

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

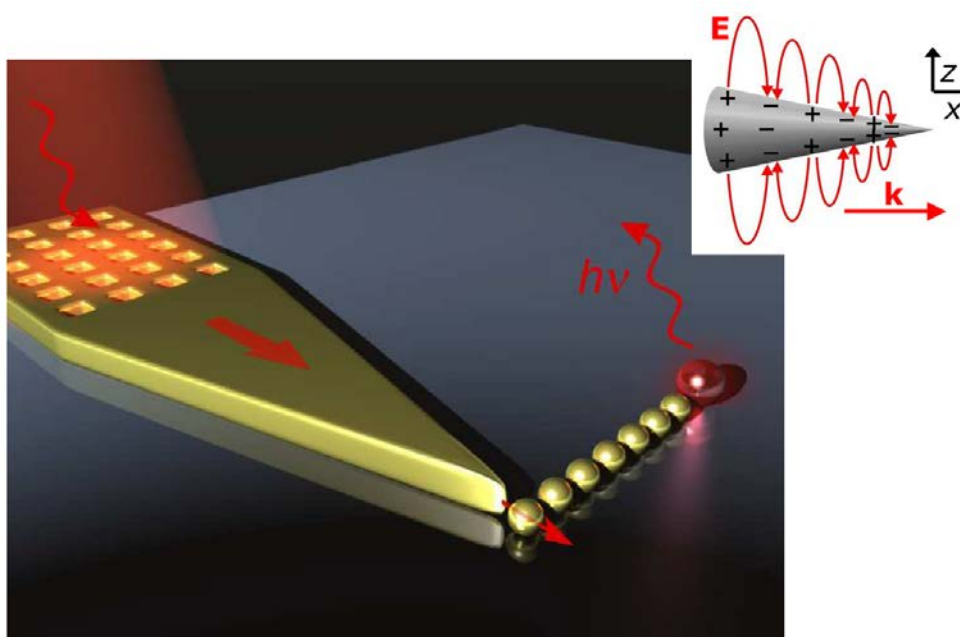
САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ

Возианова А.В., Ходзицкий М.К.

НАНОФОТОНИКА

ЧАСТЬ 1

Учебное пособие



Санкт-Петербург

2013

Возианова А.В., Ходзицкий М.К., Нанофотника. Часть 1. – СПб: НИУ ИТМО, 2013. – ... с.

Аннотация

В учебно-методическом пособии приводятся современные теоретические сведения и тенденции по лекционному курсу «Нанофотоника», состоящего из следующих разделов нанооптика, метаматериалы, наноплазмоника, трансформационная оптика, спинтроника.

Для студентов направления подготовки магистров 200700 – Фотоника и оптоинформатика.

Рекомендовано к печати кафедрой фотоники и оптоинформатики, 29 ноября 2013, номер протокола 10



В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена программа его развития **на 2009–2018 годы**. В 2011 году Университет получил наименование «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»

© Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики, 2011

©....., 2013

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Нанооптика.....	2
1.1 Низкоразмерные объекты.....	2
1.2 Квантовые эффекты в полупроводниках.....	3
1.3 Оптические свойства наноматериалов.....	6
1.4 Фотонные кристаллы.....	9
1.4.1 Многократные отражения и преломления в слоистых структурах.....	10
1.4.2 Разрешенные и запрещенные зоны.....	14
1.4.3 Дефекты фотонных кристаллов и разрешенные уровни в запрещенной зоне.....	18
1.4.4 Интерференция в многомерных структурах.....	19
2. Метаматериалы.....	21
2.1 Отрицательное преломление.....	21
2.2 Электромагнитные процессы в “левой” среде.....	23
2.3 Композитные материалы с отрицательным преломлением.....	31
2.4 Суперлинза Пендри.....	39
3. Наноплазмоника.....	44
3.1 Поверхностные плазмоны.....	44
3.2 Плазмонный резонанс в наночастицах.....	47
3.3 Теория Ми рассеяния и поглощения излучения.....	49
3.4 Практическое использование рассеяния излучения на наночастицах.....	60
4. Трансформационная оптика.....	63
5. Спинтроника.....	73
5.1 Металлические спин-электронные структуры.....	73
5.2 Магнитные полупроводники и спиновые нанотранзисторы.....	79
5.3 Перспективные направления развития спинтроники.....	86
Список литературы.....	88

1. Нанооптика

1.1. Низкоразмерные объекты

В настоящее время во многих областях науки и техники, связанных с инфокоммуникационными технологиями, нанофотоника рассматривается как альтернатива современной электронике. Использование фотонов вместо электронов при передаче и обработке информации позволяет добиться существенных преимуществ благодаря высокому быстродействию и помехоустойчивости фотонных каналов связи. К нанофотонным относят устройства, использующие структуры размером около 100 нм и меньше. Также устройства решают проблемы миниатюризации многих оптических систем, содержащих волноводы, резонаторы, интерферометры и др. Нанофотонные вычислительные устройства не только значительно превосходят электронные аналоги по быстродействию, но и позволяют успешно решать проблемы, связанные с тепловыделением и электропитанием. С другой стороны, слабым местом и источником постоянного беспокойства при использовании любых приборов и устройств на основе фотоники было и остается обеспечение надежности электрооптических переключателей, позволяющих преобразовывать электрические сигналы в оптические и обратно. Решение проблемы быстрого и надежного преобразования таких сигналов имело бы огромное значение для коммерческого приложения и информационных технологий в целом. Кроме того, оно представляет особый интерес для военной сферы, где фотоника открывает большие перспективы в развитии средств связи, датчиков, радаров и других систем, в которых требуется быстрая и надежная обработка больших массивов оптической и иной информации[1].

