чему не будет сходиться на дне глаза, а в некотором месте сзади; вследствие этого свет отбрасывает на дно глаза неясное изображение, и соответственно неотчётливости изображения объект будет также казаться неясным. Такова причина ослабления зрения у старых людей» [11, с.19].

Причины улучшения зрения очками заключаются в следующем: «...выпуклые стёкла пополняют недостаток круглоты в глазу и, увеличивая преломление, заставляют лучи сходиться скорее, так что они отчётливо сходятся на дне глаза, если стекло имеет требуемую степень выпуклости.

Обратное происходит у близоруких людей, глаза которых слишком круглы. Ибо в этом случае преломление слишком велико, и лучи сходятся и встречаются в глазах раньше, чем приходят ко дну; поэтому изображение на дне и зрение, им вызываемое, не будут отчётливыми, если только объект не помещается близко от глаза так, что место встречи сходящихся лучей может быть отодвинуто ко дну; излишняя круглота глаза может быть устранена и преломление уменьшено при помощи вогнутого стекла подходящей вогнутости; наконец, с возрастом глаз становится более плоским и принимает должную фигуру. Ибо близорукие люди видят удалённые предметы в старом возрасте и считаются поэтому обладающими наиболее стойкими глазами» [11, с.20].

Что касается цветного зрения, то согласно корпускулярной теории света Ньютона различным цветам соответствуют различные размеры корпускул. Но цветовые ощущения обусловлены частотой колебаний, вызываемых корпускулой в зрительном нерве. Это предположение нельзя считать верным, хотя оно имеет в своей основе некоторое модельное представление, отдалённо сходное с тем, что предложил позднее Томас Юнг.



## Томас Юнг

Дальнейшим важным шагом в становлении теории зрения явилось предположение Томаса Юнга о восприятии цветов [12]. Все основные научные достижения Юнга относятся к оптике. Он объясняет явление дифракции и первый вводит термин «интерференция». Юнгу принадлежит также первое количественное исследование и объяснение явления астигматизма глаз. Уже в двадцатилетнем возрасте он дал правильное объяснение явления аккомодации глаза как результата изменения кривизны хрусталика, ей посвящена его первая научная работа.

В XVIII в. было принято введённое Кеплером сравнение глаза с камерой-обскурой: сетчатка глаза есть белая бумага, а хрусталик – выпуклое стекло. Известно, что камеру-обскуру необходимо устанавливать по расстояниям предметов, так как невозможно сохранить чёткость изображения, не изменяя положения белой бумаги или не изменяя кривизны стекла. Природа позаботилась о включении какого-либо механизма в процесс зрительного восприятия. Вопрос о том, какой именно, долго оставался открытым.

Существовало четыре объяснения явления: оно происходит вследствие 1) изменения радиуса кривизны роговицы (Жюрен, Мушенброк), 2) деформации глазного хрусталика (Соваж, Бурделло); 3) изменения расстояний между глазным дном и хрусталиком (Потерфильд, Зик); 4) растяжения и уменьшения в кривизне всего глаза (Кеплер, Декарт).

Юнг экспериментально доказал, что применительно к человеческому глазу справедливо второе объяснение. Он подробно рассматривает анатомию глаза, доказывает, что хрусталик состоит из волокон, способных к изменениям его формы. Это вызвало столь резкие возражения ряда крупных научных авторитетов (Эверард Гом и Рамзден), что ученый поначалу сам усомнился в своей правоте и решил отказаться от сделанного вывода. Но позднее он проводит ряд опытов над самим собой и однозначно доказывает правильность первоначального вывода. За эту работу Юнг был избран в 1794 г. членом Лондонского Королевского общества. С современной точки зрения объяснение аккомодации человеческого глаза деформацией хрусталика является общепринятым.

Особенно широкой известностью пользуются работы Юнга по цветному зрению. Если И. Ньютон рассматривал в основном смешение цветов вне связи со свойствами человеческого глаза и считал, что существуют семь первичных цветов: красный, оранжевый, желтый, зеленый,

голубой, синий и фиолетовый, то Юнг исследовал чувствительность человеческого глаза по отношению к цветам, то есть способность различать оттенки.

В 1801 г. Юнг прочитал в Королевском Обществе доклад «Теория света и цветов». В нем он, прежде всего, сообщил результаты проведенных им экспериментов, показавших, что человеческий глаз способен различать от 150 до 170 цветовых оттенков. Далее, исходя из предположения о невозможности представить себе, что каждая чувствительная точка глаза содержит бесчисленное число частиц, каждая из которых способна колебаться в унисон (резонанс) с каждой возможной падающей волной, он ввел представление об ограничении числа этих частиц и о трех главных цветах – красном, желтом и синем: «Ощущение различных цветов зависит от различной частоты колебаний, возбуждаемых светом в сетчатке...

Когда два волнообразных движения от разных источников либо точно совпадают, либо очень близки по направлению, их общее действие состоит в комбинации движений, принадлежащих каждому из них.

Поскольку каждая частица среды подвержена действию каждого волнообразного движения, где бы ни совпадали их направления, волнообразные движения могут распространяться, не иначе как объединяя свои движения. Так что объединённое движение может быть либо суммой, либо разностью отдельных движений в соответствии с тем, сходные или несходные части волнообразных движений совпадают.

Я уже раньше настаивал на широком применении этого принципа к гармоникам, однако он ещё более полезен для объяснений явлений цветов» [цит. по: 13, с.288].

Ученый считал, что каждая частица может колебаться менее или более сильно под действием волн, «отличающихся от точного унисона», и что каждое чувствительное волокно нерва может состоять из трех частей, воспринимающих «свой» главный цвет.

Позднее Юнг в качестве главных цветов указал красный, зелёный и фиолетовый. В действительности же это синий, зелёный и оранжевый цвета (соответствующие длины волн 445, 535 и 570 нм). Глаз воспринимает свет благодаря чувствительным клеткам: палочкам (отвечающим за сумеречное зрение) и колбочкам (отвечающим за цветное зрение). Колбочки содержат белок йодопсин, и три разных вида колбочек содержат разные виды йодопсина, максимумы поглощения которых соответствуют указанным выше цветам.



Нельзя недооценивать открытий, совершённых Юнгом. Учёный не имел технических возможностей точно экспериментально подтвердить сделанные выводы, он опирался на логику и простоту («Природа проста и не роскошествует излишними причинами вещей» – И. Ньютон) и не ошибался. К сожалению, теория цветного зрения Юнга была развита только через 50 лет благодаря Г. Гельмгольцу, и современная теория носит название Юнга–Гельмгольца.

### Заключение

Физиологическая оптика существует уже не менее пятисот лет. На этом значительном историческом отрезке времени каждое открытие в своё время вызывало бурю эмоций со стороны учёного света, каждое новаторство казалось смелым шагом. Представления, следующие из опытов, гипотезы, пусть даже не всегда верные, вели к формированию все более корректных представлений о природе зрения. Леонардо да Винчи было уже известно приближённое анатомическое строение глаза, им разработана его первая модель, отмечена важность хрусталика в построении изображения, изучены явления аккомодации глаза, близорукости и дальнозоркости. Ньютону ещё не известен механизм цветного зрения и нейронная передача информации, но ему и его современникам известны такие составляющие глазного яблока, как роговая оболочка, хрусталик, склера, сетчатка и т. д. Точно составлен ход лучей в модели глаза с несколькими показателями преломления. Известны причины близорукости и дальнозоркости и методы их компенсации. Огромную роль сыграл в истории физиологической оптики Томас Юнг, открывший причину цветного восприятия.

Примечательно, что при всем своем стремительном взлете в XX веке физиологическая оптика оставалась верной своим корням. И, безусловно, научный вклад выдающихся оптиков предыдущих столетий позволил нам подняться до уровня современной офтальмологии. В целом теория зрения сложилась уже к началу двадцатого столетия. И в 1907 г. в энциклопедическом словаре Брокгауза и Ефрона можно было найти весьма подробные описания глаза и механизмов зрения. Неизвестными оставались лишь «некоторые детали», в уточнении которых значительную роль сыграл Альвар Гульстранд, лауреат Нобелевской премии 1911 года. Заслуга Гульстранда заключалась в вычислении индекса рефракции глаза и механизма аккомодации, а также в соединении этих параметров в единую математическую модель зрительного отобра-

жения. С помощью сложных математических расчетов Гульстранд выяснил, что хрусталик глаза постоянно изменяет свой индекс рефракции, что дает возможность получить точное изображение на сетчатке. Расчеты для глаза в состоянии покоя и в состоянии максимальной аккомодации используются и сегодня для вычисления параметров схематического, иначе упрощённого, глаза (по Гульстранду).

