

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук

(12 апреля 2006 г.)

12 апреля 2006 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Хохлов Д.Р.** (Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова). *Высокочувствительные приемники терагерцового излучения на основе нового класса полупроводниковых материалов.*

2. **Митин А.В.** (Казанский государственный технологический университет). *Модуляционная гамма-резонансная спектроскопия.*

3. **Курочкин В.Е.** (Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург). *Методы и приборы иммунного экспресс-анализа. Новый подход к решению проблемы.*

4. **Лукин В.П.** (Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск). *Адаптивное формирование оптических изображений в атмосфере.*

Краткое содержание докладов публикуется ниже.

PACS numbers: 07.57.–с, 78.20.–е, 85.30.–z

Высокочувствительные приемники терагерцового излучения на основе нового класса полупроводниковых материалов

Д.Р. Хохлов

1. Введение

Современные тенденции развития физики в области оптоэлектроники направлены, в частности, на увеличение рабочей длины волны соответствующих приборов до нескольких десятков и сотен микрон. Терагерцовый диапазон электромагнитных волн занимает особое место в существующей проблематике. Именно этой спектральной области соответствуют характерные частоты фононов в твердых телах, а также вращательно-колебательных мод тяжелых молекул, что представляет большой интерес для спектроскопических исследований. Более того, многие важные задачи в совершенно других сферах науки связаны с исследованием излучения терагерцового диапазона, например в космических исследо-

ваниях, биомедицине и др. Одной из быстро развивающихся областей практического применения терагерцовой спектроскопии является дистанционное селективное зондирование диэлектрических объектов. К таким объектам относятся, в частности, многие органические, в том числе взрывчатые, вещества.

Прогресс в данной области сдерживается тем обстоятельством, что в указанном спектральном диапазоне плохо работают как радиофизические методы — со стороны более длинных волн, так и оптические — со стороны более коротких. В частности, чувствительность приемников излучения терагерцового диапазона существенно ниже, чем приемников инфракрасного диапазона и радиодиапазона.

Традиционно большинство высокочувствительных фотоприемных систем, работающих в терагерцовом диапазоне электромагнитных волн, создаются на основе германия или кремния, легированных мелкими примесями. Наибольшая длина волны красной границы фотоэффекта (~ 220 мкм) соответствует однооснодеформированному Ge(Ga) [1]. Наиболее важным преимуществом германия и кремния является чрезвычайно хорошо отработанная технология роста кристаллов, которая позволяет использовать материалы с очень низкой концентрацией неконтролируемых примесей. В то же время внешние воздействия, такие как жесткое излучение, могут внести относительно большое количество дефектов в изначально чрезвычайно чистый и совершенный материал, что приводит к деградации параметров соответствующих фотоприемных устройств.

В этом докладе рассматриваются возможности, предоставляемые использованием альтернативных материалов — легированных сплавов на основе теллурида свинца — для регистрации терагерцового излучения малой интенсивности.

2. Основные свойства легированных сплавов на основе теллурида свинца

Халькогениды свинца широко используются в инфракрасной оптоэлектронике, в основном для изготовления лазеров и светодиодов, работающих в среднем и дальнем инфракрасных (ИК) диапазонах [2]. Кроме того, достигнут значительный прогресс в изготовлении фотодиодных матриц с большим числом элементов, напыляемых на кремниевые подложки через переходные слои флюори-

дов [3]. Использование сплавов на основе теллурида свинца, легированных примесями III группы, открывает новые интересные возможности, возникающие в связи с появлением качественно новых физических свойств у легированного материала. Специфические особенности сплавов на основе теллурида свинца могут обеспечить улучшение параметров соответствующих фотоприемных устройств по сравнению с параметрами имеющихся аналогов.

2.1. Стабилизация уровня Ферми

Сплавы на основе теллуридов свинца являются тройными или четверными твердыми растворами полупроводников групп IV–VI, сильно легированных некоторыми примесями (принадлежащими, как правило, третьей группе): $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$, $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}(\text{In})$, $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}(\text{Ga})$, $\text{PbTe}(\text{Ga})$, $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{Ge}_y\text{Te}(\text{In})$, $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}(\text{Ga}, \text{Yb})$ и т.д. (см. подробный обзор в [4]). Это легирование приводит к образованию глубоких локальных или квазилокальных уровней в спектре полупроводника. При введении примеси в количестве, превышающем концентрацию других электрически активных примесей и дефектов, положение уровня Ферми оказывается стабилизированным этими глубокими уровнями, т.е. не изменяется при дополнительном легировании другими примесями. Это приводит к высокой степени однородности электрофизических свойств кристаллов и временной стабильности их характеристик. В частности, флуктуации энергии дна зоны проводимости ΔE_c не превышают $\sim 0,1$ мэВ при энергии Ферми ~ 100 мэВ выше дна зоны проводимости. Такие флуктуации существенно меньше, чем даже в нелегированных сплавах, а также в других узкозонных полупроводниковых сплавах, таких как $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, в котором флуктуации ширины запрещенной зоны обычно составляют около 20 мэВ.

В зависимости от состава сплава уровень Ферми может стабилизироваться и в разрешенных зонах, и в запрещенной зоне. Таким образом, управляя составом сплава, можно изменять свойства системы от "диэлектрических" до "металлических". Имеется возможность вариации темновой проводимости в самых широких пределах (от $\rho \sim 10^{-2}$ Омсм до $\rho \sim 10^9$ Омсм) при сохранении высокой подвижности носителей заряда ($\mu \sim 10^5$ см² В⁻¹ с⁻¹). Темновая концентрация электронов или дырок может варьироваться от 10^{18} см⁻³ до $n, p < 10^9$ см⁻³. Низкие значения n, p реализуются в полуизолирующем состоянии сплавов, когда уровень Ферми стабилизируется внутри запрещенной зоны. Поскольку примесные состояния, обеспечивающие стабилизацию уровня Ферми, являются глубокими, то возбужденные водородоподобные состояния примесных центров не образуются. Поэтому при одинаковых пороговой длине волны и температуре темновые токи в сплавах на основе теллурида свинца значительно ниже, чем в примесных фотоприемниках на основе Ge или Si.

Таким образом, при легировании возникает весьма необычная ситуация, в которой сильно легированный узкозонный полупроводник с большим количеством дефектов роста ведет себя как практически идеальный полупроводник с нулевой фоновой концентрацией носителей заряда и чрезвычайно высокой однородностью электрофизических параметров. Такое "внутреннее очищение" материала определяет относительную дешевизну производства и делает чрезвычайно привлекательной

идею использования этих материалов как ИК-фотоприемников.

2.2. Задержанная фотопроводимость

Принципиально новой особенностью сплавов на основе теллурида свинца, приводящей к появлению высокого фотоотклика, является существование в их энергетическом спектре барьера W между примесными и зонными состояниями. Наличие этого барьера определяет большие времена жизни, $\tau \sim 10^5$ с, неравновесных электронов. При температуре $T < 20$ К (для сплавов типа $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$) или $T < 80$ К (для сплавов типа $\text{PbTe}(\text{Ga})$) материал является, по существу, фотоприемником с внутренним интегрированием сигналов, поэтому отпадает необходимость в использовании сложных внешних интегрирующих цепей. Более того, максвелловские времена релаксации при внутреннем интегрировании уменьшаются с течением времени, что определяет более высокое быстродействие. Сплавы на основе теллурида свинца могут работать и как обычные фотоприемники без внутреннего интегрирования сигнала в области температур $T \sim T_c$. Характерное время жизни неравновесных носителей заряда может варьироваться в широких пределах (от 10^{-4} до 10^5 с) при $T = 4,2$ К путем изменения состава сплава, в дополнение к возможности управления данным параметром с помощью изменения температуры полупроводника.

Внутреннее интегрирование сигнала возникает в связи с тем обстоятельством, что характерное время жизни фотовозбужденного свободного электрона оказывается существенно выше характерного времени измерения. В такой ситуации увеличение времени экспозиции приводит к линейному росту фотоотклика, поскольку возбужденные электроны практически не рекомбинируют.

2.3. Теоретические модели

Для объяснения причин появления долговременных релаксационных процессов в легированных сплавах на основе теллурида свинца был предложен ряд моделей.

Модель, объясняющая появление долговременных релаксационных процессов при низких температурах, предложена в работе [5]. В рамках представлений, описанных в [5], большие времена жизни неравновесных носителей заряда при низких температурах связаны с автолокализационным барьером, возникающим при изменении зарядового состояния примеси. При ионизации примесного центра происходит перестройка конфигурации ближайшего кристаллического окружения атома примеси. В этом случае для рекомбинации электрон должен преодолеть барьер в конфигурационном пространстве, связанный с необходимостью поляризации кристаллической решетки вблизи примесного центра при локализации неравновесного электрона. В ряде последующих работ [6–8] предлагались различные механизмы такой поляризации, принципиально, однако, мало отличающиеся друг от друга.

В работах [9–12] показано, что наблюдаемые результаты невозможно объяснить в рамках модели, учитывающей существование только одного локального состояния. В частности, это проявляется в том, что кинетика спада фотоотклика после выключения подсветки состоит из двух участков — быстрой (~ 1 – 10 мс) и медленной (10 мс– 10^4 с, в зависимости от температуры) релаксации

проводимости. Для того чтобы описать этот и ряд других экспериментальных результатов, в модель [5] было внесено существенное дополнение [9]. Согласно [9], помимо основного примесного состояния, которое обеспечивает стабилизацию уровня Ферми и является двухэлектронным, имеется также метастабильное одноэлектронное примесное состояние. Последнее состояние отделено барьером в конфигурационном пространстве как от основного двухэлектронного локального состояния, так и от состояния с делокализованными носителями заряда в разрешенной зоне. В этом случае локализация фотовозбужденных носителей заряда происходит в два этапа — этап быстрой и этап медленной релаксации. Быстрой релаксации фотопроводимости соответствует рекомбинация в метастабильное локальное состояние, а участку медленной релаксации — рекомбинация в основное примесное состояние.

В работе [13] предложена несколько иная концепция. Модель [13] основана на том факте, что актуальные зоны в халькогенидах свинца практически полностью построены из атомных р-орбиталей. Атом примесей III группы при легировании замещает в указанных материалах атом свинца. Эффект стабилизации уровня Ферми обусловлен тем, что нейтральное относительно кристаллической решетки зарядовое состояние атома примеси Im^{2+} является неустойчивым и распадается согласно реакции $2\text{Im}^{2+} \rightarrow \text{Im}^+ + \text{Im}^{3+}$.

На языке атомных орбиталей состоянию Im^{2+} отвечает электронная конфигурация s^1p^2 , состоянию Im^+ — конфигурация s^2p^1 , а состоянию Im^{3+} — s^0p^3 . Атому свинца, который замещает примесь, соответствует конфигурация s^2p^2 . Разрешенные зоны в халькогенидах свинца практически полностью построены из атомных р-орбиталей, поэтому для различных зарядовых состояний атома примеси локализованными являются электроны, находящиеся на глубокой s-оболочке, а р-электроны делокализованы.

Основная идея модели [13] заключается в том, что одноэлектронное примесное состояние, в котором на s-оболочке находится лишь один электрон, расположено по энергии в одноэлектронном приближении значительно выше основного двухэлектронного состояния и выше дна зоны проводимости (рис. 1). Тогда при фотоионизации первого электрона с примесного центра ему надо сообщить энергию, необходимую, во-первых, для перехода этого электрона в зону проводимости и, во-вторых, для перевода примесного центра в состояние, соответствующее одному s-электрону, локализованному на примеси. Оставшийся на примесном центре один s-электрон быстро переходит в зону проводимости, дно которой лежит ниже по энергии. Таким образом, в зоне проводимости появляются два неравновесных электрона. Процессы рекомбинации являются одноэлектронными, но для того чтобы электрон мог быть захвачен примесным центром, ему нужно сообщить энергию, равную разности энергий квазиуровня Ферми и одноэлектронного примесного состояния. Фактически этот энергетический зазор и является барьером, препятствующим быстрой рекомбинации электронов на центре.

В рамках вышеизложенной модели, однако, остаются неясными причины появления двух участков релаксации фотопроводимости. Возможное разрешение данного противоречия следующее. Стабилизация уровня Ферми предполагает, что значительное число атомов галлия

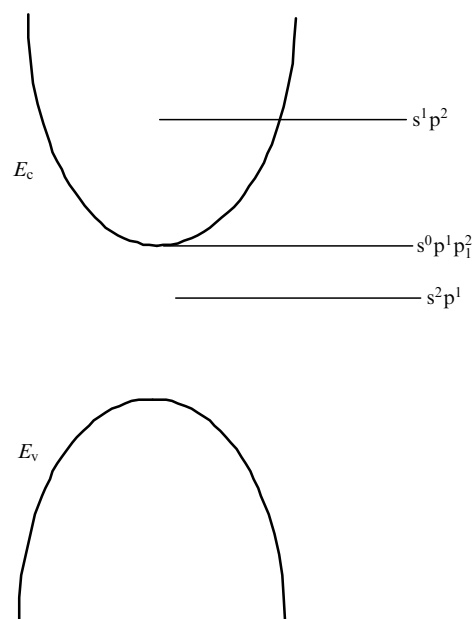


Рис. 1. Модель энергетического спектра примесного центра [13]; E_c соответствует границе зоны проводимости, E_v — граница валентной зоны.

имеет пустую s-оболочку. В притягивающем потенциале этой оболочки могут локализоваться два р-электрона с противоположно направленными спинами [14]. Однако вследствие большой величины диэлектрической проницаемости и малой эффективной массы электронов в PbTe единичный примесный центр с пустой s-оболочкой может не создавать связанного состояния. В то же время количество таких центров весьма велико, и одно связанное состояние р-электронов может сформироваться с одновременным участием большого (до 10^4 – 10^5) числа примесных центров, имеющих пустую s-оболочку [15]. Тогда быстрая релаксация фотопроводимости может быть обусловлена локализацией части фотовозбужденных электронов в эти связанные состояния, рас-

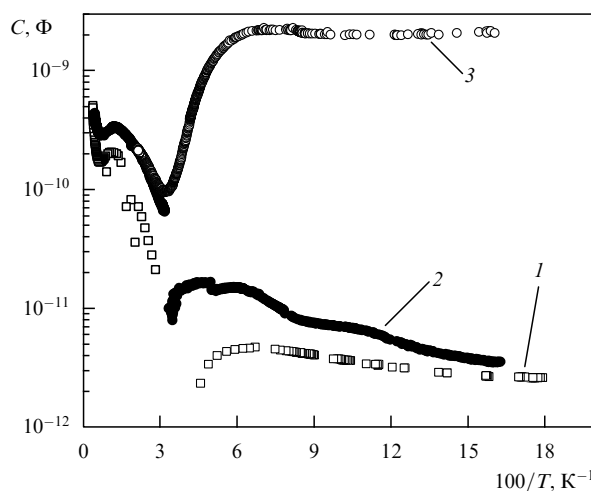


Рис. 2. Зависимости емкости C от температуры для образца $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$, полученные на частотах 1 МГц (1) и 50 кГц (2, 3). Кривые 1, 2 измерены в темновых условиях экранирования, кривая 3 получена в условиях подсветки тепловым источником излучения [17].

положенные по энергии вблизи дна зоны проводимости и являющиеся в этом смысле мелкими.

Оценка радиуса локализации для такого метастабильного примесного состояния дает огромное значение — порядка 100 нм. Заполнение таких состояний может происходить либо при низких температурах в условиях фотовозбуждения, либо при повышении температуры в темновых условиях. Поскольку радиус локализации электрона велик, то можно ожидать, что заполнение метастабильных состояний приведет к гигантскому диэлектрическому отклику. Такой эффект действительно наблюдается [16, 17]: при увеличении температуры и под действием инфракрасной подсветки эффективная диэлектрическая проницаемость материала увеличивается более чем на 2 порядка величины (рис. 2).

2.4. Спектральные характеристики

Характерные значения энергии в спектре, которые можно варьировать, изменяя состав материалов, определяют высокую фоточувствительность материалов в широком диапазоне длин волн (от 1 мкм до нескольких сотен микрометров). Характерные энергии спектра полупроводника и соответственно пороговая длина волны фотоотклика определяются составом сплава.

В работе [18] сообщается об обнаружении фотоотклика в пленке $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$ на длинах волн 176 и 241 мкм. Пленка $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$ была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке BaF_2 . Термическая энергия активации основного примесного состояния, вычисленная из соотношения $\rho \sim \exp(E_a/2kT)$, составляла 20 мэВ. Эксперимент проводился на установке, в которой фоновое излучение было полностью экранировано. Источником инфракрасного излучения являлось абсолютно черное тело с температурой 77 К или 300 К. Узкая спектральная полоса излучения, направляемого на образец, формировалась с помощью ряда охлаждаемых фильтров. Регистрировалась кинетика увеличения тока через образец во времени при различных значениях напряжения на образце и различных температурах абсолютно черного тела. Результаты эксперимента при напряжении на образце 10 мВ и температуре черного тела 300 К приведены на рис. 3.

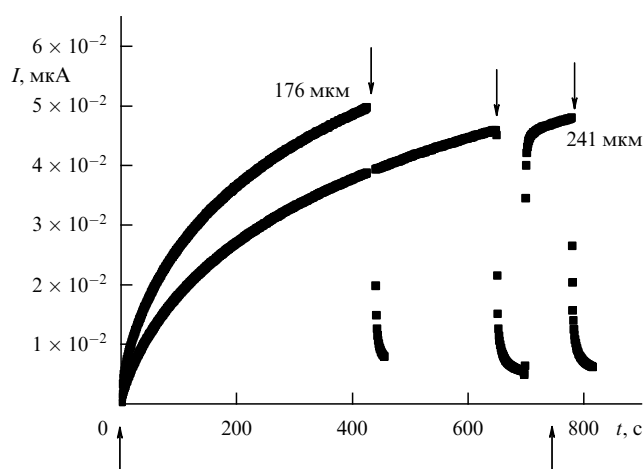


Рис. 3. Кинетика нарастания и спада фототока при напряжении на образце 10 мВ и различных значениях длины волны возбуждающего излучения, указанных на рисунке. Стрелками отмечены моменты включения и выключения инфракрасной подсветки [18].