В течение последних десятилетий основное направление исследований в физике твердого тела смещалось от объемных кристаллов в сторону структур, размеры которых (хотя бы в одном из трех измерений) очень малы. Спектральные характеристики различных физических объектов представлены на рис. 1.1. Вначале, в силу относительной простоты изготовления, внимание исследователей привлекали очень тонкие твердотельные пленки, толщина которых сопоставима с длиной волны де Бройля λ_B для электронов в твердых телах. Эти работы позволили обнаружить целый ряд новых явлений, среди которых квантовый эффект Холла (КЭХ), открытый в 1980 г. фон Клитцингом, удостоенным за это в 1985 г. Нобелевской премии. Твердые тела (обычно полупроводниковые материалы) называются низкоразмерными в тех случаях, когда один из их геометрических параметров имеет порядок

длины волны де Бройля λ_B , хотя в некоторых случаях удобнее пользоваться другими характеристическими длинами.

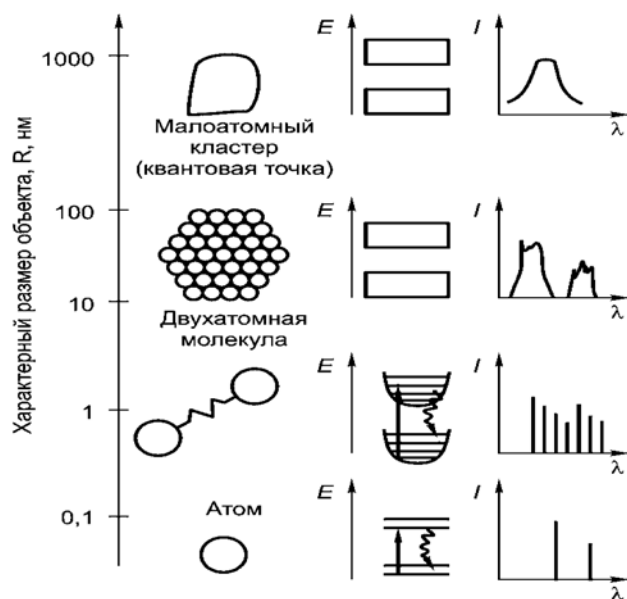


Рис.1.1. Спектральные характеристики различных объектов

В большинстве используемых полупроводников λ_B находится в диапазоне от 10 до 100 нм, т. е. ученые могут наблюдать в них интересные их квантовые эффекты (квантовый эффект Холла, кулоновскую блокаду, квантовую проводимость и т.п.) в нанометровом диапазоне. Низкоразмерные объекты проще всего классифицировать соответственно числу нанометровых пространственных измерений. Например, структуру с одним нанометровым измерением, считают двумерной (2D) и называют квантовой ямой. Одномерными (1D) являются квантовые проволоки — у них два нанометровых геометрических измерения, а нульмерными (0D) — объекты, все три измерения которых имеют порядок λ_B . В современной оптоэлектронике широко применяются структуры с очень тонкими нанометровыми слоями полупроводников (например, слоистая структура из тонкой пластины GaAs, обложенной с двух сторон слоями полупроводника AlGaAs, обладающего более широкой запрещенной зоной). Другие очень интересные структуры могут быть получены образованием переходов (или, более строго, гетеропереходов) между двумя полупроводниками с различными запрещенными зонами. В обоих случаях на границе раздела возникают потенциальные ямы для электронов, похожие на те, что образуются в МДП/структурах. Если ширина таких ям сопоставима с λ_B , то энергетические уровни электронов в ямах начинают квантоваться. Такие

гетеропереходы уже стали основой для изготовления нанопотонных приборов и транзисторов на квантовых точках типа MODFET (модулированно/легированные полевые транзисторы), характеризующихся очень высоким быстродействием.

1.2. Квантовые эффекты в полупроводниках

В начале 1970-х гг. в физике полупроводников появилось новое направление — изучение гетероструктур, образованных различными по составу и свойствам полупроводниками. Особенно интересными оказались наногетероструктуры. В них используются тонкие пленки нанометровой толщины, такой же толщины тонкие нити и нанометровые ансамбли атомов. Поскольку при нанометровых размерах проявляются квантовые эффекты, эти системы были названы квантовыми ямами, квантовыми нитями и квантовыми точками. Они принципиально отличаются от макроскопических тел плотностью электронных состояний, так как в наноразмерных полупроводниковых структурах ограничено движение электронов.