Представленные выше результаты исследований Леонардо, Ньютона и Юнга относятся лишь к физиологии получения изображения в глазу. Но, и это важно отметить, именно они привели к современной теории, изучающей процесс восприятия зрительных изображений на более тонком уровне, на уровне головного мозга. Так, в 1967 г. за исследование первичных физиологических и химических механизмов зрительного процесса Нобелевские премии по физиологии и медицине были вручены Рагнару Граниту, Холдену Хартлайну и Джорджу Уолду, а в 1981 г. они были присуждены Дэвиду Хьюбелу и Торстену Визелу за открытия, касающиеся обработки информации в зрительной системе...

В 1808 г. при подведении итогов развития естествознания, которые потребовал представить первый консул Бонапарт, Жорж Кювье писал: «Все те гипотезы, все более или менее остроумные предположения, которые господствовали в первой половине прошлого столетия, теперь дискредитированы истинными людьми науки» [14, с. 5]. Да, конечно, каждому периоду развития науки присущи свои заблуждения. Но диалектика мышления такова, что мы должны продолжить: заблуждения крупнейших естествоиспытателей граничат с великими открытиями. В истории физики связь между поколениями учителей и учеников не рвётся – мы все в «Афинской школе» Рафаэля, мы все в соавторстве с Ушедшими. И в этом контексте нельзя не вспомнить замечательные слова Исаака Ньютона: «Если я видел дальше других, то только потому, что стоял на плечах гигантов».

### Библиографический список

1. *Ортега-и-Гассет Х.* Восстание масс. М.: ООО «Изд-во АСТ», 2003.
2. *Паули В.* Физические очерки. М.: Наука, 1975.
3. *Бор Н.* Единство знаний // Избранные научные труды в двух томах. М.: Наука, 1971. Т. 2.
4. *Баткин Л. М.* Леонардо да Винчи и особенности ренессансного творческого мышления. М.: Искусство, 1990.
5. *Зубов В. П.* Леонардо да Винчи. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1962.



6. Лиманская Л. Ю. // Вопросы истории, естествознания и техники. 2006. № 3. С. 87–97.
7. Мир Леонардо. <http://wordlleonardo.h1.ru>.
8. Леонардо да Винчи. О науке и искусстве. СПб.: Амфора, 2005.
9. Вавилов С. И. Галилей в истории оптики. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1943.
10. Гуриков В. Сделай стекла для глаз, чтобы видеть луну большой. Русоптик <http://www.optika.ru>
11. Ньютон И. Оптика или трактат об отражениях, преломлениях, изгибаниях и цветах света. М.: Техтеоргиз, 1954.
12. Кляус Е. М. Томас Юнг. Творцы физической оптики. М.: Наука, 1973. С. 122–159.
13. Голин Г. М., Филонович С. Р. Классики физической науки (с древнейших времён до начала 20 века). М.: Высш. шк., 1989.
14. Дорфман Я. Г. Всемирная история физики с начала XIX до середины XX в. М.: Наука, 1979.



## УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЕ РАЗРАБОТКИ

УДК 502.636.34

### ИНФОРМАЦИОННОЕ СОПРОВОЖДЕНИЕ КУРСА «ФИЗИКА» ДЛЯ БАКАЛАВРОВ

В.И. Коломин, М.Д. Элькин\*

Астраханский государственный университет

\*Саратовский государственный университет

E-mail: elkinmd@mail.ru

The Informational Accompaniment of «Physic» Course for Bachelors

V.I. Kolomin, M.D. El'kin

Информационное сопровождение любой фундаментальной дисциплины в рамках блока естественно-научных дисциплин вряд ли возможно без использования современных компьютерных технологий. Особенно это касается дисциплины «Физика». Все физические законы имеют математическое описание, все физические процессы, имеющие практический выход в технику и технологию, пользуются адекватными математическими моделями.

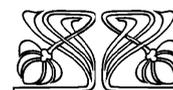
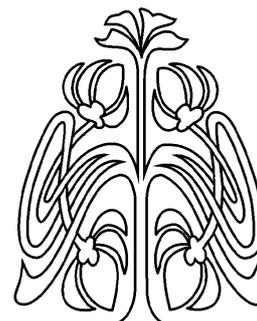
Периодичность обновления базы знаний ученого, инженера, педагога в области естественно-научных и общетехнических дисциплин сократилась до срока вдвое, а то и втрое меньшего, чем длительность процесса обучения в высшей школе.

Это реальность сегодняшнего времени, с ней надо считаться, искать педагогические приемы, разрабатывать педагогические методики, которые позволят сегодняшнему студенту идти в ногу с современным процессом образования и технологического развития общества. Лишь в этом случае приобретенный багаж фундаментальных знаний станет надежной базой знаний для последующего самообразования в избранном направлении общественной деятельности.

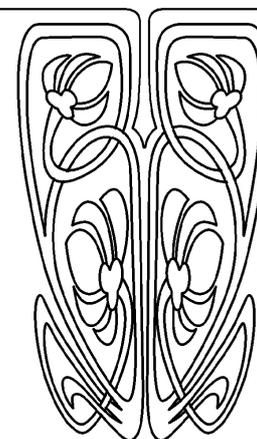
Над решением этой проблемы работали и работают лучшие научные и педагогические коллективы. И естественно, что фундаментальность образования в наш информационный век стала доминирующим принципом отечественного и мирового образования. Именно этот принцип образования лежит в основе Болонского соглашения в области естественнонаучных дисциплин.

Более того, дисциплины физического направления негласно проникли в такие естественно-научные предметы, как химия, биология, геология. Многочисленные спецкурсы соответствующих факультетов в качестве фундаментальных положений конкретных наук используют накопленные физические знания. Возникли и пограничные специальности, такие как биофизика, квантовая химия, молекулярная биология и медицина и т.д. Для их сознательного усвоения необходим прочный запас знаний студентов по фундаментальным основам общенаучной дисциплины «Физика», которым он должен уметь воспользоваться при решении конкретных теоретических и практических задач в дисциплинах специализации. Не секрет, что в решении этого вопроса без использования современных информационных и телекоммуникационных технологий не обойтись.

В современной педагогике предлагаются разнообразные подходы к информационному обеспечению курса «Физика» – от электронных



НАУЧНЫЙ  
ОТДЕЛ





учебников до мультимедийных курсов лекций по дисциплине. Общим для этих подходов является стремление обеспечить студента набором учебных материалов по дисциплине, его иллюстрации в различных ракурсах, сократить непродуктивные расходы учебного времени. Однако основное требование высшей школы – научить студента использовать полученные знания при нахождении конкретных практических решений в выбранной сфере деятельности – чаще всего остается задачей второго плана.

Этот факт в отечественной педагогике можно объяснить тем, что значительная часть педагогического корпуса формировалась и набирала методический опыт при использовании обычных общедоступных коммуникационных технологий.

Известно, что сознательное усвоение учебного материала, а следовательно, и выполнение указанного выше основного требования к выпускнику, можно достичь на практических занятиях в любой их форме. В том числе решением обратных задач изучаемой темы, когда меняются местами входные и результирующие физические параметры. Здесь компьютерные информационные технологии как раз и должны решать определяющую роль. *Делай как я, делай со мной, делай лучше меня* – это всем знакомая и предложенная самой природой схема познания достаточно просто и надежно реализуется с помощью компьютера.

Современные информационные технологии, в частности пакет MSO, имеют удивительно дружелюбный интерфейс по отношению к пользователю и позволяют последнему создавать свои простые, но удобные приложения, в этом их притягательная сила. Обучаемый может создать авторский программный продукт, подтверждая тем самым, что основное требование стандарта по дисциплине выполнено.

С помощью указанных технологий открывается путь к виртуальному моделированию физических процессов на основе адекватных математических моделей, формируется физическая и интеллектуальная память студента, расширяется возможность коллективного и личного самообразования.

В данном сообщении описывается возможная методика использования общедоступной компьютерной технологии, каковым является пакет MSO, в формировании фундаментальных знаний по дисциплине «Физика» для бакалавров. Некоторые положения этой методики представлены в монографии [1].

Формально методика состоит из трех частей. Первая часть демонстрирует базовые алгоритмические конструкции языка программирования

VBA пакета MSO при реализации ряда простых задач. Все задачи этой части снабжены подробными инструкциями, а строки программного кода снабжены комментариями, выделенными для наглядности курсивом.