Для обеих длин волн падающего на образец излучения зарегистрирован значительный фотоотклик. Обращает на себя внимание ряд особенностей фотопроводимости. Прежде всего, кинетика нарастания тока во времени после включения подсветки является сильно нелинейной. Выключение подсветки приводит к быстрому спаду фототока с последующей медленной релаксацией к темновому значению. Однако если вскоре после выключения подсветки ее снова включить, то фототок очень быстро, за время, сравнимое с временем "быстрой" релаксации, возрастает до того значения, которое было до выключения подсветки, после чего возобновляется прежняя относительно медленная динамика роста фототока. Очевидно, быстрый и медленный релаксационный процессы имеют существенно разную природу.

Второй важный момент заключается в следующем. Энергия кванта, соответствующая длинам волн излучения 176 и 241 мкм, значительно меньше, чем термическая энергия активации основного примесного состояния. Таким образом, результаты работы [18] являются прямым доказательством того факта, что задержанная фотопроводимость в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ может быть обусловлена фотовозбуждением метастабильных примесных состояний. Граничная энергия оптического возбуждения этих состояний очень мала. Длина волны соответствующего кванта излучения по крайней мере больше 241 мкм, что является наивысшей величиной для красной границы фотоэффекта в нетепловых приемниках излучения. По-видимому, граница фоточувствительности рассматриваемых материалов находится в области значительно больших длин волн. Не исключено, что рабочий диапазон фотоприемников на основе $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ перекрывает всю терагерцовую область. С другой стороны, остается неясной природа появления двух участков генерации и рекомбинации свободных электронов в данном случае, поскольку основное примесное состояние должно быть "выключено из игры" ввиду малости энергии возбуждающего кванта.

2.5. Радиометрические характеристики

Внутреннее интегрирование сигнала является преимуществом только в том случае, когда существует возможность быстро сбросить накопленный фотосигнал. Нами разработана эффективная методика гашения задержанной фотопроводимости в сплавах на основе теллурида свинца. Установлено, что сверхвысокочастотными (СВЧ) импульсами (200–400 МГц), приложенными к образцу, задержанная фотопроводимость (ФП) полностью гасится за 10^{-5} – 10^{-6} с [19]. Это означает, что имеется возможность реализации режима периодического накопления и последующего быстрого сброса фотосигнала.

Более того, при определенном режиме гашения остаточной ФП импульсами СВЧ квантовая эффективность материала после воздействия гасящего импульса повышается до ~ 100 [19], т.е. каждый падающий квант дает по крайней мере 100 свободных электронов в зону проводимости. Этот эффект связан со спецификой примесных состояний. Он обеспечивает высокую величину токовой чувствительности ($10^9 \text{ А}^2 \text{ Вт}^{-1}$), зарегистрированной для одиночного фотоприемника на основе $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$, работающего в указанном режиме с частотой считывания 10 Гц. В этом тесте удалось зарегистрировать мощность излучения 10^{-16} Вт на длине волны 18 мкм (определяемой

сеточным фильтром), несмотря на то, что использованная измерительная техника не позволяла измерять ток, меньший 10^{-7} А. Указанные параметры соответствуют регистрации около 10^3 квантов на 1 см^2 за 1 с [20].

2.6. "Непрерывная" фокальная матрица

Установлено, что локальное освещение части образца фотоприемника приводит к локальному возбуждению неравновесных носителей заряда, которые не диффундируют в неосвещенные области при низких температурах. Таким образом, распределение интенсивности излучения по поверхности образца однозначно отображается в распределении концентрации неравновесных носителей заряда [21]. Другими словами, на основе рассматриваемых сплавов могут быть созданы фотоприемные матрицы, в которых каждый эффективный элемент производит внутреннее накопление сигнала. Размер затемненного пространства между элементами матрицы, необходимого для устранения их взаимовлияния, составляет по теоретическим оценкам около 10 мкм. Это характерный размер, соответствующий пространственному распределению свободных носителей заряда на границе "светового пятна". Наши эксперименты показали, что этот характерный размер по крайней мере меньше 200 мкм. Геометрический шум в матрицах такого типа минимален благодаря повышенной пространственной однородности электрофизических параметров материала. Разработана идея простого метода считывания информации с такой матрицы, который, однако, пока не реализован в связи с технологическими сложностями.

2.7. Радиационная стойкость

Положение уровня Ферми в кристаллах не зависит ни от флуктуаций концентрации примесей, ни от флуктуации собственных дефектов решетки, в том числе радиационных, в широких пределах. Возможность разделения примесных состояний на состояния с разными зарядами определяет высокую радиационную стойкость параметров сплавов на основе теллурида свинца, по крайней мере на 4 порядка большую, чем у известных аналогов (кроме структур с блокированной проводимостью по примесной зоне (BIB — blocked-impurity-band)). Облучение сплавов в ускорителе быстрыми электронами с энергией 6 МэВ показало, что параметры фотопроводимости в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ и $\text{PbTe}(\text{Ga})$ (с содержанием In, Ga $\sim 0,2-0,4$ ат. %) остаются неизменными (с точностью $\sim 5\%$) при потоках электронов Φ до 10^{18} см^{-2} [22].

3. Заключение

Таким образом, уникальная комбинация физических свойств делает сплавы на основе теллурида свинца весьма привлекательными для построения на их основе чрезвычайно чувствительных фокальных фотоприемных матриц терагерцового излучения. Фотоприемники $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ имеют ряд следующих отличительных свойств, которые позволяют им успешно конкурировать с существующими аналогами:

- внутреннее интегрирование падающего светового потока;
- возможность эффективного и быстрого гашения накопленного сигнала;
- СВЧ-стимуляция квантовой эффективности до 10^2 ;

- возможность реализации "непрерывной" фокальной матрицы;
- возможность реализации простого способа считывания;
- высокая радиационная стойкость.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 04-02-16497, 05-02-16657, 06-02-90867 и гранта № IB7320-110921/1 Swiss National Science Foundation.

Список литературы

1. Haller E E, Hueschen M R, Richards P L *Appl. Phys. Lett.* **34** 495 (1979)
2. Lambrecht A et al. *Semicond. Sci. Technol.* **8** S334 (1993)
3. Zogg H et al. *Semicond. Sci. Technol.* **6** C36 (1991)
4. Волков Б А, Рябова Л И, Хохлов Д Р *УФН* **172** 875 (2002)
5. Каган Ю, Кикоин К А *Письма в ЖЭТФ* **31** 367 (1980)
6. Литвинов В И, Товстюк К Д *ФТТ* **24** 896 (1982)
7. Панкратов О А, Волков Б А *ЖЭТФ* **88** 280 (1985)
8. Pankratov O A, Volkov B A *Sov. Sci. Reviews Sect. A: Phys.* (Ed. I M Khalatnikov) **9** 355 (1987)
9. Засавицкий И И и др. *Письма в ЖЭТФ* **42** 3 (1985)
10. Засавицкий И И и др. *ФТП* **20** 214 (1986)
11. Винчаков В Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **43** 384 (1986)
12. Акимов Б А и др. *ФТП* **23** 668 (1989)
13. Белогорохов А И и др. *Письма в ЖЭТФ* **72** 178 (2000)
14. Волков Б А, Ручайский О М *Письма в ЖЭТФ* **62** 205 (1995)
15. Базь А И, Зельдович Я Б, Переломов А М *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике* 2-е изд. (М.: Наука, 1971) Гл.1, пп. 3, 4
16. Климов А Э, Шумский В Н *Приклад. физ.* (3) **74** (2004)
17. Кожанов А Е и др. *ФТП* **40** 1047 (2006)
18. Кристовский К Г и др. *ФТТ* **46** 123 (2004)
19. Akimov B A, Khokhlov D R *Semicond. Sci. Technol.* **8** S349 (1993)
20. Chesnokov S N et al. *Infrared Phys. Technol.* **35** 23 (1994)
21. Akimov B A et al. *Solid State Commun.* **66** 811 (1988)
22. Скипетров Е П, Некрасова А Н, Хорош А Г *ФТП* **28** 815 (1994)

PACS numbers: **78.80.+y**, **78.20.Nr**

Модуляционная гамма-резонансная спектроскопия

А.В. Митин

1. Введение

Гамма-диапазон электромагнитных волн благодаря эффекту Мёссбауэра все более осваивается как в фундаментальном, так и в техническом отношении и по сложности поставленных задач и точности измерения начинает составлять конкуренцию оптическому диапазону с его лазерными источниками [1, 2]. На смену стандартной мёссбауэровской спектроскопии пришло новое направление — гамма-оптика, существенную часть которого составляет модуляционная гамма-резонансная спектроскопия. В основе последней лежит возможность управления динамическими процессами в веществе с помощью модуляции гамма-резонанса внешними переменными полями высоких частот, превышающими обратные времена жизни изомерных возбужденных состояний мёссбауэровских ядер, т.е. в мегагерцовом интервале частот. Указанный интервал частот динамических процессов охватывает диапазоны высоко-частотных полей ядерного магнитного резонанса (ЯМР), квадрупольного, ферромагнитного, электронного парамагнитного и оптического резонансов. Эти возмущения

детектируются по изменению гамма-резонансных откликов, которое проявляется как в искажении мёсбауэровского спектра, выражающегося в сдвиге и уширении линий, возникновении спутных линий, схлопывании сверхтонкой структуры при быстром перемагничивании ферромагнетиков, так и в появлении квантовых биений, обусловленных интерференцией ядерных состояний.

Однако интенсивности источников гамма-излучения (естественного и синхротронного происхождения) еще далеки от значений, достаточных для создания инверсной населенности изомерных ядерных состояний. Но уже радует сравнительно недавний факт реализации ядерного возбуждения ^{197}Au вследствие электронного перехода, стимулированного эффектом фотоионизации К-оболочки рентгеновским излучением от синхротронного источника [3].

Существенное влияние на ход развития модуляционной гамма-резонансной спектроскопии оказала разработка современного метода теоретического анализа гамма-резонансных процессов, основанного на совместном решении уравнений Максвелла в среде и уравнений для ядерной матрицы плотности. Этот метод оправдал себя при рассмотрении процессов, сопровождающих трансмиссию гамма-излучения [4, 5]. Однако для описания процессов гамма-резонансного рассеяния использовался метод решения уравнений для матрицы плотности с вторичным квантованием поля гамма-излучения [6, 7]. С применением этих методов были решены задачи, связанные с влиянием на гамма-резонанс как переменных полей, так и релаксации.

2. Ультразвуковая модуляция гамма-излучения

Уже в первых мёсбауэровских экспериментах была зарегистрирована частотная модуляция гамма-излучения, при которой наблюдались спутники, отстоящие от спектральных линий на частоты, кратные ультразвуковой (УЗ) частоте вибрирующего источника или поглотителя гамма-излучения [8]. Однако не была ясна ситуация для вибрирующего толстого мёсбауэровского поглотителя. Теория, развитая в [1, 9, 10], показала, что интенсивность гамма-излучения при вибрации поглотителя или источника с частотой Ω выражается в виде

$$P = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(k_1 a) \text{Tr} \left\{ \exp(ik_1 z \hat{b}_n) \hat{\chi} \exp(-ik_1 z \hat{b}_n^\dagger) \right\}, \quad (1)$$

где k_1 — волновое число гамма-волны, a — амплитуда вибрационных УЗ-колебаний, z — толщина поглотителя, J_n — функция Бесселя n -го порядка, $\hat{b}_n$ — тензорный показатель преломления гамма-волны со сдвигом частоты гамма-излучения на $n\Omega$, где Ω — УЗ-частота, $\hat{\chi}$ — поляризационная матрица плотности падающего гамма-излучения, $\dagger$ означает эрмитово сопряжение.

Если источник и поглотитель вибрируют одновременно с одинаковой частотой и амплитудой, то аргумент функции Бесселя $k_1 a$ заменяется выражением

$$w = 2k_1 a \sin \left\{ \frac{1}{2} \left[\varphi_1 - \varphi_2 + \frac{\Omega}{2} (z_2 - z_1) \right] \right\}, \quad (2)$$

где $z_2 - z_1$ — расстояние между источником и поглотителем, $\varphi_2 - \varphi_1$ — разность их УЗ-фаз. Данные резуль-

таты были подтверждены в последующих теоретических [11–13] и экспериментальной [14] работах.

Из общих соображений ясно, что УЗ-вибрации не могут изменить поляризацию гамма-излучения. Наличие этой особенности, подтвержденное экспериментами по анализу поляризационных свойств УЗ-спутников [15], и стало основой для отделения эффекта гамма-магнитного резонанса (ГМР) от возбуждаемых радиочастотным магнитным полем (РЧМП) магнитострикционных УЗ-колебаний [16]. Необходимо отметить, что к этому времени УЗ-модуляция, индуцируемая РЧМП за счет магнитострикции ферромагнетиков, получила широкое распространение в модуляционной гамма-резонансной спектроскопии начиная с работ [17, 18]. В связи с этим было проведено исследование по наблюдению УЗ-модуляции мёсбауэровского спектра железо-иттриевого граната, возмущенного РЧМП [19]. Характер поведения спектра и зависимость его от величины и направления постоянного магнитного поля были объяснены на основании предположения [19] о генерации звука колебаниями стенок магнитных доменов. Впоследствии данный механизм получил развитие в [20–22] и в других работах.

Следующий шаг в изучении УЗ-модуляции связан с экспериментом, в котором был обнаружен эффект подавления гамма-резонансного самопоглощения при больших мощностях ультразвука [23]. Теория, в которой главную роль играла относительная, а не абсолютная деформация (рис. 1), дала хорошее согласие с результатами этого эксперимента [24]. Данная теория учитывала пространственное распределение стоячей УЗ-волны по толщине мёсбауэровского поглотителя. Для стационарного режима наблюдения предполагалось, что магнитная напряженность гамма-излучения может быть представлена следующим образом:

$$h^p = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h_n^p(z) \exp(in\Omega t), \quad (3)$$

где индекс $p = \pm 1$ определяет соответственно циркулярные лево- и правополяризованные компоненты магнитной напряженности гамма-волны (имеется в виду 14,4-килоэлектронвольтный магнитный гамма-переход ядра ^{57}Fe).

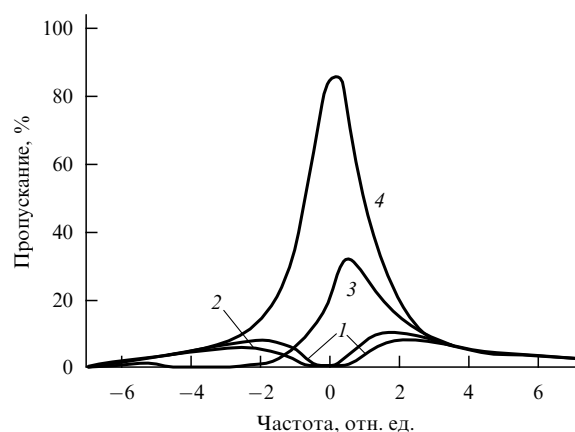


Рис. 1. Частотные спектры гамма-резонансного самопоглощения в зависимости от амплитуды ультразвука: 1 — 0, 2 — 0,5, 3 — 5, 4 — 50 [24].

Тогда если перейти к локальной гармонической системе координат с помощью преобразования

$$h_n'^p(z) = \sum_{n'=-\infty}^{\infty} J_{n+n'}[k_1 a(z)] h_{n'}^p, \quad (4)$$

то можно получить систему уравнений, описывающую пространственно неоднородную УЗ-модуляцию гамма-излучения:

$$\frac{dh_n'^p}{dz} + \frac{1}{2} k_1 \frac{da(z)}{dz} (h_{n+1}'^p - h_{n-1}'^p) = i k_1 \sum_{p'=\pm 1} b_n^{pp'} h_n'^{p-p'}, \quad (5)$$

где $b_n^{pp'}$ — тензорный показатель преломления n -й гармоники.

Решение системы уравнений (5) зависит от градиента индекса УЗ-модуляции гамма-излучения $k_1 da/dz$, и эта зависимость позволяет разработать метод ультразвуковой мёссбауэровской интроскопии [25, 26].

Дальнейшим развитием метода УЗ-модуляции гамма-резонанса явилась разработка новой техники детектирования УЗ-осцилляций гамма-излучения [27]. С помощью конвертора "время–амплитуда" появилась возможность регистрации квантовых биений гамма-излучения. Первоначально предложенная теория [28], связанная с интерференцией гармоник гамма-излучения, описывалась довольно сложной формулой. Однако позднее эта зависимость была записана в виде более компактной и более общей, чем в работе [28], формулы для интенсивности гамма-излучения, проходящего через мёссбауэровский поглотитель, учитывающей также сверхтонкую структуру мёссбауэровских ядер и произвольную поляризацию падающего излучения [29]:

$$P = \sum_{n,n'} \exp[in(\Omega t + \varphi)] J_{n'}(ka) J_{n'-n}(ka) \times \\ \times \text{Tr} \left\{ \exp(ikz \hat{b}_{n'-n}) \hat{\chi} \exp(-ikz \hat{b}_n^\dagger) \right\}. \quad (6)$$

Следует отметить значительное число экспериментальных работ по исследованию УЗ-квантовых биений гамма-излучений: исследование на ядрах ^{129}I [30], анализ спектров в условиях релаксации [31], определение сверхтонких параметров мёссбауэровских ядер [32], наблюдение когерентных переходных эффектов [33, 34], изучение влияния толщины поглотителя на фазу квантовых биений [35, 36].

С помощью очень коротких импульсов гамма-излучения был обнаружен эффект так называемого гамма-эха, обусловленный интерференцией падающего излучения с УЗ-модулированным, более медленно развивающимся во времени излучением, создающимся в толстом поглотителе [37, 38].

3. Гамма-магнитный резонанс

Особую роль в становлении модуляционной гамма-резонансной спектроскопии сыграл эффект гамма-магнитного резонанса (ГМР). Обнаружению этого эффекта предшествовали работы по двойному радиооптическому резонансу [39, 40], предсказавшие возможность наблюдения магнитного резонанса на зеемановских электронных уровнях возбужденных состояний атома, заселенных с помощью оптической накачки. Авторами этих же работ было показано, что электронные уровни в сильных

РЧМП расщепляются на подуровни, энергетическое расстояние между которыми пропорционально величине напряженности РЧМП. Указанные теоретические работы и успешные эксперименты, их подтвердившие, а также открытие эффекта Мёссбауэра побудили Хэка и Хэмермеша рассчитать вероятность радиационного перехода из возбужденного состояния в одноуровневое основное состояние и показать возможность РЧМП-расщепления ядерных зеемановских уровней [41], однако без оценки возможности экспериментального наблюдения. По-видимому, по этой причине первые эксперименты по изучению влияния резонансного РЧМП на мёссбауэровский спектр были ошибочными [42], поскольку наблюдаемый эффект был обусловлен УЗ-модуляцией гамма-излучения, возникающей за счет магнитострикции образца [43].