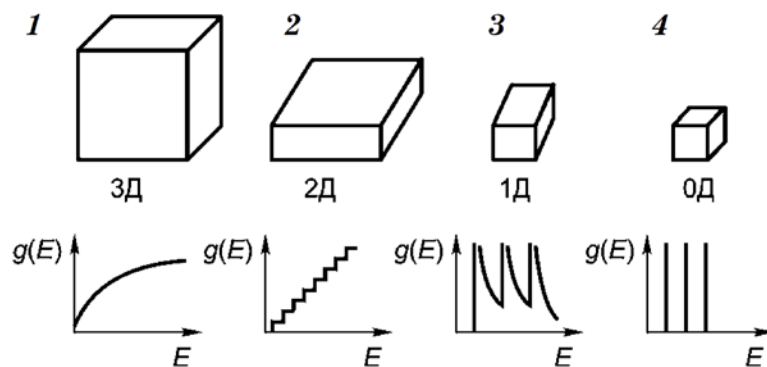


Рис.1.2. Плотность энергетических состояний: 1 – трехмерного твердого тела; 2 – квантовой ямы; 3 – нити; 4 – точки.

Как видно на рис. 1.2, квантовые эффекты проявляются, начиная с квантовых ям, т.е. когда движение электронов ограничено нанометровыми размерами хотя бы в одном измерении. Не останавливаясь на интереснейших свойствах и применении квантовых ям и квантовых нитей, обратимся к квантовым точкам, которые рассматриваются сегодня как одна из альтернатив молекулярной элементной базы вычислительных устройств. Квантовые точки называют иногда (чаще — в популярных изданиях) искусственными атомами. Но квантовая точка — это

совокупность атомов, наноразмерная по всем трем пространственным измерениям. Движение электронов в такой системе может быть аппроксимировано простейшей квантово-механической моделью, известной под названием «частица в прямоугольном потенциальном поле». Эта модель описывается уравнением Шредингера:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] - U(x, y, z) \right\} \psi = E\psi, \quad (1.1)$$

$U(x, y, z)$ – потенциальная энергия ящика со сторонами a, b, c ;

$$U(x, y, z) = U(x) + U(y) + U(z). \quad (1.2)$$

При этом $U(x) = U(y) = U(z) = U_0$ при всех других значениях x, y, z .

$$E_{n_1, n_2, n_3} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m} \left(\frac{n_1^2}{a^2} + \frac{n_2^2}{b^2} + \frac{n_3^2}{c^2} \right), \quad (1.3)$$

где $n_1, n_2, n_3 = 1, 2, 3, \dots$

Таким образом, квантовой точке отвечает дискретный спектр, сходный по общему виду со спектром атомной системы. В квантовой точке может находиться от одного электрона до большого количества электронов, распределение которых определяется принципом Паули. Квантовые точки создаются методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Для этого на хорошо подготовленную поверхность напыляется вещество со структурой, близкой к структуре подложки. Напыление должно происходить в высоком вакууме, чтобы избежать включения в формируемый объект посторонних примесей. Скорость напыления строго регулируется, для того чтобы исключить образование дефектов структуры. Спонтанное формирование квантовых точек в так называемом режиме Странского-Крастанова хорошо изучено на примере системы InAs/GaAs. При росте первого мономолекулярного слоя InAs на поверхности GaAs из-за различия постоянных кристаллических решеток возникают упругие напряжения. Если напыление продолжается, различия увеличиваются и на поверхности первого слоя (его называют «смачивающим» слоем) становится выгодным не равномерное распределение вещества, а образование отдельных «капель». Таким образом, возникают пирамидки со свойствами квантовых точек, одна из

которых представлена на рис. 1.3(а). Качественно эти пирамидки можно рассматривать как дефекты на поверхности основного полупроводника, из-за которых в зонной структуре появляются примесные уровни — выше валентной зоны (дырки) и ниже зоны проводимости (электроны), как показано на рис. 1.3(б). Уровни, отвечающие примесному уровню зоны проводимости, характеризуются дискретным спектром, т. е. они отвечают квантовой точке.

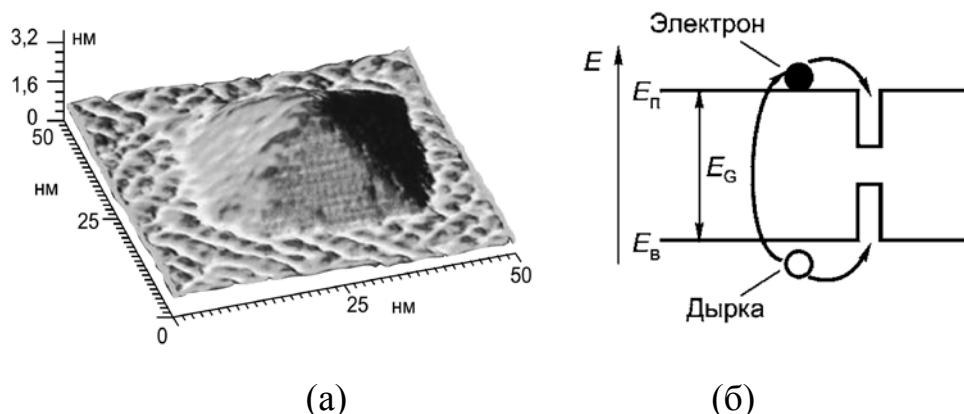


Рис.1.3. (а) Экспериментальная реализация полупроводниковой квантовой точки; (б) зонная структура полупроводника, содержащей квантовую точку