Вторая часть иллюстрирует возможности пакета MSO в решении задач элементарной и высшей математики, составляющих основу математического аппарата курса физики для бакалавров. Следует отметить, что зачастую трудность в усвоении знаний по предмету «Физика» связана именно с незнанием теоретических основ математического аппарата, а также с отсутствием практических навыков в его использовании.

Смеем высказать предположение, что одной из причин такого положения дел является диссонанс между методикой преподавания дисциплины «Математика» в классическом (университетском) варианте и ее конкретным приложением для физических, а особенно инженерно-физических дисциплин. Эта часть методики изложена в учебном пособии [2], имеющем гриф УМО МО РФ по направлению 540100(050100) – естественно-научное образование и направлению 540200(050200) – физико-математическое образование. Отметим, кстати, что в ведущих учебных заведениях мира, выполняющих положения Болонской конвенции, выбор методики преподавания математических дисциплин предоставляется выпускающим кафедрам. Нам такое решение кажется вполне разумным.

Третья часть содержит набор задач, иллюстрирующий возможности компьютерного моделирования в физике. При создании этого раздела был использован методический прием «от простого к сложному», рассчитанный на то, что пользователь имеет физические знания в рамках даже среднего образования.

Компьютерная реализация предлагаемых задач осуществлена средствами процедурного, событийного и объектно-ориентированного программирования.

По каждому из разделов дисциплины выделен набор основных тем, для которых представлено решение соответствующих теме задач и упражнений. Пользователю предлагается ознакомиться с теоретической частью изучаемой темы, выбрать интересующую его задачу, провести пробные расчеты с помощью подготовленного интерфейса решения этой задачи, осуществить операцию моделирования искомых параметров при различных входных условиях. Предлагаемые контрольные вопросы позволяют выяснить степень сознательного усвоения техники программирования физических задач, а контрольные задания – готовность пользователя к созданию простейших приложений.



## Библиографический список

1. Коломин В.И., Стефанова Г.П. Методические аспекты преподавания курса физики для бакалавров. Астрахань:

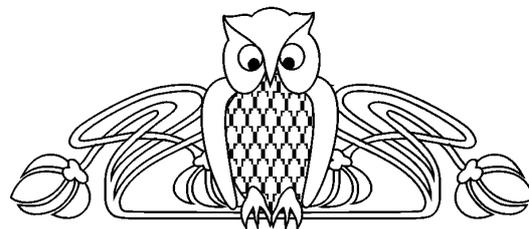
Издат. дом «Астраханский университет», 2006. 346 с.  
2. Элькин М.Д., Коломин В.И. Информационное обеспечение курса физики (бакалавриат). Астрахань: Издат. дом «Астраханский университет», 2007. 105 с.

УДК 001.8 (031)

## АВТОРЕФЕРАТ ДИССЕРТАЦИИ: ФУНКЦИИ, СТРУКТУРА, ЗНАЧИМОСТЬ

В. М. Аникин, Д. А. Усанов\*

Саратовский государственный университет,  
кафедра вычислительной физики и автоматизации научных исследований,  
E-mail: AnikinVM@info.sgu.ru  
\*кафедра физики твердого тела  
E-mail: UsanovDA@info.sgu.ru



Приводятся современные рекомендации по корректной формулировке аспектных характеристик автореферата диссертации на соискание ученой степени кандидата и доктора наук по естественным наукам.

**Ключевые слова:** диссертация, автореферат, функции автореферата, структура и рубрики автореферата, значимость автореферата.

### Abstract of Dissertation: Functions, Structure, Importance

V. M. Anikin, D. A. Usanov

Modern recommendations are given for correct writing an abstract of a dissertation on natural sciences.

**Key words:** thesis, dissertation, abstract, functions and structure of an abstract.

И радость, и утешение – в науках.  
*Плиний Младший*

### Введение

Диссертация и ее автореферат образуют неразрывный «тандем» научной квалификационной работы на соискание ученой степени кандидата и доктора наук по любой специальности. Главным документом, формулирующим требования к диссертации и ее автореферату, а также основные правила представления и защиты диссертации, является «Положение о порядке присуждения ученых степеней» [1]. Исчерпывающий сценарий защиты диссертаций определяет «Положение о совете по защите докторских и кандидатских диссертаций» [2].

Диссертационное «двуединство» (диссертация + автореферат) вошло в российскую практику научных защит еще в начале XIX в., когда «Положение о производстве в ученые степени», принятое в 1819 г., стало требовать от лица, претендующего на ученую степень, одновременной подготовки и диссертации, и кратких (до двух страниц) «тезов» (тезисов), где излагались на-

учные положения, выдвигаемые соискателем, и аргументы в пользу их истинности.

Наличие двух документов – первичного (диссертации) и вторичного (автореферата) – является целесообразным, прежде всего, с экспертной и информационной точек зрения. *Диссертация* – научное произведение, которое публично защищается автором в диссертационном совете с целью получения ученой степени. В соответствии с правилами жанра в диссертации логически обоснованно, ясно и исчерпывающе излагаются аспектные и содержательные характеристики работы, формулируются положения, выносимые на защиту. *Автореферат* (реферат, подготовленный автором) призван в лаконичной форме *семантически точно* отразить содержание диссертации и быть, образно говоря, ее информационной «первой ласточкой», «визитной карточкой», заблаговременно рассылаемой в адреса информационных организаций, библиотек, профильных организаций и специалистов. Именно по содержанию автореферата прежде всего и судят о научном качестве самой диссертации и о профессиональной квалификации автора как научного работника. По сути, автореферат с информационной точки зрения является источником изучения диссертации, и в этом заключается его главная функция.

В последнее время информационный статус автореферата диссертаций на соискание кандидатских и докторских степеней в каждой отрасли науки заметно возрос. Объективно это связано в первую очередь с необходимостью качественного повышения информационного потенциала общества и с общим развитием информационных технологий, позволяющих практически мгновенно пересылать электронные версии документов неограниченного объема в любую точку земного шара. Это, в частности, позволяет резко увеличить «тираж» как самой диссертации, так и ее автореферата.



Данная ситуация отражена и закреплена в «Положении о совете по защите докторских и кандидатских диссертаций» (2007 г.) [2]. «Положение» регламентирует своевременное (по крайней мере, за месяц до дня защиты) *представление электронных версий автореферата* на интернет-сайтах организаций, при которых созданы советы по защите диссертаций (для кандидатских диссертаций) и на сайте Высшей аттестационной комиссии (для докторских диссертаций). Представление в Сети *обязательно* и дополняет рассылку печатных экземпляров автореферата диссертации по адресам, утвержденным диссертационными советами.

Общие требования к содержанию диссертаций и авторефератов определяются пунктами 8–12 и 20 «Положения» [1]. При их написании и оформлении полезно учитывать положения действующей системы стандартов Российской Федерации по информации, библиотечному и издательскому делу. Структуру автореферата диссертации во многом определяет введенный в действие с 1 июля 1997 г. государственный стандарт ГОСТ 7.9–95 «Реферат и аннотация. Общие требования» [3]. Однако, как отмечалось еще В.И. Соловьевым [4], «вследствие особенностей целевого назначения диссертации, он (автореферат. – В. А., Д. У.) имеет свои специфические функции, что во многом определяет подход к его составлению и оформлению».

Структуризация текста автореферата и конкретное наполнение содержанием рубрик автореферата во многом основаны на сложившихся

в научной среде нормах (см., например, [4–9]). А как говорил еще Сенека, «*некоторые неписанные законы тверже всех писаных*».

Основываясь на 20-летнем опыте работы в диссертационных советах, авторы в методических целях характеризуют содержательную сторону рубрик автореферата и адресуют свою статью аспирантам и соискателям ученых степеней в области естественных наук.

## 1. Автореферат диссертации и его функции

Что такое реферат, в научной среде представляют себе все. Самое простое его определение состоит из 5 слов: реферат – это «краткое изложение содержания научного документа» [5]. Под авторефератом понимается реферат, написанный автором первичного документа (диссертации). На практике чаще всего автореферат не подвергается профессиональной редакторской обработке, и соискатель ученой степени выступает одновременно и в роли автора, и в роли редактора.

Рефераты делятся на типы в зависимости от ряда признаков – целевого назначения (информативные и индикативные), количества охваченных первоисточников (одноисточниковые, или монографические, сводные, аспектные, фрагментные), ориентированности на потребителя информации (целевые и общие), объема (краткие и расширенные), формы представления данных (текстовые, анкетные и табличные). Признаки, относящиеся к *автореферату диссертации*, представлены в табл. 1.