В 1966 г. была развита теория ГМР [44] — эффекта, представляющего собой возбуждение мёссбауэровских гамма-резонансных переходов между зеемановскими ядерными подуровнями основного и возбужденного состояний одновременно с ЯМР-переходами, стимулированными РЧМП, внутри изомерных состояний. В двухквантовом приближении — гамма-квант + фотон РЧМП — было рассчитано поперечное сечение мёссбауэровского поглощения в мелком порошке металлического железа. Существенным фактором явилась оценка возможности обнаружения эффекта ГМР, учитывающая сверхтонкое усиление РЧМП на ядре в ферромагнетиках. Позднее эффект ГМР был обнаружен [45] методом гамма-резонансного рассеяния на том же образце — тонком порошке металлического железа, в котором ранее предсказывалась возможность наблюдения ГМР [44]. В дальнейшем ГМР наблюдался и в парамагнетиках [46, 47]. Однако наиболее информативными явились эксперименты, проведенные в ферромагнетиках в геометрии прохождения гамма-излучения через поглотители (^{57}Fe в α -железе) [48–50] и в сплаве железо-никель [51, 52]. В этих работах наблюдалось не только квази-энергетическое уширение линий [48], но и их расщепление [49–52] (рис. 2).

Вместе с тем были разработаны поляризационные методы детектирования ГМР. Еще в ранней теоретической работе [53] было рассмотрено изменение поляризации гамма-излучения при возбуждении ГМР. В дальнейшем было предложено использовать ядерные эффекты Фарадея, двулучепреломления и закона Малюса в качестве методов наблюдения ГМР [54–56], что было реализовано в эксперименте по обнаружению ГМР на ядрах ^{57}Fe в железе в источнике и поглотителе с расщепленными в постоянных магнитных полях сверхтонкими подуровнями [16].

Вопросы наблюдения эффекта ГМР в парамагнетиках в условиях электронной релаксации были рассмотрены в [57, 58]. Анализ показал, что при скорости электронной релаксации, сравнимой со спонтанной мёссбауэровской шириной линии, эффект ГМР значительно ослабевает. Поэтому эксперименты по наблюдению ГМР в парамагнетиках проводились при температуре жидкого азота [47, 48].

Вместе с тем развивалась и теория эффекта ГМР. Было обнаружено, что стимулирование ГМР сопровождается магнитными квантовыми биениями гамма-излучения на частотах, кратных частоте РЧМП [59]. Впоследствии их спектры были подробно проанализированы [60]

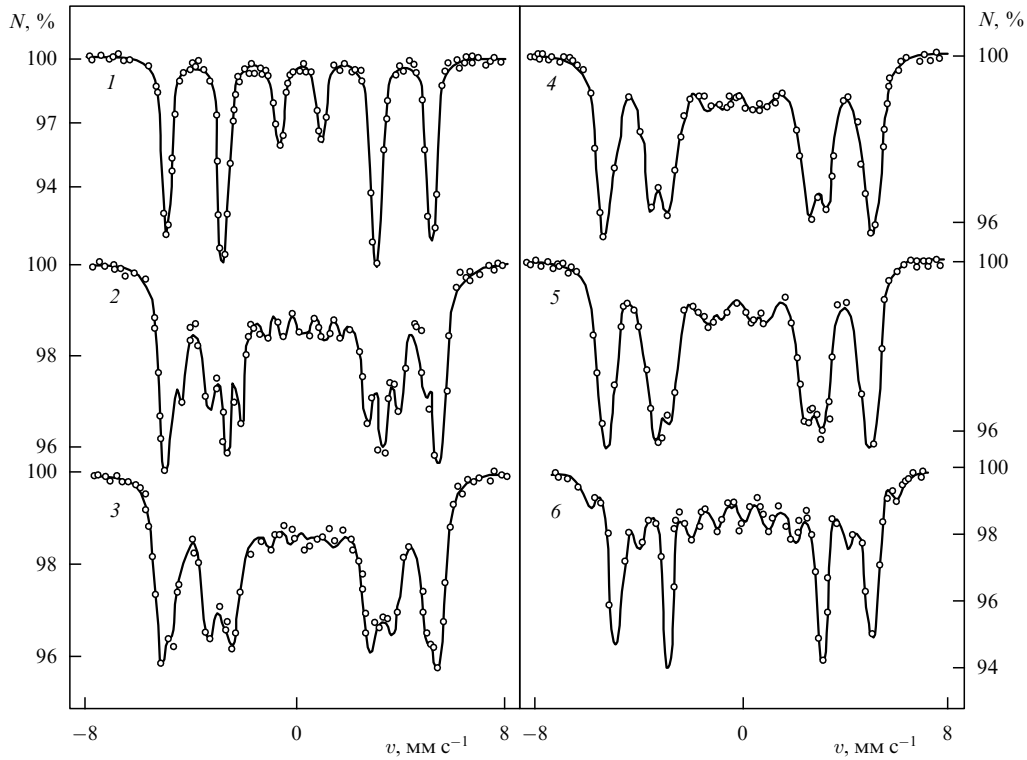


Рис. 2. Мёсбауэровские спектры в образце α -Fe в присутствии постоянного поля $H_0 = 100$ Э при различных частотах [49]: 1 — $\nu = 0$; 2 — $\nu = 20$ МГц; 3 — $\nu = 22$ МГц; 4 — $\nu = 24$ МГц; 5 — $\nu = 26$ МГц; 6 — $\nu = 36$ МГц; $H_1 \approx 25-30$ Э; N — относительная скорость счета гамма-квантов.

(рис. 3). Для описания эффекта ГМР-поглощения была получена в случае тонкого поглотителя формула:

$$P \sim \text{Re} \sum_{Q=-2L}^{2L} \exp[iQ(\Omega_1 t + \varphi)] \text{Tr} \{ \hat{\chi} \hat{B}_{Q,0} \}, \quad (7)$$

$$B_{Q,0}^{pp'} = \sum_{g_1, e_1} \sum_{M=-L}^L (pp')^e \exp[i(p-p')\psi] d_{p, M-Q}^{(L)}(\theta) d_{p', M}^{(L)}(\theta) \times \\ \times \frac{S_{g_1, e_1}^{M-Q}(\beta_g, \beta_e) S^M(\beta_g, \beta_e)}{i[e_1 a_e - g_1 a_g + M\Omega_1 - \Delta_1] + \Gamma/2}, \quad (7a)$$

$$S_{g_1, e_1}^{M-Q}(\beta_g, \beta_e) = \\ = \sum_{g, e} d_{g_1, g}^{(I_g)}(\beta_g) C(I_g L L_e; g, M-Q, e) d_{e, e_1}^{(I_e)}(-\beta_e). \quad (7b)$$

Здесь $a_r \sin \beta_r = \omega_{1r}$, $a_r \cos \beta_r = \omega_{0r} - \Omega_1$, $r = g, e$; индекс $\varepsilon = 0, 1$ определяет гамма-переходы, соответственно магнитные и электрические, Γ — ширина спектральных линий мёсбауэровского поглотителя; индексы e и g обозначают квантовые числа соответственно возбужденного и основного изомерных состояний ядра. Все остальные обозначения стандартны (см., например, [61]). Из формулы (7) видно, что максимальный порядок гармоники магнитных квантовых биений в тонком поглотителе ограничен числом $2L$, где L — мультипольность гамма-перехода, в отличие от, вообще говоря, неограниченного порядка гармоники квантовых биений в случае УЗ-модуляции.

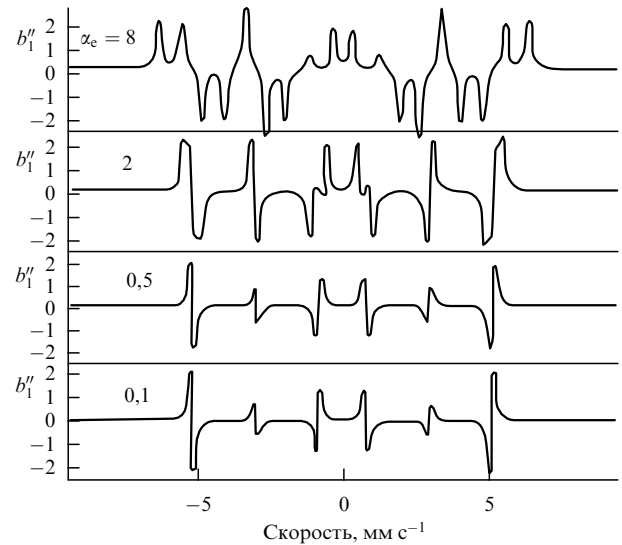


Рис. 3. Доплеровские спектры мнимой части интенсивности первой гармоники ГМР [60]. Зависимость от эффективного поля на ядре $\alpha_e = 2g\beta_N H_1 / (\hbar \Gamma)$. b_1'' — мнимая часть псевдосприимчивости первой гармоники интенсивности гамма-излучения.

Формулы (7) выведены в предположении, что на основное и возбужденное состояния ядра гамма-излучение и РЧМП воздействуют одновременно, что обусловлено когерентным характером рассеянной вперед гамма-волны. Поэтому возникает интерференция магнитных квазиэнергетических изомерных состояний. Задача решалась в приближении резонансного вращающегося поля, и этот эффект должен проявиться, когда g -факторы изо-

мерных состояний имеют один и тот же знак, а частоты Раби являются сравнимыми с разностью их ларморовских частот [61–63]. Эффект изомерной интерференции удалось наблюдать в эксперименте по ГМР на ядрах ^{181}Ta в тантале [64]. Недавняя работа [65] показала, что интенсивность первой гармоники при возбуждении ГМР на ядрах ^{181}Ta максимальна при выборе частоты РЧМП в интервале между значениями ядерных ларморовских частот основного и возбужденного состояний.

Если же ядерные g -факторы имеют разные знаки в основном и возбужденном состояниях ядра, как в случае ^{57}Fe , то изомерная интерференция возникает благодаря вращающимся в противоположные стороны компонентам осциллирующего РЧМП [61] и этот эффект обусловлен квантовыми переходами, для которых магнитные квантовые числа удовлетворяют условию $e + g = 0$. Значительно позднее появления экспериментальных наблюдений была разработана теория ГМР-рассеяния. Первыми были работы [66, 67], однако законченная теория [68–71] появилась позднее. В работах [70–72] построена более общая теория, из которой, в частности, следуют формулы двойного радиооптического резонанса [73]. Рассмотрена поляризация гамма-излучения, рассчитаны спектры ГМР-рассеяния [70, 71]. Обнаружена интерференция амплитуд рассеяния квазиэнергетических состояний [2, 74]. Последняя проявляется значительно сильнее, чем интерференция сверхтонких амплитуд рассеяния. Продолжением этих исследований стали работы по квантовой интерференции в электронно-ядерной системе уровней [75, 76].

Сейчас наблюдается большой интерес к проблеме использования интерференции квантовых состояний, индуцированных высокочастотными полями, с целью создания условий резонансной прозрачности среды [77]. Однако в отличие от интенсивностей оптического диапазона электромагнитного излучения, в случае которого благодаря наличию достаточно мощных лазеров предполагаются значительные заселенности возбужденных состояний, интенсивности естественного и синхротронного гамма-излучения слишком малы, для того чтобы заселить возбужденные изомерные ядерные состояния. В то же время мёссбауэровские ядра, обладающие магнитным моментом, могут весьма интенсивно взаимодействовать с РЧМП посредством возбуждения ГМР.

Поэтому возникла задача о стимулировании ГМР бирадиочастотным когерентным полем с частотами одновременно резонансно возбуждающими основное и возбужденные изомерные состояния ядра.

На примере ядра ^{57}Fe в железе была рассмотрена ситуация, когда частота гамма-излучения была сдвинута на полусумму или полуразность частот бирадиочастотного поля [78]. В дальнейшем это условие было заменено более общим, которое определялось структурой группы симметрии гармоник спиновых состояний гамма-переходов [79].

Анализ показал, что в толстом поглотителе резонансный спектр имеет значительно более отчетливую структуру для гармоник квантовых биений, чем в случае стационарного детектирования (рис. 4). Предварительные исследования для возбужденных ГМР-гармоник на ядрах ^{181}Ta в тантале, но уже на одной частоте РЧМП, также показывали большую резонансную прозрачность мёссбауэровской среды для квантовых биений. Поэтому эффект квантовых биений, стимулированных ГМР, может найти применение как в элементах интегральной гамма-оптики, так и аналогично рентгеновскому излучению [80] в разработках схем управления и усиления гамма-излучением.

Одним из направлений применения ГМР может стать исследование неупорядоченных магнетиков. Необходимость разработки таких методов связана с изучением магнитных аморфных и нанокристаллических материалов, мёссбауэровские спектры которых часто имеют сильное неоднородное уширение и довольно схожи между собой при различных химических составах. Идея применения ГМР состоит в следующем [62, 63]. Гамма-излучение от источника с естественной спектральной шириной линии Γ взаимодействует только с малой частью ядер, находящихся в неоднородном сверхтонком магнитном поле с шириной $\sigma \sim \Gamma$. Сильное РЧМП накачки H_1 , воздействующее на ядро, образует эффективное поле с амплитудой

$$H_{\text{eff}} = \left[\left(H_{\text{hf}} - \frac{\hbar \Omega_1}{g_r \beta_N} \right)^2 + H_1^2 \right]^{1/2}, \quad (8)$$

где H_{hf} — сверхтонкое поле на ядре, g_r — g -фактор возбужденного ($r = e$) или основного ($r = g$) состояний

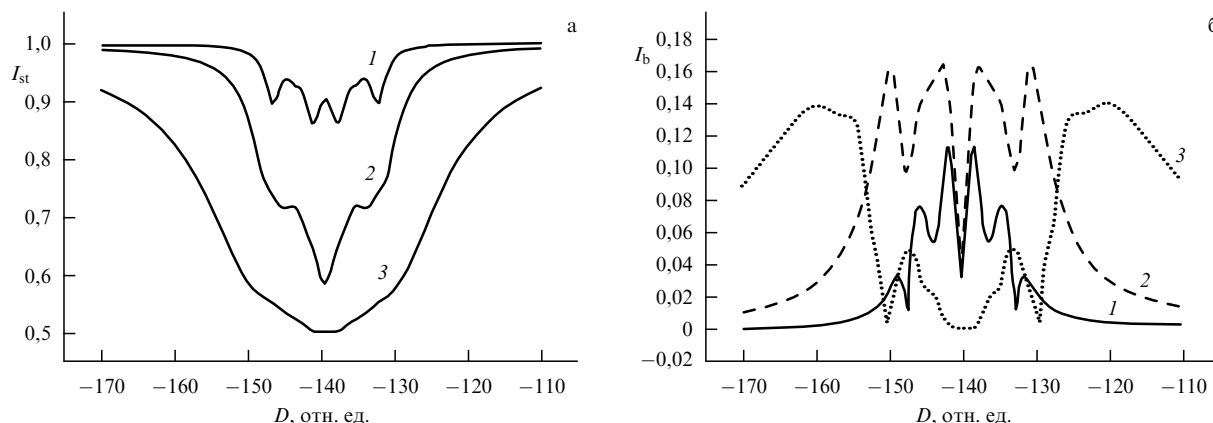


Рис. 4. Бирадиочастотные спектры ГМР. Симметричный случай. Зависимость от толщины поглотителя s [79]: (а) стационарная интенсивность (кривая 1 — $s = 1$, кривая 2 — $s = 10$, кривая 3 — $s = 100$), (б) интенсивность b -гармоники (кривая 1 — $s = 1$, кривая 2 — $s = 10$, кривая 3 — $s = 100$). D — частотная настройка гамма-излучения в единицах $\Gamma/2$.

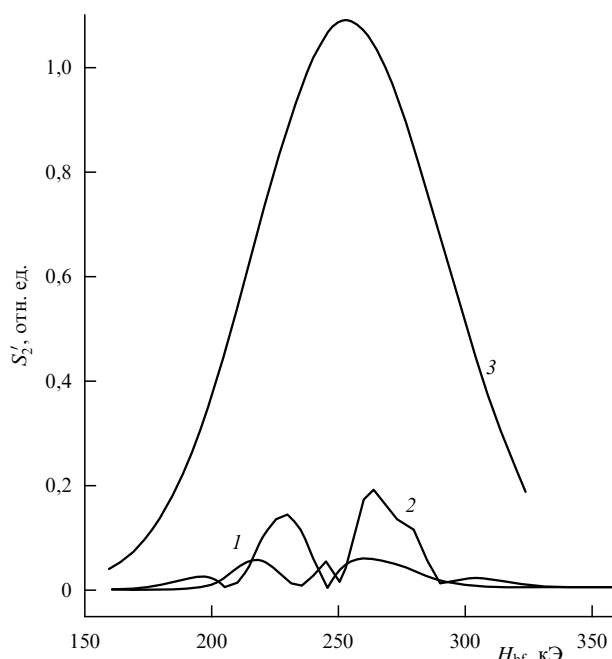


Рис. 5. Распределение интегральной по спектру частот гамма-излучения величины квадрата модуля интенсивности второй модуляционной гармоники в зависимости от величины сверхтонкого поля H_{hf} ($\omega_{0c}/2\pi = 19,91$ МГц, $\omega_{1c}/2\pi = 2,5$ МГц, $\Omega_2 = 3$ МГц) при $\Omega_1/2\pi = 17,91$ МГц (кривая 1) и $\Omega_1/2\pi = 21,91$ МГц (кривая 2). Кривая 3 — гауссова функция $g(H_{hf})$ распределения сверхтонкого поля в аморфном металлическом сплаве, $H_{hf}^0 = 255$ кЭ [83].

ядра, β_N — ядерный магнетон Бора. Частота Ω_1 сильного РЧМП является резонансной лишь для определенного спинового пакета. Поэтому только для данного спинового пакета возникает квазиэнергетическая система уровней. Слабое сканирующее поле H_2 с частотой Ω_2 способно выявить эти квазиэнергетические состояния. Дальнейшая модификация этого метода [81] основывалась на применении низкочастотной модуляции амплитуды РЧМП накачки (поперечные модуляции) и постоянного магнитного поля (продольная модуляция). Анализ показывает, что, например, спектр второй гармоники на частоте Ω_2 имеет узкие линии несмотря на значительный разброс сверхтонких полей [82, 83] (рис. 5).