1.3. Оптические свойства наноматериалов

Нанокластеры и наноматериалы, организованные на их основе, обладают рядом особенностей, обуславливающих их уникальные оптические и электропроводящие свойства. Нанометровый размер, переход от массивного твердого тела с зонной структурой к отдельным электронным уровням и ограничение длины свободного пробега носителей за счет влияния поверхности кластера изменяют правила отбора мод и вызывают появление новых оптических переходов, изменение энергии переходов, изменение времени флюоресценции и люминесценции, увеличение силы осцилляторов. Другой важный фактор, определяющий свойства наноматериалов, — это матрица и среда, в которой находятся кластеры. На основе наноматериалов возможно получение светоперестраиваемых диодов и лазеров с изменением длины волны, а также ряда нелинейных оптических наносистем для оптических преобразователей. Упорядочение нанокластеров в матрице обуславливает возможность создания фотонных кристаллов, имеющих постоянную решетку, сравнимую с длиной волны видимого света. Оптические

свойства металлов и полупроводников существенно различаются, что выражается в различном расположении зоны проводимости, валентной зоны и уровня Ферми. В связи с этим различаются размерные эффекты в нанокластерах металлов и полупроводников. Особенно интенсивно изучались наночастицы веществ, являющихся в обычных условиях полупроводниками. Множество исследований касается электронных свойств таких частиц, что объясняется использованием в качестве квантовых точек. Наночастицы германия или кремния сами по себе не являются полупроводниками. Наночастица Si_n может образовываться при лазерном испарении кремниевой подложки в потоке гелия. При фотолизе пучка нейтральных кластеров ультрафиолетовым лазером кластеры ионизируются, и отношение их массы к заряду может быть измерено при помощи масс-спектрометра.

Оптические свойства наночастиц полупроводящих материалов и объемного материала резко различаются. Оптические спектры поглощения существенно сдвигаются в голубую сторону (в сторону уменьшения длины волны) при уменьшении размеров частиц. Фотоны с энергией, равной или превышающей ширину запрещенной зоны полупроводника, могут создавать электронно-дырочные пары. Электрон и дырка двигаются независимо друг от друга. В некоторых случаях благодаря кулоновскому взаимодействию электрон и дырка могут оставаться «вместе», формируя новую электрически нейтральную квазичастицу — экситон. Экситоны не влияют на электропроводность вещества, поскольку не обладают электрическим зарядом. Возникновение экситонов существенно облегчается в квантовых ямах, так как локализация в органической области усиливает эффекты перекрытия волновых функций электронов и дырок. Простейшая модель описывает экситон как электрон и дырку, которые вращаются внутри решетки относительно общего центра массы под воздействием кулоновского притяжения. Существуют два основных типа экситонов:

1. Экситоны с незначительным перекрытием волновых функций электронов и дырок. Размер таких экситонов составляет несколько параметров решетки. Если экситоны являются слабосвязанными электронно-дырочными парами, то они называются экситонами Ванье–Мотта. Системы экситонов Ванье–Мотта характерны для многих полупроводников.

2. Экситоны, характерные для изоляторов и имеющие размер, близкий к постоянной решетки, так называемые экситоны Френкеля. Они сильно или тесно связаны электронно-дырочными парами. Энергия связанных состояний экситонов равна:

$$E_n = \frac{\mu R_H}{m_0 \varepsilon^2 \varepsilon_r^2 n^2} = \frac{\mu}{m_0 \varepsilon_r} \frac{13,6 \text{ eV}}{n^2} = \frac{R_{ex}}{n^2}, \quad (1.4)$$

где $n=1,2,3\dots$; R_H – постоянная Ридберга для атома водорода; R_{ex} – постоянная Ридберга для экситона.

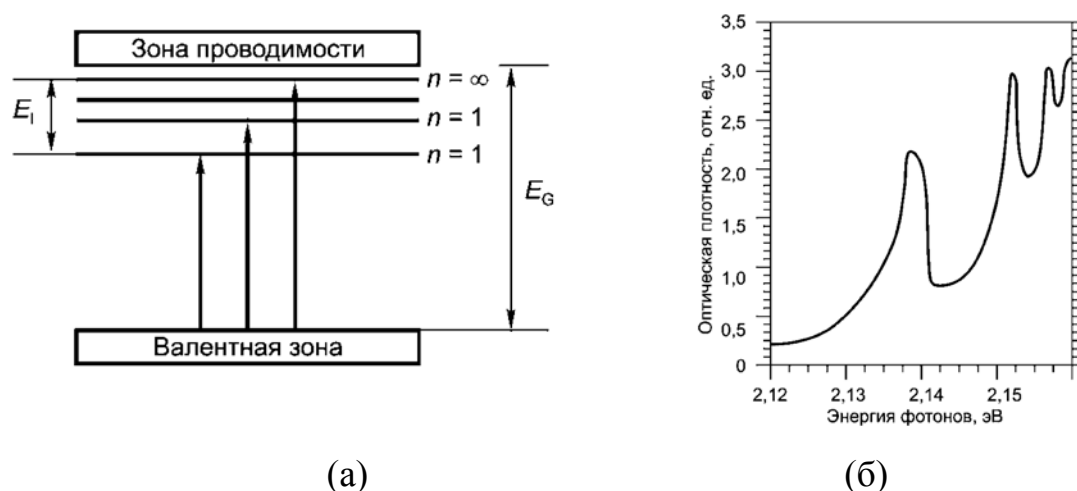


Рис.1.4. (а) Связанные состояния экситона; (б) спектр оптического поглощения водородоподобных переходов экситона в Cu_2O

На рис. 1.4(а) схематично показаны связанные состояния экситона и энергия ионизации экситона E_1 . Энергия фотона, необходимая для создания экситона, меньше энергии, необходимой для создания независимой электронно-дырочной пары в полупроводнике, поэтому полный процесс можно описать как создание экситона с его дальнейшим разделением на электрон и дырку. При этом процесс разделения требует энергии, равной энергии связи экситона.