Таблица 1

Классификационные признаки автореферата диссертации

Типовой признак	Характеристика
Информативный	Доминирующим свойством автореферата является информативность, содержательность; в нем излагается основное содержание диссертации, приводятся сведения о научных фактах
Индикативный	Автореферат обладает свойством индикативности – указание на такие важные аспекты содержания диссертации, как ее новизна, научная и практическая значимость и т. п.
Одноисточниковый	Предметом реферирования автореферата выступает единственный первичный документ – диссертация
Общий	Автореферат составляется с учетом отражения всех основных сведений о диссертации и адресуется тому же кругу потребителей (специалистов), для которых предназначена диссертация
Расширенный	Стандарт [3] определяет средний рекомендуемый объем «краткого реферата» в 850 знаков. Автореферат диссертации, как правило, занимает 10–15% объема диссертации. «Положение о порядке присуждения ученых степеней» [1] определяет объем автореферата в 1–2 печатных листа
Текстовой	Авторефераты диссертаций представляются в текстовой форме, где наряду текстом (он служит основой изложения) имеются формулы, иллюстрации и таблицы



Как и все научные рефераты, автореферат диссертации является многофункциональным документом. Функции автореферата (табл. 2) в совокупности более полно характеризуют его целевое назначение. Естественно, главная функция автореферата – служить источником научной информации. Как следует из табл. 2, содержание и факт издания автореферата призваны реализовать и ряд других функций – индикативную, коммуникативную, прогностическую, оценочную, справочную, индексирования, поисковую, сигнальную и адресную. Ясно, что названные функции являются взаимосвязанными и взаимообусловленными. Невозможность защиты

диссертации (в любой форме) без наличия автореферата определяет его правовую функцию [4]; ибо только с получением от диссертационного совета разрешения на печать автореферата соискатель приобретает право на защиту диссертации: защита диссертации проводится только после публикации автореферата и своевременной его рассылки. Язык и стиль диссертации, а особенно (в силу большей доступности) язык и стиль автореферата рассматриваются как показатели общей и профессиональной культуры соискателя ученой степени. В этой связи с авторефератом можно соотнести особую персонально-репрезентативную функцию<sup>1</sup>.

Таблица 2

Функции автореферата диссертации

Функция	Характеристика
Информативная	Представление в целостном и предельно точном, семантически адекватном виде содержания диссертации (изложенных в ней научных фактов)
Индикативная	Выделение в тексте автореферата важных смысловых аспектов, содержащих сведения об актуальности работы, ее научной и практической значимости, методах исследования и т. п.
Оценочная	Допуск диссертационной работы к защите свидетельствует о проведении ее предварительной экспертизы, наличии в ней актуальной и ценной информации
Прогностическая	Материал диссертации и автореферата систематизирован, что позволяет специалисту дать свою оценку перспективности представленного научного направления, провести постановку дополнительного класса задач
Коммуникативная	Распространение автореферата – это специфический канал профессиональной коммуникации. Автореферат выступает посредником между его автором (производителем знаний) и специалистами (потребителями этих знаний), способствует формированию научных контактов
Справочная	Автореферат содержит библиографический обзор, сведения об общем объеме работы, степени апробации, количестве иллюстративного материала
Поисковая	Материалы автореферата дают основу для документального (библиографического) и фактографического (связанного с описанием конкретных фактов и явлений) поиска
Индексирования	Автореферат содержит указание на отрасль науки и специальность, которым соответствует содержание диссертации. Кроме того, название диссертации определяет ключевые слова, по которым возможна дальнейшая классификация работы для информационных изданий и систем
Сигнальная и адресная	Автореферат извещает о предстоящей защите диссертации, времени и месте защиты, месте хранения диссертации, научном руководителе (консультанте), официальных оппонентах и ведущей организации
Правовая	Выход в свет автореферата означает допуск соискателя к защите
Персонально-репрезентативная	Отражение уровня лингводисциплинарной компетенции автора, его владения собственно языком и приемами вербального описания новых результатов в контексте научной специальности работы

## 2. Общие требования к содержанию автореферата

Как отмечается в п. 20 «Положения», в автореферате должны быть отражены «основные идеи и выводы диссертации, показаны вклад автора в проведенное исследование, степень новизны и практическая значимость результатов исследований» [1].

<sup>1</sup> Определение принадлежит Б.Н. Пойзнеру.

Автореферат диссертации на соискание ученой степени *доктора наук* призван формировать представление и давать сжатую информацию о диссертационном исследовании как научно-квалификационной работе, содержащей крупный вклад в соответствующую отрасль знания. Как подчеркивается в п. 8 «Положения», в диссертации на соискание ученой степени доктора наук автором должны быть «разработаны теоретические положения, совокупность которых можно квалифицировать как *новое крупное научное*



достижение, либо решена крупная научная проблема, имеющая важное социально-культурное или хозяйственное значение, либо изложены научно обоснованные технические, экономические или технологические решения, внедрение которых вносит *значительный вклад* в развитие экономики страны и повышение ее обороноспособности» [1].

Соответственно автореферат диссертация на соискание ученой степени *кандидата наук* призван четко отразить специфику и содержание научно-квалификационной работы, в которой «содержится решение задачи, имеющей существенное значение для соответствующей отрасли знаний, либо изложены научно обоснованные технические, экономические или технологические разработки, имеющие существенное значение для экономики или обеспечения обороноспособности страны» [1, п.8].

В информационном отношении автореферат диссертации призван «заменить» собой первоисточник – диссертацию, т. е. в целостном виде отразить главное в ее содержании, при этом в соответствии с жанром диссертационной работы в автореферате должна быть выстроена логическая цепочка доказательств истинности полученных в работе новых результатов и сформулированных на их основе положений. В качестве оптимального способа решения этой

проблемы признано так называемое *поаспектное реферирование* [3,4]. По этой методике в структуре автореферата (точнее, в его собственно реферативной части) выделяются три самостоятельных раздела.

В первом разделе автореферата (его принято снабжать заголовком «Общая характеристика работы») освещаются такие важные *аспектные* характеристики исследования, как научная проблема, объект исследования, цель работы и задачи, поставленные и решенные в контексте реализации этой цели, метод и методология проведения работы, предмет исследования, положения и результаты, выносимые на защиту; новизна, обоснованность и апробированность данных положений и результатов, их научная и прикладная значимость и т. п.

Порядок представления рубрик поаспектной характеристики работы не является произвольным и вытекает из общей методологии проведения научного исследования и представления результатов научного творчества в рамках диссертационного исследования<sup>2</sup>. Схематически эту методологическую концепцию можно представить в виде трех укрупненных блоков (рисунок), отражающих «триединство» процессов: а) постановки задачи, б) достижения и демонстрации ее решения и в) доказательства новизны и истинности полученных результатов.



Схема представления результатов научного исследования при защите диссертации

Во второй части автореферата излагается содержание структурных элементов (глав) диссертации с точки зрения доказательства истинности

<sup>2</sup> В этой связи можно сослаться на работы Г.П. Щедровицкого, лидера московского методологического кружка в 1960 – 1980 гг.

представленных в ней результатов. В заключительном разделе автореферата под заголовком «Основные выводы и результаты работы» автором диссертации приводится итоговая самооценка диссертационной работы.



### 3. Структура и аспектные рубрики автореферата

**Титульная и справочная страницы.** Автореферат открывается *титульным листом* (заголовочной частью) и *справочной информацией*, размещаемой на оборотной стороне обложки. Стандартный вид первых двух страниц автореферата определен «Положением» [2].

**Общая характеристика работы.** В собственно *реферативной* части автореферата прежде всего дается общая характеристика работы согласно отдельным смысловым аспектам, представляемым в виде самостоятельных рубрик.

*Актуальность темы исследования* – один из основных критериев, выдвигаемых при экспертизе диссертации. В соответствующей рубрике должен быть аргументирован выбор *объекта исследования* – некоего фрагмента объективной реальности в контексте значимости получения новых знаний о нем для прогресса науки и практики на текущий момент, что одновременно определяет научную «нишу» для диссертации и играет роль «проводника» в рассматриваемую проблему. Здесь, чтобы продемонстрировать научную состоятельность работы, необходимо проявить соответствующую эрудицию и умение в сжатом виде выстроить убедительную цепочку рассуждений, обосновывающих целесообразность и важность работы в рамках выбранных специальности и отрасли науки, исходя из имеющихся научных достижений в данной научной области.