Результаты данных исследований ждут своего применения при использовании синхротронного гамма-излучения. Дальнейший прогресс ожидается при распространении этих методов на наноструктуры.

В заключение укажем на возможность применения метода ГМР-магнитных квантовых биений для проверки Т-инвариантности ядер со смешанными М1 – Е2-гамма-переходами [84].

4. Радиочастотные, микроволновые и оптические двойные гамма-резонансы

Основная идея большинства предложений по модификации гамма-резонанса заключалась в одновременном возбуждении ядерного магнитного, ферромагнитного, электронного парамагнитного и оптического резонансов [85]. Однако обнаружилось, что вызвать значительные изменения гамма-резонанса таким путем является довольно сложной экспериментальной задачей. Причина состоит в том, что для наблюдения эффекта нужны

достаточно мощные излучения, причем, для того чтобы обеспечить значительную разность заселенностей основного и возбужденного электронных состояний, необходимы низкие температуры. Однако в ферромагнетиках РЧМП с амплитудой, значительно превышающей коэрцитивную силу, и частотой в несколько раз большей, чем ларморовские частоты основного и возбужденного уровней ядра, наблюдался коллапс сверхтонкой структуры мёссбауэровского спектра пермаллоевой фольги (рис. 6) в сильном РЧМП напряженностью 15 Э [86]. В этом случае увеличение частоты РЧМП до 106 МГц приводило к схлопыванию мёссбауэровского спектра в единичную линию. Интерпретация данного эффекта аналогична интерпретации спектрального сужения линий магнитных резонансов при молекулярном движении. В дальнейшем эффект коллапса сверхтонкой структуры мёссбауэровского спектра наблюдался и другими авторами. Следует отметить его применение для определения квадрупольного расщепления [87].

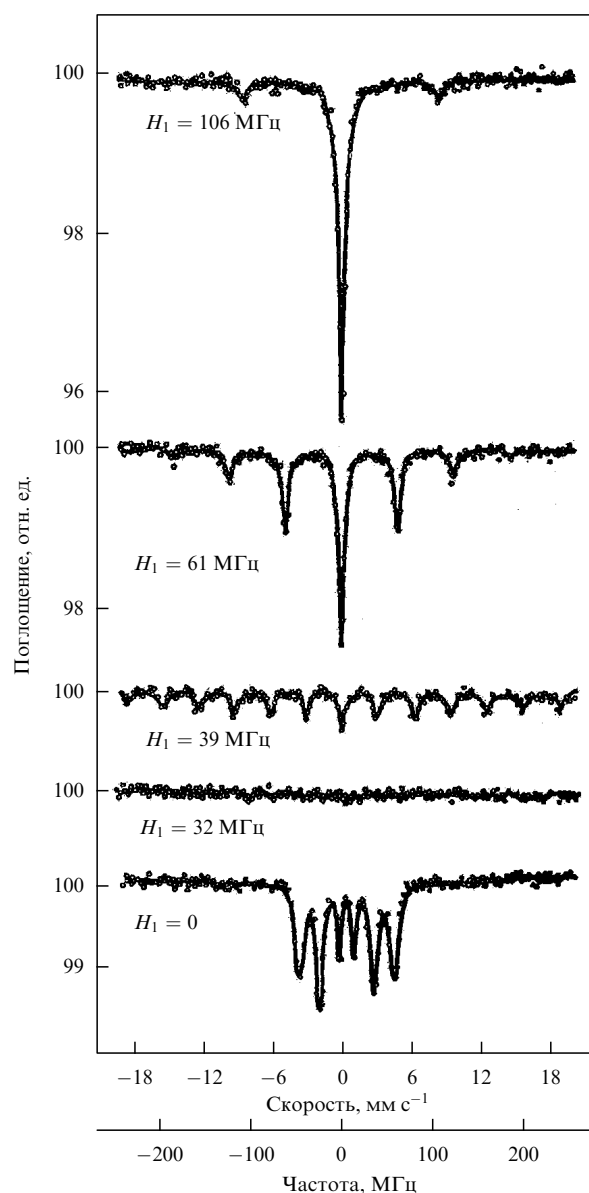


Рис. 6. Эффект РЧМП-коллапса как функция приложенной частоты [86].

Эффект влияния импульсного перемагничивания на гамма-резонанс был исследован на основе анализа откликов от синхротронного излучения на монокристалле FeVO_3 как в геометрии брэгговского рассеяния [88], так и при прохождении излучения через образец [89].

Однако получение подобных эффектов в парамагнетиках за счет возбуждения ЭПР-переходов оказалось довольно сложной задачей в связи с вышеуказанными трудностями. Тем не менее удалось наблюдать уширение так называемых К-линий мёссбауэровского спектра монокристалла алюминиевого нитрата, допированного железом, при его облучении микроволновым магнитным полем с частотой 9,41 ГГц и амплитудой 0,7 Э [90].

В ранних теоретических работах рассматривали возможность влияния оптического излучения на мёссбауэровские спектры, предполагая изменения химического сдвига [91], квадрупольного [92] и магнитного [93, 94] сверхтонких взаимодействий, а также наличие лазерного эффекта "выжигания" узких резонансов в доплеровско-уширенной линии гамма-переходов в газах [95].

Экспериментально удалось наблюдать увеличение квадрупольного расщепления и уменьшение изомерного сдвига в полупроводниках [96] и перераспределение интенсивностей спектральных линий в иттрий-галиевых гранатах [97]. Продолжением этих исследований явились недавние эксперименты по изменению квадрупольного взаимодействия $^{151}\text{Eu}^{3+}$ в ряде монокристаллов [98] и наблюдение вибрационного "звона" после воздействия лазерного импульса на гамма-резонанс ^{57}Fe в MgO [99].

5. Заключение

Подводя итоги результатов развития модуляционной гамма-резонансной спектроскопии, можно прогнозировать в перспективе ее перерастание в нелинейную гамма-резонансную спектроскопию. Однако это произойдет не очень скоро, поскольку связано с необходимостью создания мощных синхротронных и других источников электромагнитного излучения в диапазоне энергий 10–30 кэВ. И, по-видимому, в ближайшие 10 лет исследования будут проходить в рамках рассмотренных выше эффектов модуляционной гамма-резонансной спектроскопии. Сейчас в этом направлении ведутся исследования в России (Казань, Нижний Новгород, Москва), США (Техас), Бельгии (Левен), Румынии (Бухарест) и других странах, что позволяет надеяться на получение новых результатов и их приложений.

Список литературы

- Макаров Е Ф, Митин А В *УФН* **120** 55 (1976)
- Митин А В *Изв. РАН, Сер. физ.* **62** 406 (1998)
- Kishimoto S et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 1831 (2000)
- Mitin A V *Phys. Status Solidi B* **53** 93 (1972)
- Mitin A V *Phys. Lett. A* **84** 278 (1981)
- Mitin A V *Phys. Lett. A* **84** 283 (1981)
- Митин А В *Оптика и спектроск.* **53** 288 (1982)
- Ruby S L, Bolef D I *Phys. Rev. Lett.* **5** 5 (1960)
- Митин А В *Квантовая электроника* **3** 840 (1976)
- Mitin A V, in *Proc. of the XX Colloquium Spectroscopy Intern.: CSI and 7th Intern. Conf. on Atomic Spectroscopy: ICAS, Prague, Czechoslovakia, 1977 Invited Lectures*, p. 461
- Ognjanov N I, Tsankov L T *J. Phys. (Paris)* **44** 859 (1983)
- Ognjanov N I, Tsankov L T *J. Phys. (Paris)* **44** 865 (1983)
- Dzyublik A Ya *Phys. Status Solidi B* **134** 503 (1986)
- Лобко А С, Рубацкая Е Е *Письма в ЖТФ* **16** 46 (1990)
- Лексин В В и др. *ФТТ* **22** 1509 (1980)
- Лексин В В, Манапов Р А, Митин А В *ФТТ* **24** 906 (1982)
- Heiman N D, Pfeiffer L, Walker J C *Phys. Rev. Lett.* **21** 93 (1968)
- Asti G, Albanese G F, Bucci C *Nuovo Cimento B* **57** 531 (1968)
- Baldokhin Ya V et al. *J. Phys. Colloq. (Paris)* **33** C6-145 (1972)
- Митин А В, Тарасов В А *ЖЭТФ* **72** 793 (1977)
- Туров Е А, Луговой А А *ФММ* **50** 717, 903 (1980)
- Луговой А А, Туров Е А, Дякин В В *ФММ* **60** 1124 (1985)
- Mishory J, Bolef D I, in *Mössbauer Effect Methodology: Proc. of the Symp. Vol. 4* (New York: Plenum Press, 1968) p. 13
- Митин А В *ФТТ* **20** 1626 (1978)
- Mitin A V *Solid State Commun.* **39** 1087 (1981)
- Mitin A V *Phys. Status Solidi B* **113** 113 (1982)
- Perlow G J *Phys. Rev. Lett.* **40** 896 (1978)
- Monahan J E, Perlow G J *Phys. Rev. A* **20** 1499 (1979)
- Митин А В, в сб. *Тезисы 2-го Всесоюз. симпозиума по световому эхо, Казань, 17–19 июня 1981* (Отв. ред. И Х Хадыев) (Казань: АН СССР, Казанский филиал, 1981) с. 73
- Zhang Gui-Lin, Du Marchie Van Voorthuysen E H, De Waard H *Phys. Lett. A* **91** 417 (1982)
- Salkola M, Javanainen J, Katila T *Hyperfine Interact.* **29** 1559 (1986)
- Hollatz R, Rüffer R, Gerdau E *Hyperfine Interact.* **42** 1141 (1988)
- Helistö P et al. *Phys. Rev. Lett.* **49** 1209 (1982)
- Helistö P et al. *Hyperfine Interact.* **29** 1563 (1986)
- Shvyd'ko Yu V, Smirnov G V *J. Phys.: Condens. Matter* **4** 2663 (1992)
- Popov S L et al. *Europhys. Lett.* **28** 439 (1994)
- Helistö P et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 2037 (1991)
- Smirnov G V, Potzel W *Hyperfine Interact.* **123/124** 633 (1999)
- Bitter F *Phys. Rev.* **76** 833 (1949)
- Pryce M H L *Phys. Rev.* **77** 136 (1950)
- Hack M N, Hamermesh M *Nuovo Cimento* **19** 546 (1961)
- Matthias E, in *Hyperfine Structure and Nuclear Radiation: Proc. of a Conf., USA, August 25–30, 1967* (Eds E Matthias, D A Shirley) (Amsterdam: North-Holland, 1968) p. 815
- Pfeiffer L, Heiman N D, Walker J C *Phys. Rev. B* **6** 74 (1972)
- Митин А В *ЖЭТФ* **52** 1596 (1967)
- Heiman N D, Walker J C, Pfeiffer L *Phys. Rev.* **184** 281 (1969)
- Якимов С С и др. *Письма в ЖЭТФ* **26** 16 (1977)
- Вагизов Ф Г, Манапов Р А, Митин А В *Оптика и спектроск.* **51** 941 (1981)
- Лексин В В, Манапов Р А, Митин А В *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **50** 2362 (1986)
- Vagizov F G *Hyperfine Interact.* **61** 1359 (1990)
- Vagizov F G *Hyperfine Interact.* **95** 85 (1995)
- Tittonen I et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 2815 (1992)
- Lippmaa M et al. *Phys. Rev. B* **52** 10268 (1995)
- Митин А В, в сб. *Некоторые вопросы магнитной радиоспектроскопии и квантовой акустики: Материалы научной конф., май 1967, Казань* (Под ред. Б М Козырева, У Х Копвиллема) (Казань: КФТИ АН СССР, 1968) с. 120
- Митин А В, Чугунова Г П *ФТТ* **16** 614 (1974)
- Chugunova G P, Mitin A V *Phys. Lett. A* **47** 243 (1974)
- Mitin A V, Chugunova G P *Phys. Status Solidi A* **28** 39 (1975)
- Берсукер И Б, Борщ С А, Огурцов И Я *ФТТ* **15** 2270 (1973)
- Mitin A V, Polyakov N V *Phys. Status Solidi B* **115** 477 (1983)
- Митин А В, in *Proc. of the 5th Intern. Conf. on Mössbauer Spectroscopy, Bratislava, 3–7 September, 1973* (Praha: Czechoslovakia Atomic Energy Commission. Nuclear Information Centre, 1975) p. 615
- Mitin A V *Phys. Lett. A* **84** 278 (1981)
- Митин А В *Изв. РАН. Сер. физ.* **56** (7) 186 (1992)
- Митин А В, Макаров Е Ф, Поляков Н В *ЖЭТФ* **90** 1931 (1986)
- Mitin A V, Polyakov N V *Phys. Lett. A* **114** 27 (1986)
- Войтовецкий В К и др. *Письма в ЖЭТФ* **36** 322 (1982)
- Митин А В, Любимов В Ю, Садыков Э К *Письма в ЖЭТФ* **81** 538 (2005)
- Башкиров Ш Ш, Садыков Э К *ФТТ* **20** 3444 (1978)
- Bashkirov Sh Sh, Belyanin A L, Sadykov E K *Phys. Status Solidi B* **93** 437 (1979)
- Dzyublik A Ya *Phys. Status Solidi B* **104** 81 (1981)

69. Афанасьев А М, Александров П Я, Якимов С С, Препринт ИАЭ-3337/9 (М.: ИАЭ, 1980)
70. Mitin A V *Phys. Lett. A* **84** 283 (1981)
71. Митин А В *Оптика и спектроск.* **53** 288 (1982)
72. Митин А В, Дисс. ... докт. физ.-мат. наук (Казань: КГТУ, 1984)
73. Александров Е Б *УФН* **107** 595 (1972)
74. Митин А В, в сб. *Тезисы Всесоюз. совещания по ядерно-спектроскопическим исследованиям сверхтонких взаимодействий, Москва, 1985* (М., 1985) с. 110
75. Sadykov E K, Zakirov L L, Yurichuk A A *Laser Phys.* **11** 409 (2001)
76. Садыков Э К и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **67** 995 (2003)
77. Harris S E *Phys. Today* (7) **50** 36 (1997)
78. Митин А В, Роганов Д Ф *Изв. РАН. Сер. физ.* **65** 941 (2001)
79. Митин А В, Анискин И П, Тарасов В А *Изв. РАН. Сер. физ.* **69** 1414 (2005)
80. Дабагов С Б *УФН* **173** 1083 (2003)
81. Mitin A V *Phys. Lett. A* **213** 207 (1996)
82. Mitin A V, in *Proc. First Intern. Induced Gamma Emission Workshop 1997, Predeal, Romania* (Eds I I Popescu, C A Ur) (Bucharest: IGE Foundation, 1999) p. 145
83. Митин А В *Оптика и спектроск.* **92** 432 (2002)
84. Mitin A V, Aniskin I P, in *Proc. of 7th AFOSR Workshop on Isomers and Quantum Nucleonics, Dubna, June 26–July 1, 2005* (Eds S A Kamarin, J J Carroll, E A Cherepanov) (Dubna, 2006) p. 206
85. Poole C P (Jr.), Farach H A *J. Magn. Res.* **1** 551 (1969)
86. Pfeiffer L J. *Appl. Phys.* **42** 1725 (1971)
87. Korciewicz M, Wagner H-G, Gonsler U *Solid State Commun.* **48** 531 (1983)
88. Shvyd'ko Yu V et al. *Phys. Rev. B* **52** R711 (1995)
89. Shvyd'ko Yu V et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 3232 (1996)
90. Cherepanov V M et al., in *Proc. of the First Intern. Induced Gamma Emission Workshop, Predeal, Romania* (Eds I I Popescu, C A Ur) (Bucharest: IGE Foundation, 1999) p. 394
91. Берсукер И Б, Коварский В А *Письма в ЖЭТФ* **2** 286 (1965)
92. Башкиров Ш Ш, Садыков Э К *Письма в ЖЭТФ* **3** 240 (1966)
93. Митин А В *ФТТ* **10** 3632 (1968)
94. Иванов А С, Колпаков А В, Кузьмин Р Н *ФТТ* **16** 1229 (1974)
95. Letokhov V S *Phys. Rev. A* **12** 1954 (1975)
96. Башкиров Ш Ш и др. *Письма в ЖЭТФ* **27** 486 (1978)
97. Бибикина Ю Ф и др. *ФТТ* **22** 2349 (1980)
98. Olariu S et al., in *Intern. Conf. of the Applications of the Mössbauer Effect: ICAME 2005, Montpellier, France, September 5–9, 2005*, Abstracts, p. T6–P17
99. Vagizov F et al., in *Intern. Conf. of the Applications of the Mössbauer Effect: ICAME 2005, Montpellier, France, September 5–9, 2005*, Abstracts, p. T6–P29

PACS numbers: 07.60.–j, 87.64.–t

Методы и приборы иммунного экспресс-анализа. Новый подход к решению проблемы

В.Е. Курочкин

1. Введение

Бурное развитие гетерогенного иммунного анализа (ГетИА) обусловлено высокой специфичностью реакций антиген (Аг)–антитело (Ат), основанной на молекулярном узнавании по принципу "ключ–замок". С теоретической точки зрения это позволяет — при наличии высокочувствительных методов детектирования и быстродействующих механизмов переноса единичных Аг к активным центрам, иммобилизованным на поверхности, — обнаруживать одну молекулу (частицу) искомого вещества в реальном масштабе времени. Наибольшую значимость практическое решение этой задачи имеет для

эпидемиологии при обнаружении возбудителей особо опасных инфекционных заболеваний в многокомпонентных пробах окружающей среды.

Разработанная автором концепция построения высокочувствительных систем экспресс-анализа основана на результатах работ, проводимых в трех основных направлениях.

1. Целенаправленное использование физических процессов, происходящих в поле ультразвуковой стоячей волны (УЗСВ), для доставки Аг к поверхности иммуносорбента (ИС) при диффузионных и концентрационных ограничениях массопереноса, а также для минимизации влияния неспецифически сорбирующихся примесей.

2. Развитие теоретических положений отражательной фотометрии применительно к тонкослойным оптически прозрачным элементам (хемо- и биосенсорам) для создания высокочувствительных детекторов, работающих в реальном режиме времени и оптимально сопряженных с блоком постановки реакций.

3. Исследование свойств рекуррентного стохастического алгоритма оценивания сигналов типа "линейный тренд" для получения быстродействующего помехоустойчивого оценивания информативных параметров сигналов.