Энергии, соответствующие связанным состояниям экситона, расположены в запрещенной зоне полупроводника, чуть ниже границы зоны проводимости.

Спектр поглощения экситонов имеет пики, предсказываемые уравнением (1.4). Экситоны более стабильны при низких температурах и не распадаются под воздействием фононов. Оптический спектр поглощения оксида меди Cu_2O показан на рис. 1.4(б). На нем виден спектр поглощения экситонов.

Особенно интересно то, что происходит при уменьшении наночастиц до размеров, сравнимых с радиусом электрон-дырочной пары или меньших. Возможны две ситуации, называемые режимами слабой и сильной локализации. В режиме слабой локализации радиус частицы больше радиуса экситона, но область перемещения экситона ограничена, что приводит к смещению спектра поглощения в голубую сторону. Когда

радиус частицы меньше радиуса орбиты электрон-дырочной пары, движения электрона и дырки становятся независимыми и экситон перестает существовать. Электрон и дырка имеют собственные наборы энергетических уровней. Это также приводит к голубому смещению и появлению нового набора линий поглощения.

Наночастицы по сравнению с макроскопическим твердым телом имеют ряд особенностей рассеяния и поглощения света. Эти особенности наиболее отчетливо проявляются в экспериментах с большим количеством частиц. Так, коллоидные растворы и гранулированные пленки могут быть интенсивно окрашены вследствие специфических оптических свойств наночастиц. Классическим объектом изучения оптических свойств дисперсных сред является раствор, содержащий золото. Еще Фарадей обратил внимание на сходство цвета коллоидного раствора золота и пленки золота и высказал предположение о дисперсном строении последней.

При поглощении света тонкозернистыми пленками металлов в видимой части их спектра появляются пики поглощения, отсутствующие у массивных металлов (в металлах оптическое поглощение электронами проводимости происходит в широком диапазоне длин волн). Например, гранулированные пленки из частиц Au диаметром 4 нм имеют явный максимум поглощения в интервале от 560 до 600 нм. Спектры поглощения наночастиц Ag, Cu, Mg, In, Li, Na, K также имеют максимумы в оптическом диапазоне. Еще одной особенностью гранулированных пленок является уменьшение поглощения света при переходе из видимой области спектра в инфракрасную (поглощение излучения сплошными металлическими пленками растет с увеличением длины волны). Размерные эффекты оптических свойств существенны для наночастиц, размер которых заметно меньше длины волны и не превышает 10...15 нм.

1.4. Фотонные кристаллы

Перспективным направлением миниатюризации фотонных устройств и их интеграции в сложные системы является использование так называемых фотонных кристаллов. Они представляют собой искусственные периодические наноструктуры, сформированные таким образом, что электромагнитные волны некоторых частот (или даже диапазонов частот) в них не могут распространяться ни в каком направлении. Например, на основе планарных фотонных кристаллов можно создать миниатюрный и очень эффективный нанорезонатор, позволяющий локализовать мощные электромагнитные поля в очень малых объемах в течение длительного времени. Более того, возможны резонаторы, позволяющие «концентрировать» свет в воздухе; такие устройства — весьма перспективный инструмент изучения процессов взаимодействия света и вещества в нанометровом масштабе. Изготовление

и исследование свойств наноразмерных оптических резонаторов сейчас является одним из самых интересных направлений развития фотоники, представляющим большую практическую и научную ценность. Например, весьма перспективно использование фотонных устройств для создания биодатчиков новых типов. Метод основан на том, что, подвергая органические вещества в микродозах очень мощному электрическому и оптическому воздействию в описанных выше резонаторах, можно получить для них так называемые оптические сигнатуры (зависимости параметров выходного сигнала от длины резонатора). Вследствие малых размеров резонаторов такой подход теоретически позволяет создать принципиально новые интегральные спектроскопические системы (например, объединить на одном чипе все возможности рамановской спектроскопии). Кроме того, следует отметить, что высокая добротность нанорезонаторов в фотонных кристаллах (в них часто $Q > 10^5$) в сочетании с их исключительно малыми размерами (около 5 мкм) делают такие кристаллы самым перспективным материалом для создания разнообразных мультиплексных устройств в системах уплотнения и переработки оптических сигналов.

К описанию физики фотонных кристаллов можно подходить по-разному, в соответствии с корпускулярно-волновым дуализмом света. С одной стороны, свойства фотонного кристалла можно получить, аккуратно рассмотрев происходящие в нем явления дифракции и многолучевой интерференции. С другой стороны, можно представить свет потоком фотонов и воспользоваться аналогией с физикой твердого тела. Оба подхода имеют свои достоинства и позволяют взглянуть на концепцию фотонных кристаллов под разными углами, поэтому каждый из них заслуживает отдельного обсуждения.