В теоретическом аспекте актуальными являются работы, связанные с построением нового математического аппарата, новых математических моделей предмета исследования, позволяющих объяснить и объединить эмпирические факты, отражающие свойства объекта и динамику этих свойств, наблюдаемую при целенаправленном изменении структуры объекта и различных условиях его функционирования, устранить ранее существовавшие противоречия или ограничения предыдущих теорий и т. п. В прикладном плане особенно актуальны *инновационные* разработки, прошедшие все логически целесообразные стадии исследования и реально внедренные в человеческую практику.

**Цель и задачи исследования.** Выявление границы между знанием и незнанием об объекте изучения позволяет четко сформулировать *цели и задачи* исследования. Решение конкретных задач исследования, способствующих достижению поставленной цели, составляет содержание отдельных глав диссертации, носящих, таким образом, проблемный характер.

Под целью исследования понимается идеальный, мысленно предвосхищаемый *результат* ра-

боты. Научное исследование, по смыслу понятия, способно длиться вечно. *Целеполагание* же даёт критерий, согласно которому в будущем исследование прекращается, прерывается, останавливается. Другими словами, *цель* есть «состояние», «событие», «точка», а *исследование* (буквально: слежение, ходьба по следу) есть «процесс», «занятие», «движение», что со временем приводит к «точке» цели.

**Объект, методы и предмет исследования.** Содержание диссертации должно укладываться в «прокрустово ложе» определенной *специальности* в рамках выделенной *отрасли науки*. Именно отрасль науки и специальность определяют общую научную направленность работы и указываются на первых страницах диссертации и автореферата. Перечень отраслей наук и специальностей утверждается государственными структурами, курирующими вопросы науки. Этот перечень составляет содержание «Номенклатуры специальностей научных работников». «Номенклатуры специальностей» дополняются более конкретными «Паспортами специальностей научных работников», в которых определяются содержание (в разделах «Формула специальности»), области, объекты и предметы исследований (в разделах «Область исследования»), отрасли науки, отвечающие каждой научной специальности. Кроме того, в «Паспортах специальностей» указываются «родственные» (смежные) специальности, в рамках которых возможно согласованное и взаимодополняющее рассмотрение одного и того же предмета исследования.

Проблемная научная ситуация порождает *объект исследования* – выделенный фрагмент объективной реальности. Направления его осмысленного изучения формулируются в виде конкретных *целей и задач*. Поставленные цели и задачи, в свою очередь, диктуют выбор *научно-методической базы, методологии* исследования.

**Предметом исследования** становится обусловленная методологией *модель объекта*, воплощенная либо в знаках (словах, образах, формулах, уравнениях, программах для ЭВМ и пр.), либо в специальных устройствах (экспериментальных установках, макетах, аналогах и т. п.). Говоря несколько иначе, научно-методическая база играет роль своеобразного когнитивного фильтра, который формирует предмет исследования. Смена научно-методической базы приводит и к эволюции предмета исследования.

Кстати, нужно быть очень внимательным при формулировке и редактировании *названия диссертации* как с содержательной, так и с грамматической точек зрения. Как отмечается в одном из комментариев на сайте ВАК, *ключевые слова*



формулировки названия должны указывать на предметную область исследования и суть проблемы. Нужно помнить, что название, содержание и выводы диссертации должны находиться в органичном соответствии друг с другом!

Издrevле существует два основных направления научного исследования – *теоретическое* и *экспериментальное*. В рамках того и другого существуют разнообразные инструментарии и методики исследования. Одной из главных задач и при теоретическом, и при экспериментальном исследовании является построение соответствующей математической модели изучаемого явления или процесса. В последнее время широчайшее распространение получил так называемый «вычислительный эксперимент», который называют даже новой технологией научных исследований. Занимаясь численным экспериментом (просчетом модельных уравнений на компьютере в «безнадежных» ситуациях), никогда не нужно забывать «принцип IBM»: «Компьютер должен работать, а человек думать».

Важны все направления исследования. По мнению нобелевского лауреата Э. Сегре, различных физиков привлекают разные аспекты науки. Одни стремятся к общим фундаментальным принципам, другие охотятся за новыми явлениями, третьи любят точные измерения, четвертые разрабатывают новые приборы или методы. Эти стремления не исключают одно другое, они даже часто дополняют друг друга, и все они необходимы для развития физики.

*Положения и результаты, выносимые на защиту.* Результаты диссертации, которые соискатель призван защитить, «порождаются» методами исследования, вытекающими из целей и задач научной работы. Поэтому далее в аспектной характеристике диссертации логично сформулировать то, что именуется «положениями и результатами, выносимыми на защиту» и является жанровым признаком диссертации, ибо, как говорится в п. 9 «Положения», «диссертация должна... содержать совокупность новых научных результатов и положений, выдвигаемых автором для публичной защиты» [1].

Формулировка именно положений, выносимых на защиту, является камнем преткновения для многих соискателей. Одновременно «положения» являются «любимым» объектом критики рецензентов работы на разных стадиях ее продвижения к защите, на самой защите и, наконец, в ВАК. Спектр высказываний, провозглашаемых в качестве выдвигаемых на защиту положений, в авторефератах и диссертациях удивительно разнообразен и по форме, и содержанию. Действительно, воззрения на то, что считать «положения-

ми, выдвигаемыми на защиту», в научной среде имеют определенный разброс (в «Положении» [1] строгого определения этого понятия не дается). Например, в [7] утверждается, что «следует отождествлять понятия «существенные признаки новизны» и «основные положения, выносимые на защиту». Безусловно, положения должны отражать именно «существенные признаки новизны», но, во-первых, они не должны содержать явных оценок, выражаемых эпитетами «новый», «важный», «фундаментальный» и т. п. (характеристика новизны и значимости исследования проводится в других рубриках) и, во-вторых, строиться они должны, как представляется, по вполне определенным канонам.

Для формулировки положений, выносимых на защиту, более всего подходят *открытые содержательные, семантически точные утверждения относительно изучаемого предмета, имеющие структуру логического суждения (логического высказывания, логического оператора)*. Предметом положения может быть обнаруженная закономерность, фундаментальное свойство математической модели, методика измерения и т. д.

Что это означает? Положение должно быть, во-первых, сформулировано в форме *открытого тезиса*, не содержащего *скрытой* информации и не требующего для своего понимания привлечения дополнительных разъяснений. Во-вторых, положение не должно содержать семантически неопределенные, «размытые» формулировки (термины). В-третьих, положение должно выражать *причинно-следственные связи, открытые закономерности, сущности*. Делается это в форме соответствующего высказывания, которое содержит утверждение и *одновременно* условия его справедливости (осуществимости).

Для примера и «информации к размышлению» приведем формулировку одного положения и комментарий к нему, сделанный Б. Н. Пойзнером, ученым секретарем докторского диссертационного совета при Томском государственном университете.

*Положение:* «Экспериментальная модель дискретной системы в виде двух связанных особым образом логистических отображений демонстрирует конфигурацию бассейнов притяжения в виде множества Мандельброта».

*Комментарий:* «На наш взгляд, такое утверждение есть контаминация<sup>3</sup> научного положения и формулировки know-how. Оборот «в виде связанных особым образом логистических отображений» вполне соответствует жанру know-how, когда необходимо *скрыть нечто* от читателя.

<sup>3</sup> Объединение двух формулировок (в данном случае – *неудачное*. – В.А., Д.У.).



Напротив, научное положение – *максимально открытый тезис*, чье содержание и формулировка ориентированы на воспроизведение читателем. Здесь же – *«закрытое»* положение: на нем «висит замок» в виде оборота *«особым образом»*.

Обратим также внимание, что в заголовок данной работы (на третьем плане) «проникло» слово «исследование», являющееся переводом латинского слова «диссертация», т. е. возникла ситуация непреднамеренной тавтологии.

*Аргументированность, достоверность и обоснованность результатов диссертации.* Сформулировав положения и результаты, выносимые на защиту, соискатель переходит к их конкретному анализу в рамках таких аспектных характеристик, как «аргументированность, достоверность и обоснованность результатов диссертации», «научная новизна», «научная и практическая значимость» и т. д., не ограничиваясь описанием данных параметров диссертации *in abstracto*. Следование названных рубрик за «основными положениями и результатами» и логично, и удобно с точки зрения адекватного восприятия итогов диссертационного исследования. При этом рубрика «Аргументированность, достоверность и обоснованность результатов диссертации» в составе введения к диссертации и автореферату имеет безусловный приоритет перед остальными, поскольку если не удовлетворен критерий истинности для какого-то полученного результата, дальнейшему рассмотрению он просто не подлежит и «вычеркивается» из структуры диссертации!<sup>4</sup>

Обязательность обоснования истинности результатов диссертации закреплена в п. 9 «Положения», где отмечается, что в диссертации (и автореферате) «предложенные автором новые решения должны быть строго аргументированы и критически оценены по сравнению с другими известными решениями» [1]. Достоверность результатов работы должна быть подтверждена также в заключении организации, где выполнена работа (п. 14). Кроме того, и в задачу официальных оппонентов входит оценка степени обоснованности научных положений, выводов и рекомендаций, сформулированных в диссертации, их достоверности и новизны (п. 24).