2. Интенсификация реакций антиген–антитело с помощью стоячей волны ультразвукового поля

Анализ различных способов ускорения массопереноса в ГетИА показал, что применение традиционных методов — проточный режим, интенсификация перемешивания и др. — является недостаточно результативным [1–3]. Наиболее перспективным представляется применение УЗ-полей, причем, по мнению автора, наибольшие преимущества дает постановка реакций Аг–Ат в некавитирующем поле УЗСВ мегагерцового диапазона, так как это позволяет:

— формировать слои ИС с периодичностью в половину длины УЗ-волны (используя действие радиационной силы на частицы ИС [4–6]);

— удерживать частицы ИС во взвешенном состоянии в УЗ-ячейке в проточном режиме, противодействуя силе Стокса, что обеспечивает возможность смены растворов ингредиентов [7];

— организовывать в микрообъемах проб бесконтактное перемешивание с заданным пространственным масштабом L (с помощью конвективных течений — $L \gg \lambda$, течений Рэлея — $L \sim \lambda/2$, пограничных течений Шлихтинга — $L = (\lambda/4) 2\delta$, где $\delta = (v/\pi f)^{1/2}$ — толщина акустического пограничного слоя, v — кинематическая вязкость жидкости, f — частота колебаний [8]). При обычных условиях (вода, температура 20 °C) и $f = 3$ МГц — толщина пограничного слоя $\delta \sim 0,3$ мкм.

Автором была выдвинута гипотеза, согласно которой целенаправленное создание течения Рэлея или сочетания течений Рэлея и Шлихтинга является основой нового универсального быстродействующего механизма переноса определяемых Аг к поверхности ИС. Скорость течений, пропорциональная средней плотности акустической энергии E [8] и, следовательно, регулируемая в широком диапазоне, должна выбираться так, чтобы: а) значительно увеличивать скорость массопереноса, т.е. вероятность встречи Аг с Ат; б) не препятство-

вать специфическим взаимодействиям, т.е. кинетическая энергия Аг должна быть меньше энергии связи Аг–Ат; в) уменьшать вероятность неспецифических взаимодействий компонентов пробы с поверхностью ИС; г) обеспечивать быстрое и эффективное удаление неспецифически сорбировавшихся компонентов пробы на стадии отмывки.

В случае Аг бактериальной природы в УЗСВ возможна реализация дополнительного механизма переноса — перемещение Аг к поверхности ИС под действием радиационной силы, приводящее к концентрированию частиц в узлах давления или пучности (в зависимости от свойств среды и частиц). Эффективность этого механизма возрастает с увеличением размера частиц. (При определенных соотношениях плотностей и сжимаемостей частиц и среды этот механизм может тормозить или даже блокировать перенос частиц акустическими течениями.)

Для оценки справедливости гипотезы и возможности практической реализации предложенного механизма создана экспериментальная установка (рис. 1), состоящая из блока постановки специфических реакций на микросферах ИС и блока регистрации флуоресценции. Блок постановки реакций включает УЗ-излучатель, сменные реакционные микрокамеры (объемом 15, 20 и 25 мкл), насосы для ввода ингредиентов реакций и термостатирующей жидкости. Микрокамера установлена в фокусе объектива 11 (см. рис. 1), через который подается возбуждающее излучение на продукты реакции и собирается информативный сигнал.

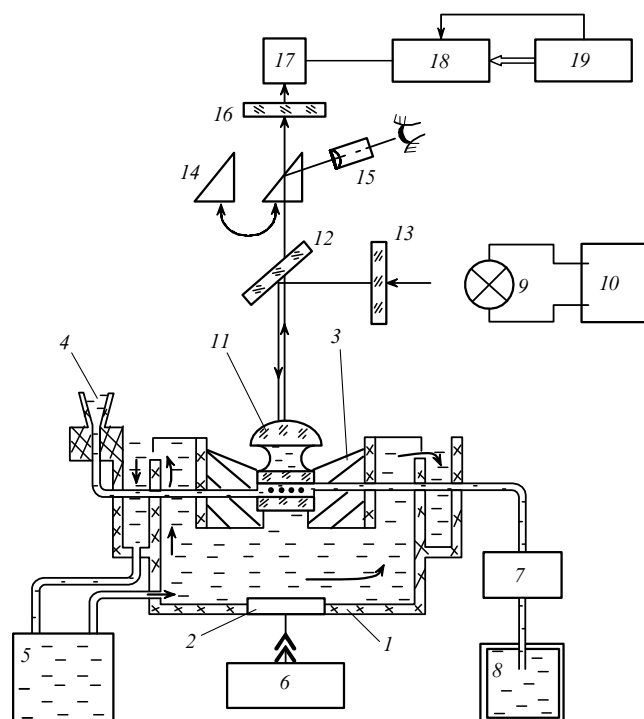


Рис. 1. Функциональная схема экспериментальной установки: 1 — держатель УЗ-излучателя; 2 — УЗ-излучатель; 3 — микрокамера; 4 — микроворонка; 5 — насос с термостатом; 6 — генератор высокой частоты (ГВЧ); 7 — перистальтический насос; 8 — емкость; 9, 10 — источник излучения; 11 — объектив; 12, 13, 16 — светофильтры; 14 — поворотная призма; 15 — окуляр; 17 — фотоэлектронный умножитель (ФЭУ); 18 — аналого-цифровой преобразователь (АЦП); 19 — компьютер.

Рабочие параметры установки: $f = 1\text{--}4$ МГц, $E = 1\text{--}10$ Дж м^{-3} , скорость прокачки раствора $u = 0,02\text{--}0,50$ см с^{-1} .

Иммуносорбент приготовлен на основе оптически прозрачных агарозных или сефарозных сферических частиц радиусом $R = 15$ мкм.

На стадии предварительных исследований изучена зависимость степени удерживания частиц от E , f , u и R , выбраны оптимальные условия для полного удерживания частиц ИС в потоке при объемной скорости до 1 мл мин^{-1} . Разработаны способы формирования заданного числа плотноупакованных монослоев ИС (≥ 1), параллельных плоскости излучателя, в одно- и двухволновых УЗ-камерах.

Эффективность предложенного механизма интенсификации реакций Аг–Ат оценивали сравнением аналитических характеристик, полученных при проведении анализа в УЗСВ и традиционным методом [9] — в микропланшете при перемешивании многократным пипетированием. Основные аналитические характеристики: время, необходимое для завершения реакции (t_p), время отмывки от примесей (t_o), чувствительность (предел детектирования (ПрД)). Исследуемые агенты — антигены различных размеров (иммуноглобулины, токсины, вирусы, бактерии).

Из экспериментальных данных следует, что t_p зависит от размера антигенов (рис. 2а), но даже в "наихудшем случае" (крупные бактерии бруцеллеза) при использовании УЗ-поля t_p сокращается в 25 раз по сравнению со временем реакции в традиционном методе (кривая 3 на рис. 2а и кривая на рис. 2б соответственно) и не превышает 90 с.

Применение УЗ-поля позволяет не только значительно уменьшить t_p , но и в три раза сократить стадию

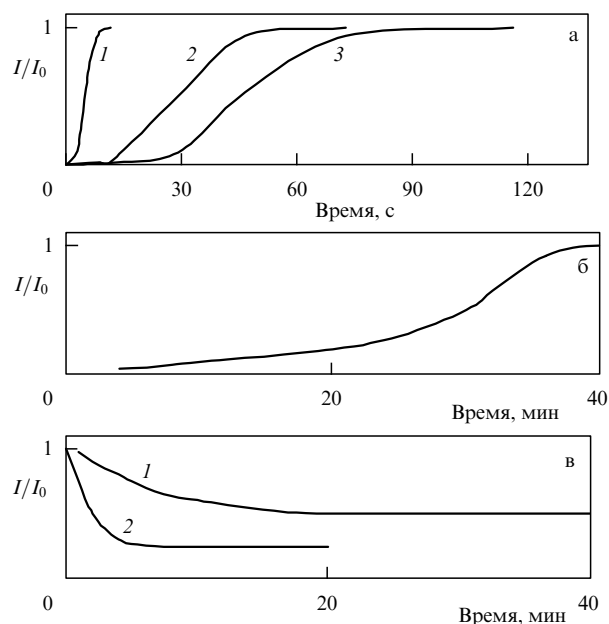


Рис. 2. Зависимости интенсивности люминесценции от времени инкубирования (а), (б) и времени отмывки (в). На рисунке а реакции в УЗСВ, антигены: кривая 1 — иммуноглобулины ($D \sim 0,04$ мкм); кривая 2 — хламидии ($D \sim 0,3$ мкм); кривая 3 — бруцеллы ($0,4 \times 1,2$ мкм); на рис. б — традиционная постановка, антиген бруцеллы; на рис. в, кривая 1 — традиционный способ отмывки, кривая 2 — отмывка в УЗСВ.

отмывки ИС от неспецифически сорбировавшихся примесей благодаря сочетанию проточного режима промывания с действием акустических пограничных течений (рис. 2в).

Применимость метода для практических целей проверяли с помощью шифрованных проб, содержащих в качестве примесей гетерологичные микроорганизмы и токсины (пороговые и более высокие концентрации), а также пыль и некоторые биоактивные вещества (суммарная концентрация $0,125-0,25 \text{ мг мл}^{-1}$). Количество и вид примесей, добавляемых в анализируемые пробы, изменяли по закону случайных чисел. Время инкубирования составляло 120 с. При оценке специфичности по результатам исследования 65 проб получены следующие результаты: чувствительность обнаружения — 1; специфичность обнаружения — 0,95; относительный риск — 0; доля ложноположительных результатов — $1/45$; доля ложноотрицательных результатов — 0.

Указанные результаты, а также оценки ПрД (табл.) показывают, что предложенный и реализованный автором механизм интенсификации ГетИА позволяет быстро, достоверно и воспроизводимо обнаруживать присутствие единичных возбудителей инфекционных заболеваний в микрообъемах проб при наличии помех. (Содержание бактерий бруцеллеза и туляремии в УЗ-ячейке составляло 10 микробных тел и 2 микробных тела соответственно.)

Таблица. Оценка чувствительности экспресс-анализа

Иммуноактивный объект	Чувствительность, микробные тела на 1 см^3 (разведение)	
	Прибор	Референтный метод
Бактерии туляремии	1×10^2	1×10^4
Анатоксин столбнячный	(1 : 1000)	(1 : 200)
Бактерии бруцеллеза	5×10^2	1×10^4
Вирус осповакцины	(1 : 200)	(1 : 1)
Риккетсии <i>D. sibiricus</i>	(1 : 2000)	(1 : 250)

Новизна способа защищена авторскими свидетельствами [10, 11]; экспериментальные результаты частично отражены в работе [12].

Обоснованность разработанной автором концепции применения УЗСВ и технических решений была подтверждена позднее другими исследователями, которые предложили аналогичный вариант построения одно- и полуволновых камер для исследования агрегации частиц и акустических течений в УЗСВ [13], использование рэлеевского акустического течения или проточных УЗ-камер для ускорения массопереноса к живым индикаторным клеткам при оценке токсичности воды [14], применение УЗСВ для увеличения чувствительности определения бактериальных спор методом ГетИА в проточных камерах [15]. (Оценку применимости устройств и методов для анализа реальных проб в двух последних работах не проводили.)

3. Принципы создания высокочувствительных оптических детекторов

Классическое фотометрирование тонкослойных объектов (монослоев ИС в одноволновых и двухволновых

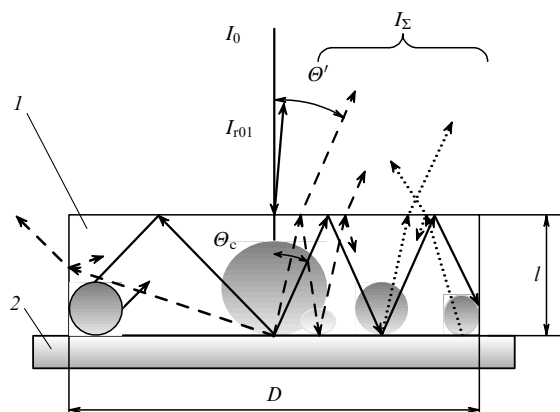


Рис. 3. Схема распространения световых потоков в тонкослойном оптически прозрачном элементе 1 ограниченного размера на отражающей подложке 2 (см. пояснения в тексте).

УЗ-кюветах и оптических сенсоров на основе селективных пластифицированных мембран) в проходящем свете приводит к низкой чувствительности анализа [16]. В то же время известно [17], что диффузное излучение поглощается эффективнее, чем направленное, а многократное отражение светового потока автоматически увеличивает длину оптического пути. Можно поэтому ожидать, что при помещении тонких оптически прозрачных чувствительных элементов (ЧЭ) на диффузно отражающую подложку и проведении измерений в отраженном свете чувствительность анализа увеличится. В связи с отсутствием адекватных теоретических моделей [18–20] нами дано описание процессов распространения светового потока в ЧЭ с ограниченным размером, оптически сопряженных с отражающей подложкой.

Чувствительный элемент представляет собой цилиндр (диаметром D и высотой l) из оптически прозрачного материала (рис. 3), характеризующийся геометрическим безразмерным параметром $g = D/l$, показателем преломления n и коэффициентом экстинкции ε . Подложка имеет коэффициент отражения $\rho_b(\theta')$ и показатель преломления n_b .

Принятые допущения: а) поглощающие свет компоненты распределены по объему ЧЭ равномерно, а пропускание изменяется по закону Бера (в соответствии с изменениями концентрации компонентов); б) коэффициент отражения светового потока вблизи критического угла θ_c полного внутреннего отражения (ПВО) изменяется скачкообразно; в) средняя высота шероховатостей ЧЭ и отражающей подложки много меньше длины волны зондирующего излучения.

Пусть на ЧЭ перпендикулярно поверхности падает параллельный световой поток с интенсивностью I_0 и поперечным сечением $d < D$. (Отраженные от подложки лучи падают на границу раздела ЧЭ–воздух под углом θ_c .) Тогда общая интенсивность светового потока I_{Σ} , выходящего из ЧЭ под углом θ' , может быть представлена в виде

$$I_{\Sigma} = I_0 B(\theta') [\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4] \exp \left[-\varepsilon l \left(1 + \frac{1}{\cos \theta'} \right) \right], \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned}
 B(\Theta') &= [1 - \rho_{10}(\Theta')][1 - \rho_{01}] \rho_b(\Theta'); \\
 \Phi_1 &= \frac{E(0) \exp(-2\epsilon l)}{1 - E(0) \exp(-2\epsilon l)}; \\
 \Phi_2 &= \int_{\delta}^{\Theta_1} \frac{d\Theta}{1 - E(\Theta) \exp(-2\epsilon l / \cos \Theta)}; \\
 \Phi_3 &= \rho_c \int_{\Theta_1}^{\Theta_2} \frac{\exp(-2\epsilon l / \cos \Theta) d\Theta}{1 - E(\Theta) \exp(-2\epsilon l / \cos \Theta)}; \\
 \Phi_4 &= \rho_c \int_{\Theta_2}^{\Theta_3} \frac{\rho_b(\Theta) \rho_{10}(\pi/2 - \Theta) \exp(-2\epsilon l / \cos \Theta) d\Theta}{1 - E(\Theta) \exp(-2\epsilon l / \cos \Theta)}; \\
 E(\Theta) &= \rho_{10} \rho_b(\Theta); \quad \delta \rightarrow 0; \quad \Theta_1 \leq \Theta_c = \arcsin\left(\frac{1}{n}\right); \\
 \Theta_c &> \arctan\left(\frac{g}{2}\right); \quad \Theta_2 = \arctan \frac{g - 2 \tan \Theta'}{4};
 \end{aligned}$$

$\Theta_3 = \arctan(3g/2)$; ρ_{10} и ρ_{01} — коэффициенты отражения от границы раздела ЧЭ–воздух и воздух–ЧЭ соответственно, ρ_c — коэффициент критического отражения, $\rho_b(\Theta)$ — функция отражательной способности подложки под углом распространения светового потока Θ в ЧЭ.

Каждый из членов суммы Φ_i в (1) описывает вклад различных составляющих потока: Φ_1 — многократного отражения луча, падающего по нормали к поверхности элемента; Φ_2 — первого отражения от подложки в интервале углов $[\delta, \Theta_1]$ и многократных отражений светового потока от торцевых поверхностей ЧЭ; Φ_3 — первых отражений от подложки в интервале углов $[\Theta_1, \Theta_2]$, которые испытывают ПВО от верхней поверхности ЧЭ и образуют световые потоки с высокой яркостью, сравнимой с первым отражением; Φ_4 — отражений от боковых поверхностей ЧЭ.

Оценка относительных вкладов составляющих потока показывает, что Φ_1 меньше Φ_2 и Φ_3 . Величина Φ_2 зависит от отражательных свойств подложки (вклад многократного отражения от боковых поверхностей мал). Вклад Φ_3 соизмерим с Φ_2 , а верхняя граница углов определяется величиной g . Величина Φ_4 меньше Φ_1 , Φ_2 и Φ_3 , так как коэффициенты $\rho_b(\Theta)$ и $\rho_{10}(\pi/2 - \Theta)$ много меньше 1, а рассматриваемая область углов $[\Theta_2, \Theta_3]$ мала и находится вблизи $\pi/2$.

Наибольший вклад в величину I_Σ вносят первое отражение от подложки и многократные отражения (с большой яркостью), определяемые условиями ПВО. При $g > 10$ величина I_Σ в основном определяется суммой Φ_2 и Φ_3 , вносящих наибольший вклад в результирующее световое поле.