1.4.1. Многократные отражения и преломления в слоистых структурах

Для простоты начнем с одномерного случая и посмотрим, как световая волна отражается от одной оптической ячейки, состоящей из двух слоев с различными показателями преломления n_1 и n_2 (рис.1.5).

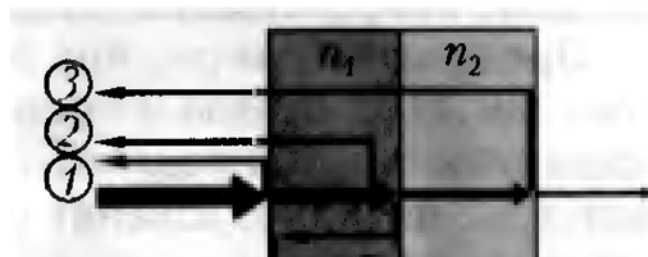


Рис. 1.5. Многолучевая интерференция в двухслойной пластине

Для определенности будем считать, что $n_1 > n_2$. Свет, попав в такую пленку, испытывает многократные отражения и преломления, в результате чего возникает множество волн, интерференция которых и определяет, какая часть падающей энергии отразится от пленки, а какая пройдет сквозь нее. При каждом отражении и преломлении на границах между слоями волна теряет часть энергии, поэтому в приближенных расчетах достаточно ограничиться учетом волн, пересекших границы слоев или отразившихся от них по пути к наблюдателю небольшое число раз. Отраженная волна в основном формируется волнами 1, 2 и 3 (см. рис. 1.5). Для того чтобы ее амплитуда была максимальной, необходимо синфазное сложение этих волн, т.е. необходимо, чтобы разность хода между ними составляла целое число длин волн. Разность хода между волнами 1, 2 и 3 определяется разностью их оптических путей, которые равны соответственно [2]:

$$s_1 = \frac{\lambda_0}{2}, \quad s_2 = 2d_1n_1, \quad s_3 = 2(d_1n_1 + d_2n_2) \quad (1.5)$$

Здесь d_1 и d_2 - толщины слоев, а λ_0 - длина волны света в воздухе. В этих формулах учтен тот факт, что при отражении света от оптически более плотной среды его фаза меняется на π или, другими словами, «теряется» половина длины волны. В противоположном случае, когда волна отражается от оптически менее плотной среды, этого не происходит. Условия синфазности можно достичь, сделав, например, первый слой толщиной $d_1 = \lambda_0/(4n_1)$, а второй - толщиной $d_2 = \lambda_0/(2n_2)$. Первый слой назовем четвертьволновым, а второй - полуволновым, поскольку на их толщине укладывается, соответственно, одна четвертая и одна вторая длины волны в этих средах. Тогда, очевидно, $s_2 - s_1 = 0$, а $s_3 - s_1 = \lambda_0$. Отметим, что, выбрав толщины слоев таким образом, мы добились синфазности не всех многократно прошедших лучей, а только их «наиболее весомой» части. Например, волна, пробежавшая по фотонному кристаллу путь 4, выйдет из него в противофазе с первыми тремя волнами, так как ее оптический путь равен $s_4 = \lambda_0$. Тем не менее, выбранные размеры

слоев оптимальны и позволяют получить относительно большие коэффициенты отражения. Представим теперь, что рассмотренная оптическая ячейка (см. рис.1.5) с правой стороны граничит не с воздухом, а с достаточно толстой подложкой, имеющей показатель преломления n_1 . Это сильно изменит условия взаимного усиления отраженных волн, поскольку теперь волна 3, отражаясь от задней границы ячейки, потеряет полволны. Чтобы на выходе из пленки она вновь была в фазе с двумя другими волнами, следует толщину второго слоя сделать четвертьволновой: $d_2 = \lambda_0/(4n_2)$. Этот случай наиболее приближен к структуре одномерного фотонного кристалла, состоящего из большого числа оптических ячеек, расположенных последовательно одна за другой. Ведь при таком чередовании слои с показателями преломления n_2 граничат со слоями с большим показателем преломления n_1 , а отнюдь не с воздухом. Условие резонансного усиления отраженных волн для фотонного кристалла в общем виде можно записать в виде:

$$d_1 = \frac{(2m+1)\lambda_0}{4n_1}, \quad d_2 = \frac{(2l+1)\lambda_0}{4n_2}, \quad (1.6)$$

где m и l - произвольные натуральные числа. Здесь учтено, что отраженные волны являются синфазными не только при равенстве четверти длины волны их оптических путей в каждом слое, но и в случае, когда эти оптические пути равны нечетному числу четвертей длины волны в веществе.

Аналогичным образом можно установить условия наилучшего прохождения света через фотонный кристалл. При этом удобнее всего использовать закон сохранения энергии, из которого следует, что максимальное прохождение света возникает тогда, когда отраженная от кристалла энергия минимальна, ведь в сумме эти две энергии должны давать величину падающей энергии. Оговоримся, что последнее утверждение выполняется только при отсутствии поглощения света веществом. Именно такие материалы мы пока и обсуждаем.