<sup>4</sup> Критерии оценки диссертации «новизна», «научная и практическая значимость» являются несколько более «мягкими» по отношению к соискателю. Предположим, в процессе защиты установлено, что результат, представленный в диссертации, был получен раньше другим автором. Когда речь не идет о плагиате (это может быть установлено экспертами по целой совокупности признаков – датам публикаций или поступления рукописей в редакции журналов, использованной модели, аргументации и т.п.), этот факт может быть интерпретирован как получение дополнительного (т.е. нового!) аргумента, пригодного для верификации данного результата. «Значимость результата» – тоже достаточно «емкий» термин, характеризующий перспективность дальнейшего использования добытого соискателем знания.

Собственно, и в докладе на защите львиную долю внимания (времени) соискатель и эксперты уделяют доказательству (или опровержению!) достоверности отдельных защищаемых положений или результатов. Каждой работе должен быть присущ индивидуальный (неповторимый!) спектр доказательства корректности положений и результатов, полученных в рамках примененных методов исследования.

Диссертации должна быть присуща, прежде всего, продуманная, стройная и логически обоснованная последовательность изложения материала. Естественно, новый материал должен базироваться на подтвержденных достижениях фундаментальных и прикладных наук.

Разработка новой математической модели (разновидности модели) изучаемого явления или процесса должна сопровождаться точным определением границ ее применимости, сравнением с теоретическими результатами других авторов, демонстрацией аккуратности (изящно выражаясь, *акрибии*) аналитических расчетов и численных алгоритмов и экспериментов, соответствовать экспериментальным данным, давать возможность предсказывать новые свойства и проверять теоретические построения посредством экспериментальных исследований.

От экспериментальных исследований требуется, прежде всего, воспроизводимость результатов, использование корректных методик измерений, наличие надежного (с определяемой погрешностью) метрологического обеспечения, соотнесение полученных результатов с известными результатами теории и эксперимента, использование строгих количественных критериев при сравнении различных результатов. Как считал Луи Пастер, в экспериментальных работах надо сомневаться до тех пор, пока факты не заставляют отказаться от всяких сомнений. Безусловно, особую значимость экспериментальным исследованием придает использование современного научного оборудования.

Комплексное сочетание тщательного теоретического анализа и скрупулезной экспериментальной работы, как правило, и рассматривается в качестве главных аргументов в пользу научной корректности диссертационной работы.

*Научная новизна работы.* По своему предназначению и смыслу понятие «наука» ассоциируется с открытием и описанием нового – того, что ранее известно не было. Жанр диссертационной работы определяется именно представлением приоритетных результатов, полученных лично соискателем ученой степени. С формальной точки зрения для соискателя ученой степени его научный вклад должен соответствовать критериям



новизны, сформулированным в п. 8 «Положения» [1]. Как уже отмечалось выше, для соискателя кандидатской степени речь идет о решении *актуальной задачи* в соответствующей отрасли науки, а соискатель докторской степени должен продемонстрировать *более высокий уровень*, позволяющий говорить о его научных достижениях как о *крупном* вкладе.

Что же «засчитывается» в качестве научной новизны? Все то, что может быть соотнесено со словом «впервые» в рамках заявленных специальности и отрасли науки. Это, естественно, означает оригинальность (неизвестность, отсутствие прежде в научных анналах) опубликованных автором диссертации результатов. Принято, что рубрика «Научная новизна (научные результаты, полученные соискателем)» формулируется в форме *явного* заявления. Заявление о новизне предполагает, во-первых, явное упоминание о приоритете автора (пожалуй, это лучше делать в безличной форме) и, во-вторых, критическое (сравнительное) сопоставление с известными результатами с помощью библиографических ссылок (эта процедура начинается еще при формулировке актуальности исследования).

Основное содержание автореферата должно быть сосредоточено на собственно оригинальных достижениях – на постановке новых задач или оригинальных подходах к решению известных проблем, на характеристике развитой в работе теоретической модели (сугубо аналитической или с применением численного анализа), новых методах или адаптации известных методов для решения новых задач (в том числе в иных областях знания), на описании новых методик экспериментального исследования изучаемых объектов (оригинальных материалов, конструкций, процессов и пр.) в различных условиях функционирования, на обсуждении полученных результатов и формулировке выводов по итогам работы, связанных с выявлением закономерностей и методов оценки параметров изучаемых явлений и процессов с изменением условий их протекания, созданием технически новых разработок и т. д.

Диссертация может быть посвящена не только изучению принципиально новых объектов, но и (в дополнение к обзору) содержать углубленное изучение своего рода «канонических», базовых для определенной специальности, интересных в теоретическом и прикладном плане объектов, приводящее к обнаружению их новых свойств (построению новых моделей).

Все сказанное о «новизне» – это, скорее, «информация к размышлению». Конкретная рекомендация: индивидуальный спектр оценок

оригинальности и приоритетов формулируется с позиции новизны положений и результатов, выносимых на защиту.

*Научная и прикладная значимость.* Как несколько витиевато выражался Козьма Прутков, «разум показывает не только внешний вид, красоту и доброту каждого предмета, но и снабждает его действительным оною употреблением». Гармонизация фундаментальных и прикладных, теоретических и экспериментальных исследований – это актуальнейшая проблема, стоящая не только перед самой наукой, но и перед обществом в целом. Отдельная же научная работа любого жанра имеет право претендовать на признание, если она несет в себе элементы новизны и прогресса. Тем не менее работы в области естественных наук всегда отличали комплексность, сочетание теоретических и доведенных до реальных применений новейших прикладных разработок, т. е. то, что сейчас принято называть инновационным подходом.

Когда говорят о *научной значимости* исследования, имеют в виду непосредственное влияние, которое может оказать и оказывает проведенное исследование на дальнейший прогресс в определенной области науки в фундаментальном плане, в получении качественно новых знаний об объекте исследования, в изучении его базовых свойств.

*Прикладная значимость* исследования, понимаемая достаточно широко, зависит от *характера научного исследования* и связана с *конкретным использованием результатов* для создания нового продукта, полезного для использования в различных сферах человеческой деятельности в разных формах. Прикладная (практическая) значимость исследования может, в частности, выражаться в разработке новых принципов работы и самих новых устройств (в том числе защищенных авторскими свидетельствами и патентами), формулировке конструкторско-технологических рекомендаций, разработке новых методик измерений, новых методов исследования, создании новейших методов и алгоритмов аналитического и численного расчетов (в том числе находящих отражение в регистрации компьютерных программ в соответствующих фондах), использовании результатов при выполнении научно-исследовательских работ, проектов и программ, во внедрении результатов в учебные курсы, отражении в монографиях и учебниках и т. п.

*Личный вклад.* Как подчеркивается в п. 9 «Положения», «диссертация должна быть написана единолично ... и свидетельствовать о личном вкладе автора в науку» [1]. Вклад автора в проведенное исследование должен быть отражен (самим автором!) и в автореферате. Данная



формулировка представляется в безличной форме («автору диссертации принадлежат...», «участие автора в совместных публикациях состоит...», «в материалах работы представлены результаты, полученные лично соискателем» и т. п.).

В настоящее время диссертационные исследования, как правило, выполняются в научных коллективах, нередко образующих вполне сложившиеся научные школы – коллективы, связанные многолетним сотрудничеством и преемственностью в рамках общего научного направления. Современный успешный соискатель кандидатской степени начинает «двигаться» к диссертации еще в студенческие годы. Естественно, выбор направления исследования во многом определяется достижениями окружающего коллектива, научным кругозором научного руководителя (научного консультанта). Кроме того, достижение логической цельности изложения предполагает и необходимое привлечение обзорных данных, выявляющих актуальность и научную «нишу» исследования.