Зависимость коэффициента отражения $r(\Theta')$ от ϵl может быть оценена следующим образом:

$$r(\Theta') = \frac{I_\Sigma}{I_{\Sigma 0}} = \frac{L}{L_0} \exp \left[-\epsilon l \left(1 + \frac{1}{\cos \Theta'} \right) \right], \quad (2)$$

где $I_{\Sigma 0}$ — фоновый сигнал (в отсутствие поглощающих свет компонентов); Θ' — угол распространения светового потока вне ЧЭ,

$$\begin{aligned}
 L &= \sum_{i=1}^4 \Phi_i; \quad L_0 = \frac{E(0)}{1 - E(0)} + \int_{\delta}^{\Theta_1} \frac{d\Theta}{1 - E(\Theta)} + \\
 &+ \rho_c \left[\int_{\Theta_1}^{\Theta_2} \frac{d\Theta}{1 - E(\Theta)} + \int_{\Theta_2}^{\Theta_3} \frac{\rho_b(\Theta) \rho_{10}(\Theta') d\Theta}{1 - E(\Theta)} \right].
 \end{aligned}$$

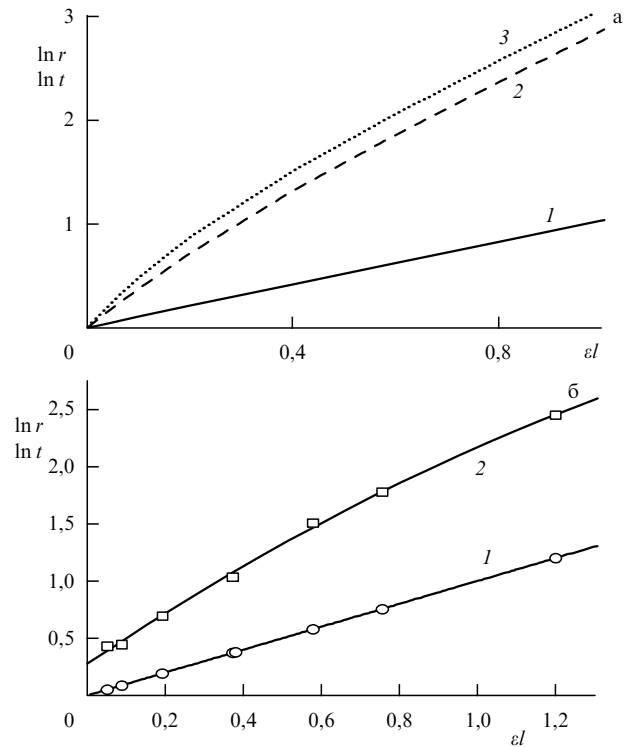


Рис. 4. (а) Теоретические зависимости оценок логарифма коэффициента пропускания ($\ln r$) (кривая 1) и логарифма коэффициента отражения ($\ln r$) от значения ϵl для ЧЭ ($n = 1,45$). Оценки отражательной способности получены для ЧЭ на диффузно отражающей подложке с $\rho_{b0} = 0,1$ при $g = 5$ (кривая 2) и $g = 20$ (кривая 3). (б) Экспериментальные результаты для тех же зависимостей для имитатора сенсора в проходящем (1) и отраженном (2) свете, полученные на $\lambda = 550$ нм при угле регистрации отраженного света 45° .

Расчеты показывают (рис. 4а), что даже при использовании слабо отражающей подложки ($\rho_{b0} = 0,1$) в диапазоне $\epsilon l \in (0; 0,1)$ поглощение в отраженном свете ($\ln r$) значительно выше, чем в проходящем ($\ln t$) и зависит от g . Так, при $\epsilon l = 0,05$ относительное увеличение информативного сигнала $K = \ln r / \ln t$ должно составлять $K = 2,5$ ($g = 2$), $K = 3,6$ ($g = 5$) и $K = 5,1$ ($g = 20$). При $\epsilon l = 1,0$ $K = 2,4$ ($g = 2$) и $K = 3,1$ ($g = 20$).

Величина информативного сигнала, регистрируемого фотоприемником, зависит от угла регистрации отраженного светового потока Θ' и угла поля зрения детектора, которые, как и g , должны выбираться в соответствии с требуемыми диапазоном и чувствительностью измерений.

Экспериментальную проверку оценок (2) (рис. 4б) проводили с помощью имитаторов сенсоров — нейтральных стекол (НС) марки НС6, НС7, НС8, НС9 и НС10 ($D = 6$ мм, $l = 0,3$ мм, $g = 20$), расположенных на фторопластовой подложке. В области $\epsilon l \in (0; 0,1)$ $K = 5$, что соответствует расчетным значениям. В диапазоне $\epsilon l = 0,12 - 1,25$ отклонение экспериментальных оценок от рассчитанных значений не превышало $\pm 5\%$. Подробное обсуждение полученных теоретических и экспериментальных результатов приведено в [23, 24].

Таким образом, показано, что измерения в отраженном свете приводят к "автоподстройке" длины оптического пути: чем меньше концентрация поглощающего вещества, тем больше оптический путь зондирующего

излучения, и наоборот, увеличение концентрации сокращает длину оптического пути. Это позволяет увеличивать чувствительность измерений в области малых концентраций и расширять динамический диапазон, т.е. создавать условия для использования различных способов регистрации информативного сигнала — не только методом конечной точки, но и кинетическим методом [25, 26]. Кинетические измерения в отраженном свете были применены при создании быстродействующих хемосенсоров на основе селективных оптически прозрачных пластифицированных мембран [25].

4. Исследование свойств и программно-аппаратная реализация рекуррентного алгоритма оценивания сигналов типа "линейный тренд"

Разработанные устройства и методы позволяют проводить анализ при двух способах регистрации сигнала — по методу конечной точки и в кинетическом режиме. В обоих случаях выходной сигнал детектора имеет детерминированную форму с неизвестными информативными параметрами, подлежащими оцениванию. С помощью преобразования координат "сигнал q –время t ", а именно ввода специальной временной шкалы $\varphi(t)$ и трансформации $x(q)$, можно получить зависимость в форме

$$x = a_0 + b_0 \varphi(t) + \xi(t), \quad (3)$$

где a_0 , b_0 — информативные оцениваемые параметры, $\xi(t)$ — аддитивная случайная помеха с априорно неизвестным законом распределения.

Основными задачами являлись: а) анализ составляющих сигналов типа линейного тренда (3); б) выбор и исследование алгоритмов оценивания параметров a_0 , b_0 ; в) оптимизация алгоритмов по критериям минимизации ошибки оценивания и/или затрат вычислительных ресурсов; г) программно-аппаратная реализация. Решению этих задач посвящен цикл наших работ [27–29].

В большинстве случаев информативным является параметр b_0 . Переход к первой разности от совокупности трендов (3) позволяет получить совокупности постоянных сигналов с аддитивной симметричной (и, следовательно, центрированной) помехой. Последняя задача эффективно решается с помощью применения алгоритма Фабиана–Цыпкина [30]:

$$c_{n+1} = c_n - \frac{\beta}{n} \Psi(c_n - x_{n+1}), \quad (4)$$

где

$$\Psi(z) = \begin{cases} -1, & z \leq -\Delta \\ 0, & |z| < \Delta \\ 1, & z \geq \Delta \end{cases},$$

$x_{n+1} = c^* + \xi_{n+1}$ — измерение, ξ_{n+1} — помеха, c_n , c_{n+1} — оценки величины c^* на n -м и $(n+1)$ -м шагах оценивания, β — параметр алгоритма, 2Δ — величина зоны нечувствительности, в случае $\Delta = 0$, $\Psi(z) = \text{sign}(z)$. Известно [30, 31], что в отличие от оценки, получаемой с помощью метода наименьших квадратов, оценка, получаемая на основе рекуррентного алгоритма (4), робастна (устойчива к выбросам). Эффективность оценивания в общем

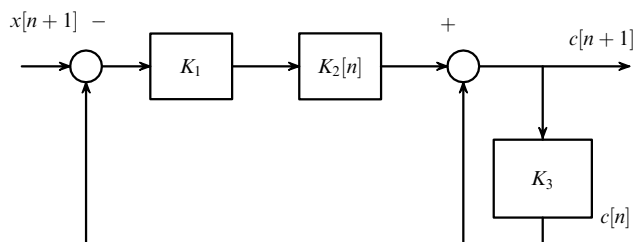


Рис. 5. Структурная схема САУ, реализующей алгоритм (4) (см. пояснения в тексте).

случае существенно зависит от параметров (β, Δ) [31], выбор которых оптимизируется по критерию минимума дисперсии ошибки оценивания.

Неисследованный ранее случай треугольной (симпсоновской) помехи как первой разности равномерно распределенных помех описан в [27]. Впервые доказано, что только в этом случае при оптимальном соотношении β/Δ дисперсия ошибки оценивания не зависит от зоны нечувствительности.

Важным основополагающим результатом явилась оригинальная авторская интерпретация алгоритма (4) как системы автоматического управления (САУ) [29] (рис. 5), что позволило использовать методы, применяемые в САУ, для оценки его устойчивости и, как следствие, сходимости оценки c_n к истинному значению c^* .

Основные свойства САУ: а) дискретна, б) имеет два контура обратной связи, один из которых предназначен для отрицательной обратной связи, в) содержит нелинейный элемент K_1 , реализующий функцию Ψ (неидеальное реле с зоной нечувствительности 2Δ), г) содержит звено с переменными параметрами $K_2[n]$, реализующее умножение на β/n , д) имеет линию задержки на один такт с передаточной характеристикой K_3 .

Вывод исследования [29] — при наличии любой ненулевой зоны нечувствительности данная САУ асимптотически устойчива — полностью подтвержден работами других авторов.

Для практической реализации алгоритма (4) в виде вычислительного устройства были решены задачи: а) выбор параметров β и Δ на основе экстремальных порядковых статистик, требующих только рекуррентного пересчета минимального и максимального элементов, б) выбор начального приближения оценки как центра размаха (на той же основе), в) обоснование критерия остановки оценивания (например из-за разладки, т.е. изменения формы тренда сигналов). При этом фиксировались знаки нелинейного слагаемого в (4), строилась их гистограмма и оценивалась ее асимметрия [28, 29], т.е. применялись экономичные процедуры, не требующие упорядочивания (поиск медианы, центра сгиба и т.д.).

Описанное устройство реализует экономичные вычислительные процедуры, эффективно осуществляя оценивание в условиях минимальной априорной информации о параметрах случайной помехи. Тем самым реализована возможность разработки и создания унифицированного вычислительного алгоритма и приборного блока, пригодного для широкого класса приборов экспресс-анализа, в том числе портативных и микроформатных.

5. Заключение

Предсказание и реализация новых механизмов ускорения иммунных реакций при ГетИА открыли ранее неизвестные возможности практического применения поля УЗСВ:

— для развития высокоинформативных методов исследования иммуоактивных объектов молекулярной, надмолекулярной и клеточной организации;

— для создания высокоселективных устройств пробоподготовки.

Сейчас нами разрабатываются устройства и методы пробоподготовки для определения и исследования биообъектов на основе анализа молекул нуклеиновых кислот (методы полимеразной цепной реакции, в том числе в реальном масштабе времени). В указанных устройствах иммуносорбентное выделение биообъектов в поле УЗСВ предотвращает ингибирование полимеразной реакции примесями. При этом экспресс-определение иммуоактивных объектов, не содержащих нуклеиновых кислот, например токсинов, осуществляется иммунной реакцией в поле УЗСВ. В основе разработки лежат фундаментальные исследования свойств УЗ-полей и поведения в поле УЗСВ биообъектов, представленных в разделе 2.

Результатом теоретического анализа распространения светового потока в ранее неисследованном объекте фотометрии — оптически прозрачном светопоглощающем тонком элементе ограниченного размера, расположенном на диффузно отражающей подложке, — явилось создание простой универсальной схемы детектора (рис. 6), которая легко преобразуется в многоканальную, например с помощью оптоволоконных технологий [32]. Предложенная схема использована в целом ряде

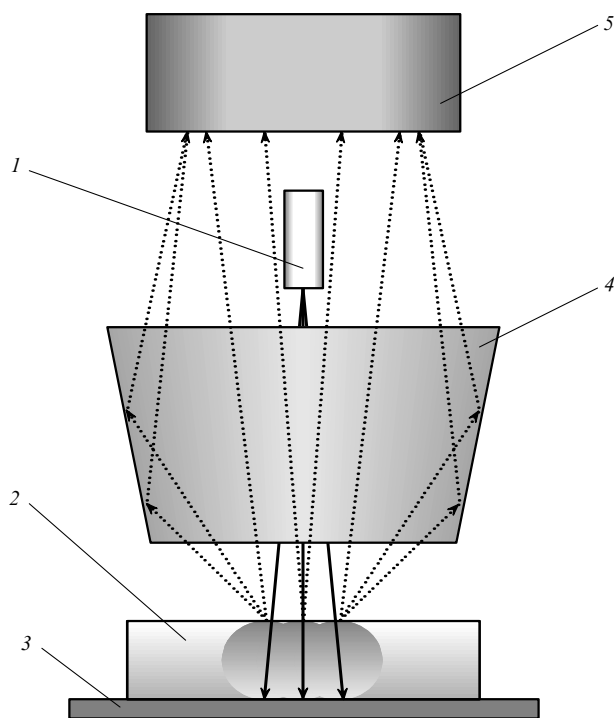


Рис. 6. Оптическая схема фотометра отраженного света: 1 — источник излучения, 2 — чувствительный элемент (хемосенсор), 3 — отражающая подложка, 4 — устройство сбора излучения (эллиптическое зеркало), 5 — фотоприемное устройство.

приборов, разработанных в Институте аналитического приборостроения РАН и выпускаемых серийно: анализаторе иммуоактивных объектов "Иматест-01" [33], приборах высокоэффективного капиллярного электрофореза со спектрофотометрическим и флуоресцентным детекторами "Нанофор-01" и "Нанофор-02", анализаторах нуклеиновых кислот АНК-16, АНК-32, АНК-96, анализаторе последовательности нуклеиновых кислот (АНПК), анализаторе "Лазерный иммунолюминесцентный анализатор клеток", хемосенсорных анализаторах "Sen" и "μSen".

Список литературы

1. Иммуноферментный анализ (Под ред. Т. Т. Нго, Г. Ленхофф) (М.: Мир, 1988)
2. Егоров А. М. и др. Теория и практика иммуноферментного анализа (М.: Высшая школа, 1991)
3. Widder K. J. et al. *Clin. Immunol. Immunopathol.* **14** 395 (1979)
4. King L. V. *Proc. R. Soc. London Ser. A* **147** 212 (1934)
5. Yosioka K., Kawasima Y. *Acustica* **5** (3) 167 (1955)
6. Горьков Л. П. *ДАН СССР* **140** (1) 88 (1961)
7. Князьков Н. Н. Дисс. ... канд. техн. наук (Пушкино: Институт биологической физики АН СССР, 1983)
8. Зарембо Л. К., Красильников В. А. *Введение в нелинейную акустику* (М.: Наука, 1966)
9. Методические рекомендации по получению и применению иммуноглобулинового сепарозного диагностикума для индикации возбудителя орнитоза (пситткоза) и двух видов хламидий (М.: Минздрав СССР, 1981) с. 15
10. Блохин К. В. и др. "Способ постановки серологической реакции", Авт. свид. СССР 1208916, приоритет от 30.11.83 (1985)
11. Князьков Н. Н., Курочкин В. Е. "Способ выявления иммуоактивных объектов", Авт. свид. СССР 1250576, приоритет от 13.01.84 (1986)
12. Князьков Н. Н., Курочкин В. Е. *Бюлл. экспериментальной биологии и медицины* (5) 586 (1996)
13. Spengler J. F. et al. *Bioseparation* **9** 329 (2000)
14. Morgan J. et al. *Toxicology in Vitro* **18** 115 (2004)
15. Hawkes J. J. et al. *Biosensors Bioelectron.* **19** 1021 (2004)
16. Евстапов А. А., Курочкин В. Е., Макарова Е. Д. *Научное приборостроение* **1** (4) 22 (1991)
17. Гершун А. А. *Избранные труды по фотометрии и светотехнике* (М.: ГИФМЛ, 1958)
18. Розенберг Г. В. *УФН* **69** (1) 57 (1959)
19. Розенберг Г. В. *УФН* **91** (4) 569 (1967)
20. Зеде Э. П., Иванов А. П., Кацев И. Л. *Перенос изображения в рассеивающей среде* (Минск: Наука и техника, 1985)
21. Иванов А. П. *Оптика рассеивающих сред* (Минск: Наука и техника, 1969)
22. Лойко В. А., в кн. *Рассеяние и поглощение света в природных и искусственных дисперсных средах* (Под ред. А. П. Иванова) (Минск: Институт физики им. Б. И. Степанова АН БССР, 1991) с. 355
23. Евстапов А. А., Курочкин В. Е. *Оптический журн.* **62** (5) 50 (1995)
24. Евстапов А. А., Курочкин В. Е. *Оптический журн.* **62** (5) 40 (1995)
25. Kurochkin V. E., Makarova E. D. *Analytical Commun.* **33** 115 (1996)
26. Бурылов Д. А. и др. *Журн. аналитической химии* **52** 551 (1997)
27. Буляница А. Л., Курочкин В. Е. *Автоматика и телемеханика* (9) 187 (1999)
28. Буляница А. Л., Курочкин В. Е., Бурылов Д. А. *Радиотехника и электроника* **47** 343 (2002)
29. Буляница А. Л., Курочкин В. Е. *Научное приборостроение* **12** (2) 30 (2002)
30. Цыпкин Я. З., Поляк Б. Т. *Динамика систем* (12) 22 (1977)
31. Бедельбаева А. А. *Автоматика и телемеханика* (1) 87 (1978)
32. Курочкин В. Е., Евстапов А. А., Макарова Е. Д. "Оптическое устройство для химического анализа", Патент РФ 2157987, Приоритет от 21.05.1996 (2000)
33. Федоров А. А. и др. *Докл. РАН* **405** (1) 133 (2005)

PACS numbers: 42.68.Wt, 95.55.Cs, 95.75.Qr

Адаптивное формирование оптических изображений в атмосфере

В.П. Лукин

1. Введение

Как известно, адаптивная оптика эффективно применяется при формировании оптических пучков и изображений с целью обеспечения концентрации энергии лазерного пучка, повышения четкости оптического изображения, увеличения скорости передачи данных в оптических линиях связи, а также для решения ряда других специфических задач.

Исследования по разработке методов и систем адаптивной оптики (АО) проводятся в Лаборатории когерентной и адаптивной оптики Института оптики атмосферы СО РАН. Эти исследования направлены как на разработку теории адаптивных систем, так и на создание новых элементов, макетов систем и их алгоритмов.

2. Проблемы "видения" через атмосферу

Основную информацию в астрономии получают с помощью инструментов наземного базирования. Однако неоднородности атмосферы Земли (рефракция, турбулентность, поглощающие излучение газы, аэрозоли) серьезно ограничивают возможности астрономических систем. В конце 1960-х годов в работах Колчинского, Татарского, Фрида были сформулированы атмосферные ограничения астрономических систем. Результаты были получены для модели Колмогорова–Обухова спектра флуктуаций показателя преломления:

$$\Phi_n(\kappa, h) = 0,033 C_n^2(h) \kappa^{-11/3}, \quad \frac{1}{L_0} \ll \kappa \ll \frac{1}{l_0}.$$

Здесь $C_n^2(h)$ — структурный параметр показателя преломления атмосферы, h — текущая высота над подстилающей поверхностью в атмосфере, κ — волновое число для турбулентных неоднородностей, L_0, l_0 — внешний и внутренний масштабы турбулентности.