Для наибольшего ослабления отражения толщины слоев нужно подобрать так, чтобы отраженные от границ между слоями волны примерно равных амплитуд были в противофазе. Это означает, например, что волны 1 и 2 должны иметь оптическую разность хода, равную нечетному числу полуволн. Последнее выполнится, если толщина слоя с показателем преломления n_1 будет равна целому числу полуволн. Ситуация с остальными парами волн (3 и 4 и так далее) аналогична. В итоге получаем, что прошедшая через фотонный кристалл энергия будет наибольшей, если

$$d_1 = \frac{m\lambda_0}{2n_1}, \quad d_2 = \frac{l\lambda_0}{2n_2}, \quad (1.7)$$

где m и l - любые натуральные числа.

Отметим, что две рассмотренные ситуации - усиления и ослабления отраженного света - соответствуют так называемым диэлектрическим зеркалам и просветляющим покрытиям, столь распространенным как в технической, так и в бытовой оптике. Просветляющие покрытия можно встретить на многих оптических стеклах, начиная от обычных очков и заканчивая гигантскими объективами телескопов.

Следует обратить внимание на различие в условиях наилучшего отражения и прохождения света. Условия наилучшего пропускания, в отличие от условий наилучшего отражения, не являются единственно оптимальными. Действительно, максимум отражения наблюдается только в том случае, если на толщине каждого слоя укладывается нечетное число четвертей длин волн. В то время как наилучшее прохождение будет наблюдаться не только для длин волн, которые определены записанными условиями, но и для многих других длин волн. Это связано тем, что существуют разные варианты взаимного гашения отраженных волн.

Для иллюстрации рассмотрим спектр прохождения света через фотонный кристалл из трех ячеек, у которых толщины слоев таковы, что $n_1d_1 = n_2d_2 = \lambda_0/4$. Для определенности будем считать, что $\lambda_0 = 0,6 \mu\text{м}$, при этом, если $n_1 = 2$ и $n_2 = 1,5$, то $d_1 = 75 \text{ нм}$, а $d_2 = 100 \text{ нм}$.

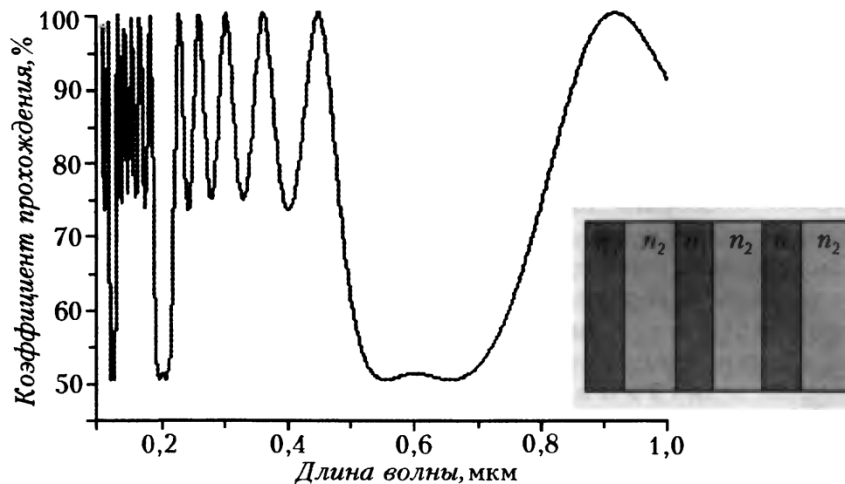


Рис. 1.6. Спектр коэффициента прохождения света через фотонный кристалл из трех оптических элементов

Из рис. 1.6 видно, что, как и ожидалось, на длинах волн $\lambda_1 = 0,6 \mu\text{м}$, $\lambda_2 = 0,2 \mu\text{м}$ и так далее наблюдается резонансное уменьшение коэффициента прохождения света (излучение в основном отражается). А на длинах волн,

удовлетворяющих условиям наилучшего прохождения света: $\lambda_1 = 0,3$ мкм , $\lambda_2 = 0,15$ мкм и так далее, через фотонный кристалл проходит практически вся падающая энергия. Наряду с этими длинами волн, существует еще много других, при которых свет проникает сквозь кристалл, не отражаясь. Из подробного анализа многократных отражений в многослойных пленках можно вывести любопытную закономерность: количество резонансных максимумов прохождения света между двумя зонами наибольшего отражения всегда на единицу меньше количества слоев в кристалле. Поэтому, например, в кристалле из трех ячеек, т.е. из шести слоев, наблюдается ровно пять таких максимумов.

1.4.2 Запрещенные и разрешенные зоны

Выяснив, какими должны быть соотношения между длиной волны и параметрами фотонного кристалла для достижения той или иной особенности его спектра пропускания или отражения, сосредоточим теперь внимание на тех участках, где возникает наибольшее отражение света, - ведь именно с ними связано понятие запрещенных фотонных зон, являющееся своеобразной визитной карточкой фотонных кристаллов.

Напомним, что запрещенными зонами для фотонных кристаллов называют диапазоны длин волн или частот, на которых волна не может распространяться по фотонному кристаллу и полностью отражается от него. При этом электромагнитное поле все же проходит внутрь фотонного кристалла, но его амплитуда экспоненциально уменьшается по мере углубления в материал. Скорость уменьшения амплитуды поля зависит от отношения показателей преломления чередующихся областей фотонного кристалла, называемого его оптическим контрастом. Обычно энергия волны убывает в e раз на расстоянии порядка нескольких длин волн.