Задача диссертанта и его руководителя (консультанта) – корректно «вычленив» действительные заслуги соискателя в представляемой работе, чтобы не затронуть интересы соавторов (если таковые имеются) научных работ. Официальным документом, в котором фиксируются составляющие личного вклада соискателя, является, прежде всего, представляемое в диссертационный совет в обязательном порядке (в двух экземплярах) заключение организации, где выполнялась работа. В этой связи обсуждение диссертационных работ, как и предполагает «Положение» [1], необходимо проводить в обстановке гласности, при участии всех заинтересованных сторон.

Далее, согласно п. 12 «Положения», «при написании диссертации соискатель обязан давать ссылки на автора и источник, откуда он заимствует материалы и отдельные результаты. При использовании в диссертации идей или разработок, принадлежащих соавторам, коллективно с которыми написаны научные работы, соискатель обязан отметить это в диссертации. Указанные ссылки должны делаться также в отношении научных работ соискателя, выполненных им как в соавторстве, так и единолично» [1]. Заметим, что здесь речь идет как о печатных, так и рукописных работах (диссертациях, научных отчетах).

Нарушение сформулированных выше правил, т.е. использование в диссертации заимствованного материала без ссылки на автора и источник, жестко карается посредством снятия диссертации с рассмотрения (на любой его стадии!), причем без права повторной защиты данной диссертации. Естественно, в каждом

конкретном случае описание личного вклада в результаты коллективно проведенного исследования индивидуально.

*Апробация работы. Публикации.* В данном разделе автореферата отражаются все предпринятые соискателем способы ознакомления профессиональной общественности с результатами и положениями своей работы, т.е. приводится информация об участии в научных конференциях, семинарах, выставках, полученных грантах на выполнение работы, отличиях и наградах, опубликованных работах и т.п.

Главное средство апробации диссертации – это, конечно, публикации в научной печати. Но, как говорится, «не все публикации одинаково полезны». Высшей аттестационной комиссией определен перечень отечественных и зарубежных научных рецензируемых журналов и изданий, в которых должны быть опубликованы результаты кандидатских и докторских работ. Для докторской диссертации таких публикаций должно быть не менее 7, для кандидатской – по крайней мере одна. Список рекомендуемых журналов и изданий представлен и регулярно обновляется на сайте Высшей аттестационной комиссии (<http://www.vak.ed.gov.ru>).

*Структура и объем работы.* В автореферате принято перед изложением содержания диссертации кратко описать общую структуру работы с приведением некоторых количественных характеристик (общий объем, число глав, число рисунков, число таблиц, число библиографических ссылок, число приложений и т.п.).

*Содержание диссертации.* Вслед за *общей характеристикой работы* в автореферате кратко излагается *содержание* диссертации. Самый очевидный способ изложения содержания – по главам работы (введение, основные главы, приложения). В автореферате принято отражать только оригинальные результаты (собственных исследований). В зависимости от вида диссертации (кандидатская или докторская) описанию содержания работы может быть посвящено от 8–10 до 20–25 страниц, соответственно, при общем объеме автореферата в 16 и 32 страницы.

Текст автореферата должен семантически точно отражать структуру, аспектные и содержательные моменты диссертации. Как правило, при представлении в автореферате *введения* к диссертации перечисляются элементы общей характеристики работы, подробно рассмотренные выше, ибо введение строится именно по этой схеме. Затем в автореферате кратко излагается содержание каждой главы диссертации. Деление на главы и их порядок, как правило, определяются содержанием и последовательностью решаемых



научных задач. В совокупности содержание глав должно создавать впечатление научной целостности работы, соответствовать заголовкам.

В самой диссертации сценарий построения каждой главы может подчиняться вполне определенной логике. Критический научный обзор, характеризующий современное состояние проблемы, в контексте которой выполнена диссертационная работа, может быть представлен как в *первой* главе, так и разнесен по главам, занимая *первые разделы* этих глав. В обзоре анализируются основные известные результаты, необходимые для понимания дальнейшего материала, даются ссылки на соответствующие работы.

По нашему мнению, обзорная часть диссертации не должна превышать 15–20% от общего объема работы, поскольку предназначение диссертации – решение *новых* актуальных задач, хотя сам по себе обзор, дающий наряду с изложением содержательной стороны всестороннюю *оценку* информации и характеризующий *истинное состояние предмета* исследования, может быть причислен к научным продуктам. Естественно, в автореферате обзорные и известные положения отражаются *предельно кратко* в контексте рубрики «Актуальность исследования» (в основном) и (в виде сносок) при описании работы.

В начале описания результатов каждой главы в автореферате (как и в самой диссертации) формулируются задачи, решению которых посвящена данная глава, а далее отражаются методы и ход исследований, обосновываются новые результаты автора диссертации. В отличие от диссертации, где все эти моменты соответствующим образом структурированы по подразделам и отражены с достаточной степенью подробности, в автореферате опускаются все промежуточные преобразования, детальное описание хода экспериментальных исследований и т. п., а приводятся наиболее важные теоретические и экспериментальные результаты в текстовой форме с включением необходимых формул, графиков или таблиц, помогающих яснее передать существо работы.

В диссертации каждую главу завершает *заключение*, где с точки зрения *новизны* исследования подытоживаются полученные в данной главе результаты, проводится их объяснение (интерпретация) с пояснением особенностей представленного этапа исследовательского процесса. Обедненным с научной точки зрения выглядит простое перечисление выполненных работ. В автореферате выводы по главам, как правило, структурно не выделяются; обобщенные выводы должны быть сформулированы в специальном разделе автореферата «Основные выводы и результаты».

Диссертации нередко снабжают *приложениями*, в которые выносят представленный в разнообразной форме вспомогательный материал, связанный с различными разделами и аспектами работы, например подробные аналитические выкладки, пояснительные схемы, алгоритмы, листинги программ, подробные результаты численного счета, графики, копии актов об использовании результатов работы в НИИ, производстве, учебном процессе и т. д. В автореферате сведения о приложениях отражаются предельно кратко.

*Основные выводы и результаты.* Для автореферата является обязательным раздел, где проводится обобщенная итоговая оценка работы, формулируются *основные выводы и результаты* проведенного исследования. Здесь дается обобщенная научная оценка места работы в контексте решаемой научной проблемы; достигнутые качественные и количественные результаты соотносятся с поставленными целями работы, приводится вывод о работоспособности, эффективности и адекватности примененных теоретических и экспериментальных методов, позволяющих достичь новых знаний и (или) обеспечивающих преимущества полученных новых результатов перед известными аналогами, дается обобщенная авторская оценка уровня и научной и прикладной значимости полученных результатов. Кроме того, здесь «высшим пилотажем» считается оценка перспектив и направлений исследований, логически вытекающих из проделанной работы, в том числе характеризуется значимость результатов работы для использования в смежных областях, на стыке специальностей.

*Библиографический аппарат.* Традиционно автореферат завершается списком *опубликованных печатных работ* соискателя по теме диссертации. Для автореферата, как нам представляется, наиболее целесообразно составление списка публикаций автора по *видам* научных работ, а именно первыми в списке помещаются статьи в изданиях, рекомендованных ВАК, затем указываются материалы в иных изданиях, материалы научных конференций, перечень патентов и свидетельств на изобретения. Внутри списка для каждого вида научных работ вполне оправданным является хронологический порядок. Полный список публикаций по теме диссертации обязательно приводится только в диссертации (он может быть дан отдельным списком); в автореферате же могут быть указаны лишь *наиболее значимые* (для проведенного исследования) и *доступные* (для читателя!) работы автора.

Согласно п. 27 «Положения» [1] защита докторской диссертации проводится не ранее чем через два месяца, а кандидатской диссертации – не



ранее чем через месяц после опубликования работ соискателя, отражающих основные результаты диссертации.

#### 4. Типичные ошибки в авторефератах

Обратим внимание на типичные содержательные и формальные ошибки, допускаемые соискателями ученых степеней при оформлении своих работ.

1. Случается, что соискатели либо забывают поставить свою подпись на титульной странице автореферата, либо ставят ее где-нибудь «на околице». Иногда неправильно обозначают специальность, по которой защищается диссертация, особенно в тех случаях, когда она носит развернутый характер.

2. На второй странице целесообразно указать конкретное структурное подразделение организации, где выполнена работа, – кафедру высшего учебного заведения или отдел научно-исследовательской организации. Такая информация, в частности, полезна при контроле корректности процесса защиты диссертации. Часто в произвольном порядке и неточно приводят сведения о научном консультанте и официальных оппонентах: в частности, не дают полностью имена и отчества, ограничиваясь инициалами, указывают неточные ученые звания, от себя вставляют дополнительные сведения, с которыми ВАК не оперирует (например, членство в разнообразных негосударственных, общественных академиях). Как недопустимая небрежность воспринимается отсутствие даты рассылки автореферата диссертации.