На основе решения задачи распространения оптических волн в случайно-неоднородных средах показано, что структурная функция фазы на расстоянии ρ подчиняется закону "5/3":

$$D_S(\rho) = 2,91 k^2 \int_0^\infty dh C_n^2(h) \rho^{5/3},$$

где $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны излучения. Исходя из последнего соотношения был введен в рассмотрение так называемый радиус когерентности атмосферы r_0 :

$$D_S(\rho) = 2,91 k^2 \int_0^\infty dh C_n^2(h) \rho^{5/3} = 6,88 \left(\frac{\rho}{r_0} \right)^{5/3},$$

который определяет предельное угловое разрешение оптической системы в турбулентной атмосфере $\gamma_0 = \lambda/r_0$, параметр Штреля астрономической системы атмосфера–телескоп $St = \exp(-\sigma^2)$, где σ^2 — дисперсия фазовых искажений, оптическую передаточную функцию, функцию размытия точки и другие параметры астрономического прибора.

Как показали исследования, выполненные в 1960-х годах, эти теоретические результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными при оптических апертурах порядка 2–4 м. Однако эффективные апертуры телескопов в наземной астрономии начали стремительно увеличиваться: появились такие телескопы, как БТА (Большой телескоп азимутальный) с апертурой 6 м, ММТ (Multiple Mirror Telescope) с матрицей из шести апертур по 8 м, NTT (New Technology Telescope) — 3,6 м, "Keck" — 10 м, VLTI (Very Large Telescope Interferometer) — 8,2 м, "Subaru" — 8 м. В связи с этим возник интерес к изучению фазовых флуктуаций оптических волн при приеме с большими апертурами.

2.1. Фазовые флуктуации оптических волн в турбулентной атмосфере

В 1970-х годах были созданы [1, 2] интерференционные измерители фазы волн оптического диапазона для исследования турбулентных флуктуаций фазы оптической волны при больших пространственных и временных задержках. Было обнаружено, что структурная функция фазы чувствительна как к интенсивности турбулентности, так и к внешнему масштабу турбулентности. Это заставило переосмыслить результаты работ Татарского и Фрида. В начале 1970-х годов в СССР (В. Покасов, В. Лукин), в Италии (Ронки, А. Консортини) и в США (Окс, Клиффорд) были измерены флуктуации фазы оптических волн, в результате чего практически одновременно был обнаружен эффект "насыщения структурной функции фазы" [1, 2]. Этот эффект получил объяснение в работах [1, 3, 4] на основе привлечения для его описания спектра турбулентности с конечным внешним масштабом. Напомним, что в модели Колмогорова–Обухова внешний масштаб турбулентности считается бесконечным.

В работах 1971–1980-х годов удалось развить последовательную теорию фазовых флуктуаций оптических волн при распространении в турбулентной атмосфере [1, 2] на основе использования спектров турбулентности с конечным внешним масштабом:

$$\Phi_n(\kappa, h) = 0,033 C_n^2(h) (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-11/6}, \quad \kappa_0 = \frac{2\pi}{L_0},$$

$$\Phi_n(\kappa, h) = 0,033 C_n^2(h) \kappa^{-11/3} \left[1 - \exp \left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_0^2} \right) \right].$$

Были рассчитаны статистические характеристики флуктуаций фазы (дисперсия, корреляционные функции, спектры, структурная функция) как основного искажающего фактора для систем формирования изображения. Оказалось, что дисперсия дрожания изображения описывается [2] следующей формулой:

$$\sigma^2 \approx \int_0^\infty dh C_n^2(h) \left[(2R)^{-1/3} - \left(\frac{1}{4R^2} + \kappa_0^2 \right)^{1/6} \right],$$

где $2R$ — апертура телескопа, откуда видно, что внешний масштаб начинает оказывать влияние на дрожание изображения, даже когда апертура телескопа не превышает 0,01 от величины внешнего масштаба турбулентности.

В результате была показана существенная зависимость интегральных характеристик астрономических инструментов от астроклиматических характеристик атмосферы, в число которых входит внешний масштаб

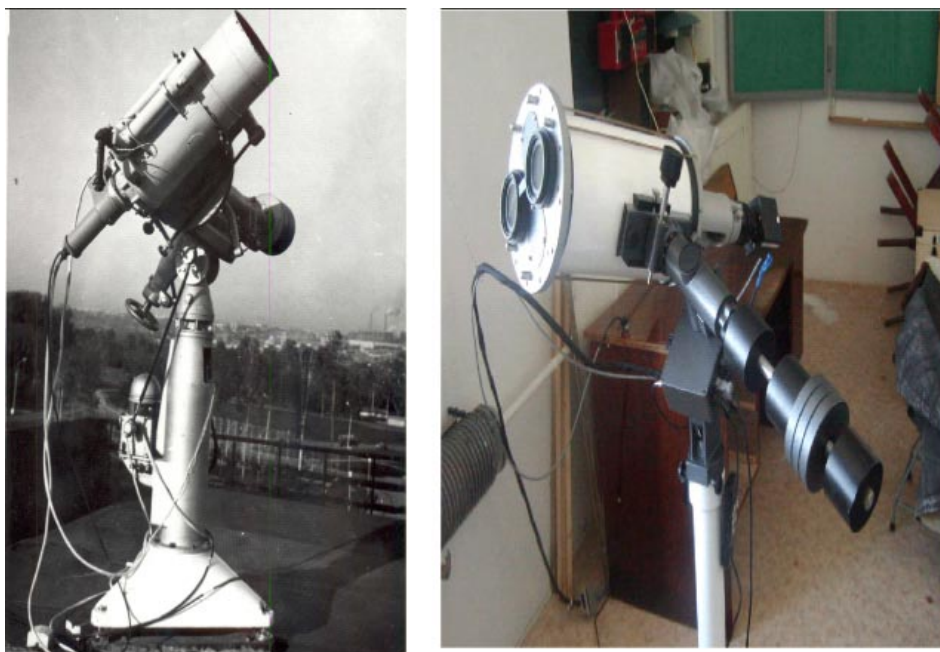


Рис. 1. Фотометрические измерители дрожания изображения астрономических объектов ИФУП (а) и ДИТ (б).

турбулентности. Позднее, используя данные измерений флуктуаций оптических волн при распространении на атмосферных трассах, удалось восстановить [2] значение внешнего масштаба атмосферной турбулентности и связать его величину с уровнем термодинамической устойчивости атмосферы.

2.2. Астроклиматические измерения

Наши расчеты и развитая нами теория позволили разработать новые измерители турбулентности атмосферы. Был создан целый ряд измерителей флуктуаций фазы оптического диапазона, в частности, ИФАС (измеритель фазы аналоговый следящий), испытанный в 1970–1976 гг., ИФУП (измеритель флуктуаций углов прихода), испытания которого прошли в 1979–1983 гг. на БТА [2, 3], ДИТ (дифференциальный измеритель турбулентности), прошедший испытания в 1996–1999 гг. на Большом солнечном вакуумном телескопе (БСВТ). Эти системы работали как с лазерным излучением, так и с излучением ярких (+4) звезд (рис. 1).

Экспериментальные данные, получаемые с помощью указанных приборов, дают возможность оценить как радиус когерентности атмосферы r_0 , так и внешний масштаб турбулентности L_0 . Это позволило уточнить параметры астроклимата атмосферы в ряде регионов России — на Северном Кавказе (Специальная астрофизическая обсерватория), вблизи озера Байкал (Байкальская астрофизическая обсерватория), на юге Иркутской области (обсерватория Монды).

2.3. Эффективный внешний масштаб

На основе анализа данных астроклиматических измерений было введено (1997 г.) новое понятие "эффективный внешний масштаб турбулентности" [4] для атмосферы в целом. Эффективный внешний масштаб турбулентности вводится как аппроксимация значения структурной функции фазы $D_S(\rho, C_n^2(h), L_0(h))$, для расчета которой используются модели или данные прямых измерений

вертикальной эволюции уровня турбулентности $C_n^2(h)$ и внешнего масштаба $L_0(h)$. Аппроксимация сводится к приравниванию:

$$D_S(\rho, C_n^2(h), L_0(h)) = D_S(\rho, C_n^2(h), L_0^{\text{eff}}),$$

т.е. к иному расчету структурной функции: профиль $C_n^2(h)$ задается согласно модели вертикальной эволюции, а внешний масштаб полагается равным постоянной величине, $L_0(h) = L_0^{\text{eff}}$. Это позволило районировать все обсерватории мира по значению параметра L_0^{eff} . Часть данных приведена в табл. 1. В настоящее время этот параметр атмосферы, представляющий собой реальную характеристику места расположения астрономического инструмента, широко используется. Для лучших обсерваторий мира L_0^{eff} находится в интервале 10–30 м [4].

2.4. Развитие теории анизотропной турбулентности

Характеристики атмосферной турбулентности в приземном слое с ровной подстилающей поверхностью хорошо описываются теорией подобия Монина–Обухова. В таком изотропном слое масштаб Монина–Обухова постоянен над всей территорией. Однако над горным рельефом возникают устойчивые вихревые образования, и в этом случае масштаб Монина–Обухова уже нельзя полагать постоянным. В атмосферно-оптических исследованиях, особенно в исследованиях по влиянию турбулентности на качество оптических изображений, часто приходится иметь дело с анизотропным пограничным слоем в горах. Поэтому представляла интерес разработка теории турбулентности, пригодной непосредственно для горных условий.

С использованием полуэмпирических гипотез теории турбулентности теоретически и экспериментально нами было установлено [5], что в произвольном анизотропном слое теория подобия Монина–Обухова выполняется локально, в окрестности каждой точки слоя. Следовательно, произвольный анизотропный слой является

Таблица 1. Сопоставление результатов измерений внешнего масштаба турбулентности

Год	Автор	Внешний масштаб, м	Инструмент измерения	Место измерения
1983	В.П. Лукин и др.	8–15	Телескоп с апертурой 60 см	Специальная астрофизическая обсерватория (САО), Россия
1984	Marriott et al.	8	Интерферометр I2T	Центр по изучению проблем геодинамики и астрономии (CERGA), Франция
1987	Colavita et al.	> 200	Звездный интерферометр "Mark III"	Обсерватория на горе Вильсона, США
1989	Tallon	5–8	Датчик волнового фронта "Hartmann-Shack"	Обсерватория Мауна Кия, США
1991	Rigaut et al.	50	Адаптивная система "Come-on"	Обсерватория Ла Сила, Чили
1991	Nightingale	2	Дифференциальный измеритель дрожания изображения DIMM	Обсерватория Ла Пальма, Испания
1993	Ziad et al.	5–100	Датчик волнового фронта "Hartmann-Shack"	Обсерватория Верхнего Прованса, Франция
1994	Agabi et al.	50–300	Измеритель дрожания изображения GSM1	Обсерватория Лазурного берега, Франция
1995	Busher et al.	10–100	Звездный интерферометр "Mark III"	Обсерватория на горе Вильсона, США
1995	Fuchs	1,5–2,4	Измерения с помощью шаров-пилотов	Обсерватория Сьерра Паранал, Чили

локально слабо анизотропным. Основным параметром турбулентности в таком слое является изменяющееся число Монина–Обухова.

На рисунке 2 приведены результаты сравнения теоретических и экспериментальных результатов, полученных в районе озера Байкал, для внешнего масштаба Татарского L_0^T в горном пограничном слое. Сравнение измеренных тремя разными методами масштабов L_0^T (по определению Татарского, из спектров по насыщению и

из спектров по 5/3-зависимости) показывает, что для анизотропного пограничного слоя результаты эксперимента и полуэмпирической теории находятся в удовлетворительном согласии [5, 6].

3. Развитие теории и практики атмосферных адаптивных систем

В 1977 г. нами были начаты работы по исследованию возможностей применения фазовой коррекции для уменьшения влияния атмосферы на параметры оптических систем. В период 1984–1986-х годов в основном была завершена разработка теории атмосферных адаптивных оптических систем [2, 6]. Основные результаты опубликованы в монографии [2] (1986 г.), которая в 1996 г. была переведена в США. Выделим наиболее значимые результаты.

В работе [6] (1979 г.) впервые были описаны двухцветные адаптивные системы, для которых длины волн корректирующего и опорного излучения не совпадают.

В работах [7, 8] впервые было предложено использовать для создания опорного источника оптический сигнал, рассеянный на неоднородностях атмосферы. В первой публикации по этому вопросу, сделанной нами в 1979 г., была рассчитана взаимная корреляционная функция флуктуаций фазы гауссова пучка и опорной плоской волны. В работе [7] впервые было предложено использовать сигнал обратного рассеяния от неоднородностей атмосферы для коррекции изображения. Предельные возможности коррекции изображения в телескопе с помощью опорного источника, сформированного в атмосфере на фиксированном расстоянии, рассчитаны в [8].

Сейчас эти исследования получили очень широкое развитие, возникло даже новое научное направление — создание и применение лазерных опорных звезд.

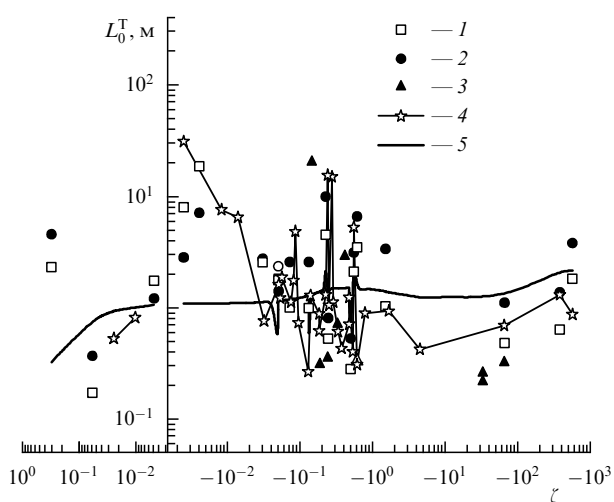


Рис. 2. Сравнение экспериментальных и теоретических результатов для внешнего масштаба турбулентности L_0^T в горном анизотропном пограничном слое; ζ — безразмерные числа Монина–Обухова, рассчитанные по данным метеостанций. Экспериментальные данные получены из спектров по 5/3-зависимости (1), из спектров по насыщению (2) и по определению Татарского (3). Кривая 4 соответствует полуэмпирической теории для анизотропного слоя, кривая 5 — полуэмпирической теории для изотропного слоя.

Для изучения динамических свойств адаптивных систем впервые было предложено использовать идеи статистического предсказания флуктуаций. Был применен анализ адаптивных систем как динамических систем [9]. Помимо традиционных адаптивных систем постоянного запаздывания, рассмотрены возможности "скоростных" систем, а также "прогнозирующих" адаптивных систем. Определены предельно допустимые для адаптивных систем временные задержки, которые обеспечивают заданный уровень коррекции. Установлено, что они определяются эффективной скоростью ветра, радиусом когерентности атмосферы, а также параметрами оптической системы.

В этот же период были разработаны принципы и созданы макетные образцы [8, 10–14] отдельных компонентов адаптивной оптической системы: составные многокомпонентные зеркала, зеркала для быстрого управления наклонами волнового фронта, гибкие биморфные оптические элементы, следящие системы на диссекторе и координатно-чувствительных фотоприемниках. С помощью созданных макетных образцов отдельных компонентов адаптивных систем в 1981 г. были проведены [7] эксперименты по фазовой коррекции турбулентных и рефракционных искажений при формировании в атмосфере оптических изображений и лазерных пучков.

4. Адаптивная оптическая система для телескопов

В 1993–1994 гг. по заданию Министерства науки РФ была разработана адаптивная оптическая система для телескопа АСТ-10 (русского проекта адаптивного составного 10-метрового телескопа). Сам телескоп, имеющий составное 91-элементное зеркало, оказался слишком медленным для компенсации турбулентных искажений в реальном времени. Поэтому на основе

обобщения мирового опыта разработок подобных систем была предложена концепция коррекции с использованием адаптивного вторичного зеркала. Была промоделирована вся оптическая система телескопа, начиная с ошибок юстировки его первичного зеркала [15–18]. При выполнении проекта была предложена схема телескопа с адаптивным вторичным зеркалом, а также с зеркалом, управляемым по двум углам для стабилизации изображения в целом.

Исследовались также возможности частичной фазовой коррекции изображения с помощью адаптивного вторичного зеркала, различные уровни турбулентности на основе моделей атмосферы, различные типы активных зеркал (составные, гибкие, модовые), различные измерители волнового фронта [15–19]. Мы изучили влияние расфазировки первичного зеркала АСТ-10 на величину параметра Штреля.

Рассчитывалась функция размытия точки телескопа при частичной коррекции турбулентных искажений. Рассматривались как составные, так и гибкие зеркала с различным числом составляющих элементов, исследовано также влияние флуктуаций количества фотонов, приходящего на телескоп светового потока при работе адаптивной системы с излучением слабых звезд. Рассчитаны возможности работы телескопа с использованием лазерной опорной звезды [18–20].

Изучалось влияние турбулентной атмосферы на сигнал в большебазовых интерферометрах, включая звездные интерферометры. Выполнены аналитические и численные расчеты спектров разности фаз для сигналов звездных интерферометров с различными базами при различной ориентации вектора скорости ветра и измерительной базы интерферометра, при этом использовались различные модели спектра турбулентности и скорости ветра [18]. На рисунке 3 приведены спектры разности фаз в звездном интерферометре с различными измеритель-

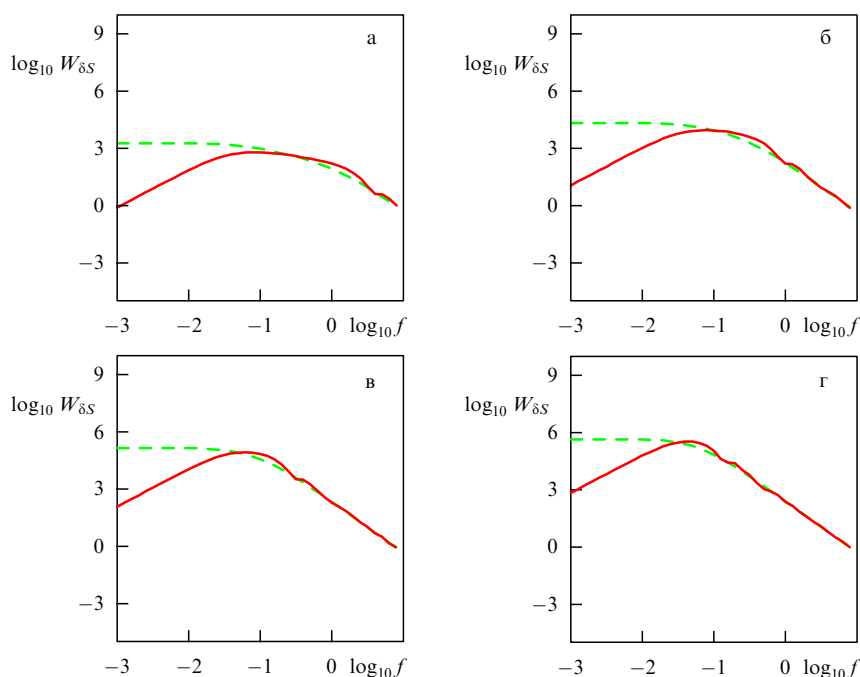


Рис. 3. Частотные спектры $W_{\delta S}(f)$ флуктуаций разности фаз δS для интерферометров с различными измерительными базами: (а) 3 м, (б) 12 м, (в) 38 м, (г) 85 м; δS — безразмерная величина, частота f измеряется в герцах.

ными базами — 3, 12, 38, 85 м. Сплошная и штриховая кривые соответствуют продольной и перпендикулярной взаимной ориентации измерительной базы и скорости ветра. Таким образом, показано, что определяющую роль играет выбор корректной модели высотного хода внешнего масштаба турбулентности.

5. Адаптивный солнечный телескоп

Мы предприняли попытку внедрить систему АО на Большом солнечном вакуумном телескопе (БСВТ) Института солнечно-земной физики СО РАН. Первый сезон был посвящен сбору данных о дневном астроклимате района озера Байкал. Использовался созданный нами прибор ДИТ (дифференциальный измеритель дрожания изображения) (см. рис. 1). Исследовано поведение искажений изображения Солнца, обусловленных особенностями данного региона. На основе этого был создан первый вариант АО-системы для БСВТ [20]. Его задача — обеспечить работу системы при наличии в поле зрения датчика волнового фронта контрастного "пятна" или "пóры" (рис. 4а).

Макет АО-системы, включающий в себя устройство для измерения смещения центра тяжести изображения, стабилизировал фрагмент в изображении Солнца. В качестве элемента для слежения выбиралось пятно (пóра) на поверхности Солнца. Было обеспечено улучшение качества изображения в 4–16 раз. Использовалось управляемое по двум координатам зеркало (рис. 4б) с пьезокерамическим приводом (два таких зеркала были переданы в Нанкинский центр астрономических инструментов Китая).

Результаты испытаний адаптивной системы показали ее высокую эффективность при работе с контрастным объектом. Дальнейшее развитие данного направления связано с созданием макета измерителя смещения изображения, обеспечивающего работоспособность в условиях малых вариаций интенсивности. Во время проведения испытаний адаптивной оптической системы на БСВТ в 2004 г. и 2005 г. контраст грануляционной картины в различных участках солнечного диска в среднем находился в интервале от 1 % до 4 % (рис. 5). Для работы в условиях низкого контраста изображения использовался корреляционный алгоритм измерения смещения фрагмента изображения. Последняя версия нашей адаптивной системы применяется для измерения смещения изображения грануляционной картины Солнца на основе модифицированного корреляционного алго-

ритма слежения [22]. На рисунке 6 видна устойчивая картина стабилизации изображения фрагмента поверхности Солнца. Контраст изображения при "длинной" (2 с) экспозиции в режиме слежения практически остается таким же, как и при "короткой" (2 мс) экспозиции.

Как развитие рассмотренных выше работ, нами предложена система адаптивной коррекции "Ангара" для коррекции высших аберраций волнового фронта, включающая в себя гибкое многоэлементное зеркало и датчик волнового фронта.

6. Лазерные опорные звезды

Применение в астрономии техники лазерных опорных звезд (ЛОЗ) обусловлено тем, что энергия излучения слабых звезд слишком мала, чтобы обеспечить одновременную работу адаптивных систем и самого теле-

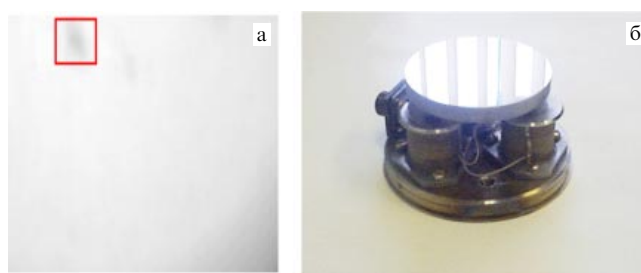


Рис. 4. (а) Фрагмент изображения солнечной поверхности в БСВТ. (б) Корректирующее зеркало.

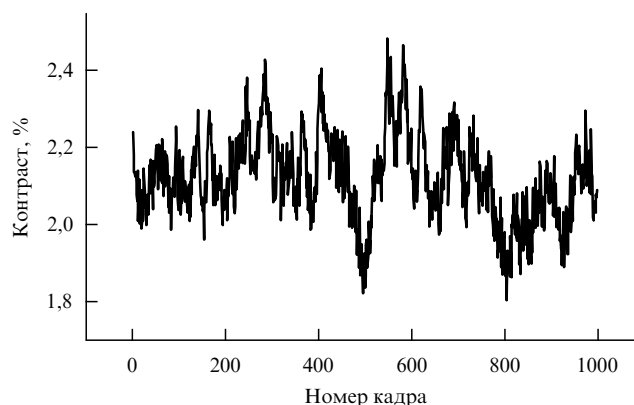


Рис. 5. Контраст изображения солнечной грануляции вблизи пятна в первом фокусе телескопа. Поле зрения приемника составляет 29×29 угловых секунд.

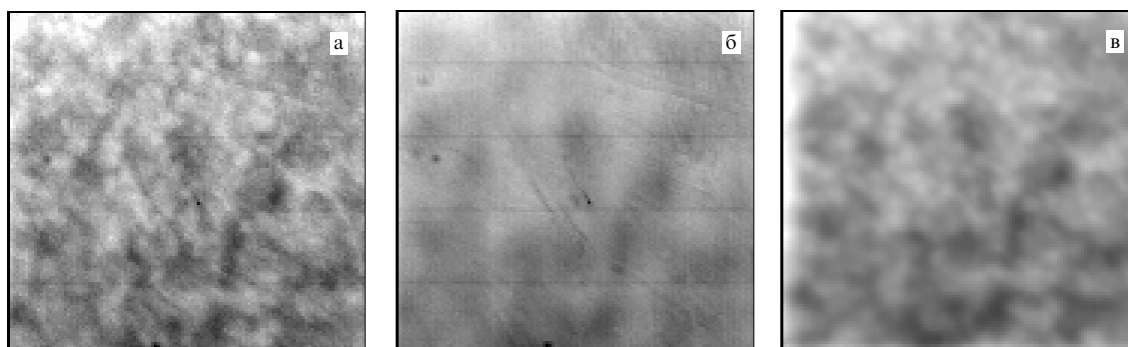


Рис. 6. Кадры грануляционной картины, полученные (а) в режиме короткой экспозиции (2 мс), (б) в режиме "длинной экспозиции" (2 с) без управления, (в) в режиме "длинной экспозиции" (2 с) с модифицированным корреляционным датчиком.

скопа. В работах 1979–1980-х годов [2, 8] впервые была показана возможность использования сигнала обратного рассеяния от неоднородностей атмосферы в качестве опорного бакена. Ряд научных экспериментов в начале 1980-х годов был выполнен в Научно-производственном объединении "Астрофизика" и в нашей лаборатории. Их результаты опубликованы в открытой печати в СССР и за рубежом. Между тем развитие подобных работ в США началось примерно в 1982 г., и вплоть до 1993 г. эти работы являлись засекреченными.

При всей привлекательности техника ЛОЗ имеет один существенный недостаток — это практическая невозможность коррекции общего наклона волнового фронта. Об этой проблеме было заявлено в ряде работ, в том числе в наших работах 1996 года [17–19]. Одним из возможных путей решения указанной проблемы [17, 18, 21–23] является использование алгоритма оптимальной коррекции, обеспечивающего минимум остаточных искажений наклона фронта, обусловленных его флуктуациями. Суть этого алгоритма заключается в масштабировании данных измерения положения изображения ЛОЗ с помощью весового множителя, который получается либо расчетным путем, либо путем прямых измерений.

Мы предложили гибридную схему, свободную от ряда недостатков предшествующих аналогов, а также новый подход к динамическому формированию ЛОЗ. Было показано, что применение ЛОЗ в виде *опорного креста*, создаваемого посредством сканирования двумя узкими лазерными пучками, обеспечивает эффективную коррекцию наклонов волнового фронта даже для телескопов с большой апертурой [21, 22].

7. Фазирование составного зеркала

Применение большого составного главного зеркала для телескопа ставит дополнительную проблему фазирования многоэлементного составного зеркала с оптической точностью. Были рассмотрены искажения в наземном телескопе, вызванные расфазировкой сегментов главного зеркала [22–24]. О характере соответствующего уменьшения критерия Штреля можно судить по рис. 7, который позволяет сравнить данные численного эксперимента с результатами теоретических исследований. Видно, что случайные смещения и наклоны сегментов зеркала приводят к значительным искажениям изображения. В частности, при смещениях с дисперсией порядка одной длины волны критерий Штреля уменьшается в пять и более раз относительно дифракционно-ограниченной величины.

Коррекция случайных смещений сегментов, имеющих амплитуду в несколько сотен длин волн, обычно проводится с помощью емкостных или индуктивных датчиков поверхности. В то же время существует возможность компенсации смещений на основе чисто оптических методов. В качестве целевой функции управления был выбран интерференционный критерий, построенный с использованием эталонной интерферограммы. На начальном этапе исследований для этого использовалась следующая оптическая схема. На стыки сегментов наклеивались специальные отражающие пластины. В плоскости наблюдения регистрировались положения центров тяжести пучков, отраженных от каждой из пластин. Находились смещения, по которым определялись случайные сдвиги сегментов. После определения

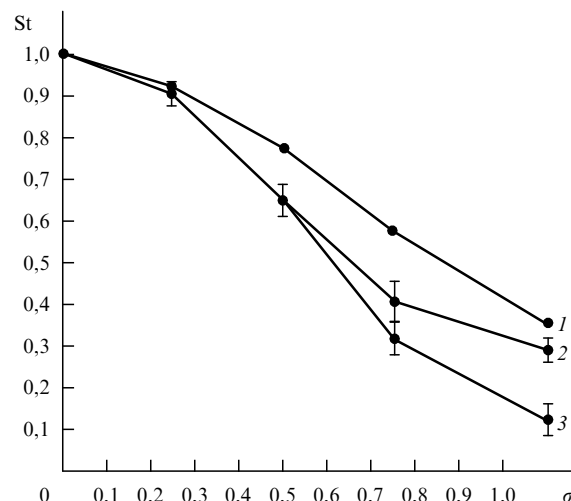


Рис. 7. Зависимость параметра Штреля от дисперсии случайных смещений, нормированной на длину волны излучения. Теоретические результаты (кривая 1) и данные, полученные в численном эксперименте для зеркала с числом сегментов 32×32 (кривая 2) и зеркала с числом сегментов 8×8 (кривая 3).

сдвигов проводилась их компенсация, или автоматическая, например с использованием алгоритма апертурного зондирования, или с помощью ручной юстировки.

Простейшие оценки показывают, что относительный сдвиг сегментов в 10 мкм приводит к смещению центров на расстояния Δz порядка 0,1 мм в плоскости, расположенной на расстоянии 1 м от поверхности сегментированного зеркала. В расчетах полагалось, что продольный размер пластин около 1 см. Такое смещение уверенно может быть зафиксировано современными цифровыми видеокамерами. Поэтому можно заключить, что предложенный алгоритм позволяет сфазировать поверхность составного зеркала с точностью до 1–2 длин волн при относительном начальном смещении, значительно превосходящем длину волны.

Нами предложен алгоритм фазирования, позволяющий уменьшить остаточные смещения сегментов зеркала до значений, меньших, чем длина волны оптического излучения. Когерентные пучки, генерируемые лазерным источником, отражались от двух соседних элементов и с помощью отклоняющих зеркал сводились в одну точку. В плоскости наблюдения регистрировалась интерференционная картина, положение полос которой определялось относительным фазовым сдвигом пучков. Для фазирования элементов использовался алгоритм апертурного зондирования, в котором управление пучками производилось только по одной координате.

В данном случае в качестве целевой функции управления был выбран интерференционный критерий, построенный с использованием эталонной интерферограммы. На начальном этапе исследований фазирование сегментов осуществлялось на длине волны $\lambda = 0,8$ мкм. Результаты численных экспериментов показали, что для значений начального смещения, меньших одной длины волны, $\Delta z = 0,367$ мкм, рассматриваемый алгоритм позволяет компенсировать расфазировку сегментов. В том случае, когда смещение превышает половину длины волны, алгоритм расходится, что приводит к увеличению сдвига сегментов. Расширение допустимого диапазона

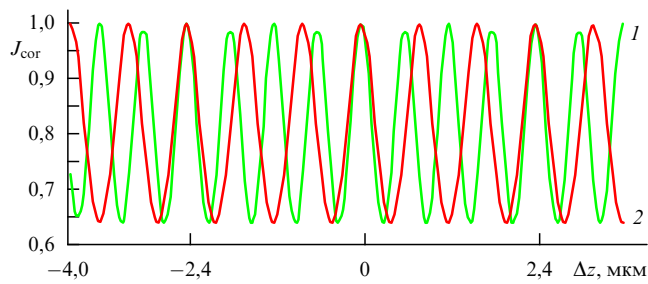


Рис. 8. Зависимости корреляционного критерия J_{cor} от относительного смещения сегментов зеркала Δz . Кривая 1 соответствует длине волны $\lambda_1 = 0,6$ мкм, кривая 2 — длине волны $\lambda_2 = 0,8$ мкм.

начальных смещений возможно при введении в алгоритм управления дополнительной длины волны. Так, значения критерия, вычисленные при изменении относительного сдвига сегментов для длин волн $\lambda = 0,6$ и $\lambda = 0,8$ мкм, приводятся на рис. 8. Из рисунка видно, что физический сдвиг сегментов на одинаковую величину дает для различных длин волн разные фазовые сдвиги. Максимумы критериев совпадают только при сдвигах $\Delta z = 0$ и $\Delta z = 2,4$ (–2,4) мкм. Дополнительное расширение диапазона компенсируемых сдвигов достигается за счет подбора длин волн интерферирующих пучков. Наконец, радикальное увеличение диапазона можно реализовать посредством введения третьей длины волны. Численные эксперименты показали, что при $\lambda_1 = 0,6$, $\lambda_2 = 0,7$ и $\lambda_3 = 0,8$ мкм фазирование осуществляется при начальном отклонении $\Delta z = 33,4$ мкм. Данные, характеризую-

Таблица 2. Максимально допустимое смещение Δz , при котором возможно фазирование поверхности зеркала. λ_i — длины волн, на которых выполняется управление

λ_1 , мкм	λ_2 , мкм	λ_3 , мкм	Δz , мкм
0,8	—	—	0,36
0,6	—	—	0,26
0,6	0,8	—	2,34
0,7	0,8	—	5,55
0,6	0,7	0,8	33,4

щие допустимые интервалы отклонений, приведены в табл. 2.

В заключение подведем итоги работ ИОА СО РАН по проблеме применения адаптивной оптики для улучшения видения через атмосферу как случайно-неоднородную среду. Предложенные методы и макеты систем успешно прошли лабораторные и натурные испытания, показав, что применение даже простейших систем АО дает существенный выигрыш. Разработки ИОА СО РАН можно внедрять в оптические системы видения и астрономические приборы для работы в рутинном режиме.

Список литературы

1. Lukin V P, Pokasov V V *Appl. Opt.* **20** 121 (1981)
2. Лукин В П *Атмосферная адаптивная оптика* (Новосибирск: Наука, 1986) [Lukin V P *Atmospheric Adaptive Optics* (Bellingham, Wash.: SPIE Press, 1996)]
3. Губкин С М и др. *Астрон. журн.* **60** 789 (1983)
4. Лукин В П *Оптика атмосферы и океана* **10** 516 (1997)
5. Носов В В и др. *Оптика атмосферы* **18** 845 (2005)
6. Lukin V P *Opt. Lett.* **4** 15 (1979)
7. Лукин В П, Емалеев О Н *Квантовая электроника* **7** 1270 (1980)
8. Лукин В П, Матюхин В Ф *Квантовая электроника* **10** 1264 (1983)
9. Zuev V E, Lukin V P *Appl. Opt.* **26** 139 (1987)
10. Емалеев О Н, Лукин В П *Квантовая электроника* **9** 2264 (1982)
11. Lukin V P et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **11** 903 (1994)
12. Lukin V P *Proc. SPIE* **2222** 527 (1994)
13. Витриченко Э А и др. *Проблемы оптического контроля* (Отв. ред. И В Самохвалов) (Новосибирск: Наука, 1990).
14. Витриченко Э А и др. *ДАН СССР* **300** 312 (1988)
15. Fortes B V, Lukin V P *Proc. SPIE* **1688** 477 (1992)
16. Lukin V P et al. *Proc. SPIE* **2222** 522 (1994); Лукин В П и др. *Оптика атмосферы и океана* **8** 409 (1995)
17. Lukin V P, in *Adaptive Optics. Proc. of a Topical Meeting, October 2–6, 1995, Garching Germany* (ESO Workshop Proc., No. 54, Ed. M Cullum) (Garching bei München: European Southern Observatory, 1996) p. 373
18. Лукин В П, Фортес Б В *Астрон. журн.* **73** 419 (1996)
19. Лукин В П *Оптика атмосферы и океана* **9** 1433 (1996)
20. Лукин В П и др. *Оптика атмосферы и океана* **12** 1161 (1999)
21. Lukin V P *Appl. Opt.* **37** 4634 (1998)
22. Лукин В П и др. *Оптический журн.* **73** (3) 55 (2006)
23. Лукин В П, Фортес Б В *Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере* (Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999) [Lukin V P, Fortes B V *Adaptive Beaming and Imaging in the Turbulent Atmosphere* (Bellingham, Wash.: SPIE Press, 2002)]
24. Канев Ф Ю, Лукин В П *Адаптивная оптика. Численные и экспериментальные исследования* (Томск: Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН, 2005)