3. Распространенной ошибкой раздела «Актуальность исследования», с которого начинается общая характеристика работы, является рассмотрение научной проблемы с очень дальних позиций, чуть ли не «от Адама и Евы». Здесь необходимо отталкиваться от конкретной проблемной ситуации, определить объект, методы исследования и, наконец, предмет исследования, который и отражается в заголовке диссертации.

4. В рубрике «Цель и задачи исследования» соискатели нередко объявляют целью некоторое ... исследование (т. е. процесс), не формулируя конечной точки научного «маршрута» – собственно цели.

5. В положениях, выносимых на защиту, часто встречаются несоблюдение структуры этой аспектной характеристики в форме логического оператора импликации и неконкретность формулировок типа «при определенных (каких именно?) значениях параметра», «при незначительных (что

понимается под «незначительными») уровнях шума», «использование метода является эффективным» (в чем конкретно проявляется эта «эффективность») и т. п.

6. В разделе «Научная новизна» соискатели иногда грешат неоправданной (с точки зрения фактического содержания работы) обобщенностью и неконкретностью формулировок. Не следует стремиться к «глобализации», надо выбирать формулировки новизны, находящиеся в наибольшем согласии с полученными результатами, и отталкиваться от положений, выносимых на защиту.

7. В рубрике «Научная и прикладная значимость работы», требующей демонстрации определенного научного кругозора, перед соискателем докторской степени дополнительно стоит задача корректной оценки уровня своей работы. Явно не годится такая безапелляционная формулировка: «Таким образом, полученная в диссертации совокупность результатов представляет собой крупный вклад...». Решать об уровне «вклада» – прерогатива диссертационного совета и экспертов». Тем не менее соответствующую заявку сделать нужно, но в деликатной, безличной форме: «Как представляется автору, в работе решены проблемы, существенные для ...»

8. Рубрика «Личный вклад» очень важна для идентификации соискателя как автора диссертационного исследования, причем в рамках конкретных и отрасли науки, и специальности. Поэтому, скажем, в рамках работы на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по классическим физическим специальностям выносить на первый план разработку программы численного счета в качестве личного достижения – нонсенс. Следует проводить анализ своего вклада в соответствии с приоритетами паспорта специальности, по которой защищается диссертация.

9. В разделе «Достоверность результатов» соискателями часто выписываются некие общие обоснования типа использования «корректного математического аппарата» и «твердо установленных законов природы», причем, естественно, никогда не показывается, как эти «твердо установленные законы» трансформируются в защищаемые результаты. При формулировке данной рубрики, по крайней мере, нужно, вспоминая весь тот тернистый путь, который был пройден к установлению положения или результата, выносимого на защиту, отразить все методы, приемы и средства, которые были использованы для получения и в конечном счете для верификации результатов.

10. «Основные выводы и результаты» и «Положения и результаты, выносимые на защиту», несмотря на схожесть формулировок, представляют различные характеристики диссертации. Иногда



соискатели отождествляют эти понятия и пишут через запятую странный заголовок: «Выводы, положения и результаты, выносимые на защиту».

11. При изложении содержания работы в автореферате иногда не отражаются некоторые важные аспекты, например не проводится должного обсуждения границ применимости развиваемых методик, диапазонов достоверности полученных выводов, корректности вычислительных процедур, точности (погрешности) проведенных экспериментов и т. п. Все это вызывает законные вопросы у активных читателей авторефератов и приводит к соответствующим замечаниям.

12. Немного о языковых ошибках автореферата. Научные тексты насыщены специальной терминологией. Для сокращения записи часто используют аббревиатуры. Порой соискатели такие аббревиатуры придумывают сами, но в тексте автореферата забывают их расшифровывать. Нередко в авторефератах встречаются и непоясненные обозначения, узкопрофессиональные термины, некорректные кальки англоязычных терминов.

Как правило, предложения на полстраницы не вызывают у читателя чувство восхищения перед литературным дарованием автора. Научный смысл громоздкого предложения трудно воспринимается. Кроме того, при согласовании различных его частей в конце концов легко допустить ошибку, приводящую к нелепице. Затрудняют понимание предложения и стоящие в ряд слова, данные в родительном падеже.

13. При составлении списка работ по теме диссертации многие соискатели «забегают вперед», включая в него принятые к печати, но на самом деле еще неопубликованные работы. Включение таких сведений в библиографический список «Положением» [1] не разрешается (см. разд. 2.5).

## **5. Значимость автореферата для защиты диссертации**

Тщательная работа над авторефератом важна и полезна в различных отношениях. Необходимость убедительно и лаконично отразить сущность своей работы заставляет соискателя глубже вникать в свой собственный материал.

Материалы автореферата, в концентрированном виде отражая содержание работы, являются хорошей основой для написания введения к диссертации, в котором дается общая характеристика работы, а также для устного выступления соискателя на защите (время выступления, как правило, ограничивается 20-40 минутами) и на научных семинарах, предшествующих этому событию, где необходимо максимально убедительно

и одновременно кратко донести до слушателей основные результаты и выводы диссертационного исследования.

Кроме того, рубрики автореферата определяют основные параметры диссертации как вполне определенного жанра научной работы. И эти параметры подлежат обязательному обсуждению при ее публичной защите как со стороны официальных оппонентов, так и со стороны присутствующих на защите членов диссертационного совета.

Автореферат внимательно изучается также специалистами, которые дают на него письменные отзывы, оглашаемые на заседании диссертационного совета при защите диссертации. Получение отзывов на автореферат из других городов формирует определенное впечатление об оценке диссертационной работы специалистами других организаций. Наиболее близко знаком с творческой деятельностью соискателя, естественно, его научный руководитель или консультант. Оценка личности соискателя, а также диссертационной работы и ее автореферата им письменно фиксируется в соответствующем отзыве.

После удачной защиты автореферат вместе с другими материалами аттестационного дела (в случае соискания докторской степени – вместе с диссертацией) направляется в Высшую аттестационную комиссию, где после анализа поступившей документации и процедуры защиты диссертации в плане полного (!) соответствия требованиям «Положения о присуждении ученых степеней» и «Положения о совете по защите докторских и кандидатских диссертаций» выносится окончательное решение о присуждении искомой ученой степени.

## **Заключение**

Содержание автореферата должно давать ясное представление о диссертации, быть насыщенным и информативным, не оставляя у читателей сомнений о своевременности проведенного научного исследования, его теоретической и (или) экспериментальной основательности, методологической ценности, полезности для практических приложений и значительности.

«Преломление» диссертации через «призму» автореферата вносит весомый вклад в успех научного «обряда инициации» – защиту диссертации.

## **Библиографический список**

1. Положение о порядке присуждения ученых степеней. Утверждено постановлением Правительства Российской



- Федерации от 30 января 2002 г. № 74 // Собрание законодательства Российской Федерации. 2002. № 6. Ст. 580; 2003. № 33. Ст. 3278; 2006. № 18. Ст. 1997.
2. Положение о совете по защите докторских и кандидатских диссертаций: Утверждено приказом Министерства образования и науки России от 9 января 2007 г., № 2 // <http://www.vak.ed.gov.ru>
3. ГОСТ 7.9–95. Реферат и аннотация. Общие требования. М.: ИПК Изд-во стандартов, 2001.
4. Соловьев В. И. О функциональных свойствах автореферата диссертации и особенности его составления // Научно-техническая информация. Сер. 1. Документальные источники информации. 1981. № 6. С. 20–24.
5. Соловьев В. И. Составление и редактирование рефератов: вопросы теории и практики // Жанры информационной литературы. Обзор. Реферат. М., 1983. С. 199–320.
6. Кузин Ф. А. Кандидатская диссертация. Методика написания, правила оформления и порядок защиты. 2-е изд. М.: ОСЬ-1989, 1998. 208 с.
7. Иванов В. А., Ощепков Г. С., Селетков С. Г. Подготовка диссертаций в системе послевузовского профессионального образования: Учеб. пособие. Йошкар-Ола: Изд-во МарГТУ, 2000. 195 с.
8. Райзберг Б. А. Диссертация и ученая степень: Пособие для соискателей. 3-е изд., доп. М.: Инфра-М, 2004. 416 с.
9. Шиманов А. Е. Аннотирование и реферирование в издательском деле: Конспект лекций. М., 2004 (электронная версия).