Запрещенными зонами обладает не любая произвольная периодическая структура. Например, у рассмотренного трехъячеечного фотонного кристалла запрещенной зоны нет, а есть лишь области спектра, в которых отражение максимально (см. рис.1.6). Для появления запрещенных зон нужно, чтобы оптический контраст был достаточно большим. Кроме того, фотонный кристалл должен состоять из очень большого числа оптических ячеек. Влияние обоих факторов на наличие и характер запрещенной зоны показано на рисунках 1.7 и 1.8.

Из рисунка 1.7 видно, что при относительно низком оптическом контрасте (1,33 для выбранных показателей преломления) коэффициент прохождения света через фотонный кристалл становится меньше одного процента только в случае, если кристалл содержит 10 ячеек. При дальнейшем увеличении числа ячеек минимальное значение коэффициента прохождения становится крайне малым и может оказаться

ниже предела чувствительности фотоприемника, используемого при регистрации сигнала. Тогда и говорят о возникновении запрещенной зоны. Ширина образовавшейся запрещенной зоны возрастает с увеличением числа периодов кристалла. Подчеркнем еще раз, что настоящую запрещенную зону можно получить только в фотонном материале бесконечной протяженности. Если же его толщина конечна, то коэффициент пропускания будет отличен от нуля даже на резонансной длине волны (0,6 мкм в данном случае).

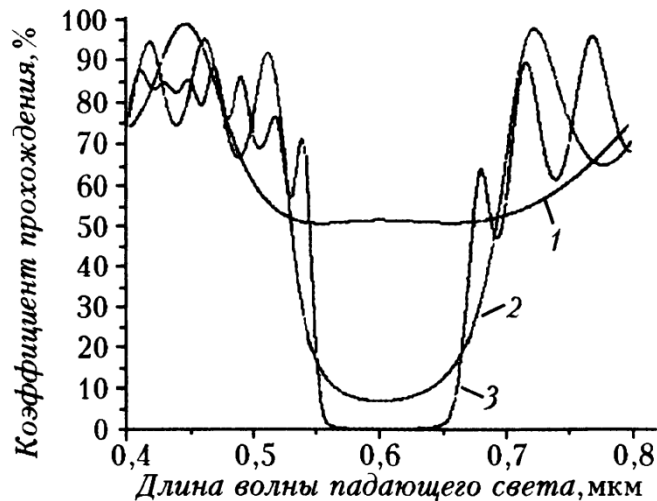


Рис. 1.7 Запрещенные зоны трех 1D фотонных кристаллов, состоящих из материалов с показателями преломления 1,5 и 2,0 и содержащих 3, 7 и 10 (для случаев 1, 2 и 3 соответственно) оптических ячеек

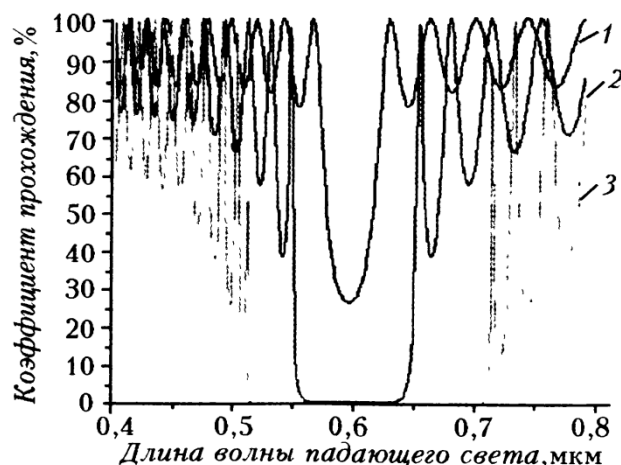


Рис. 1.8. Спектры коэффициента прохождения света через одномерный фотонный кристалл из 10 оптических элементов при различных оптических контрастах ($n_1 = 1,52$, а $n_2 = 1,6, 2,1$ и $2,5$ для случаев 1, 2 и 3 соответственно)

Здесь все определяет уровень чувствительности системы регистрации и интенсивность падающего излучения.

Ширина запрещенной зоны увеличивается и с ростом оптического контраста (см. рис.1.8).

Но почему запрещенная зона имеет некоторую ненулевую ширину, если условия синфазности выполняются строго только для одной длины волны внутри зоны? Здесь основную роль играет многолучевая интерференция, благодаря которой отраженные и преломленные волны, складываясь на выходе из кристалла, дают нулевую прошедшую волну, даже если они находятся не в точности в фазе или противофазе между собой. Чем больше слоев в фотонном кристалле, тем больше лучей участвуют в интерференции, и тем менее значим разброс их фаз. Поэтому полное гашение проходящего света получается на длинах волн, отличающихся на десятки процентов от резонансной.

Однако при интерференции существенны не только относительные сдвиги фаз волн, но и их амплитуды, которые зависят от коэффициентов отражения волн на границах между слоями. В фотонном кристалле с большим оптическим контрастом коэффициенты отражения достаточно велики, и необходимый эффект достигается уже при малом количестве слоев. Этим и объясняется зависимость ширины запрещенной зоны от оптического контраста.

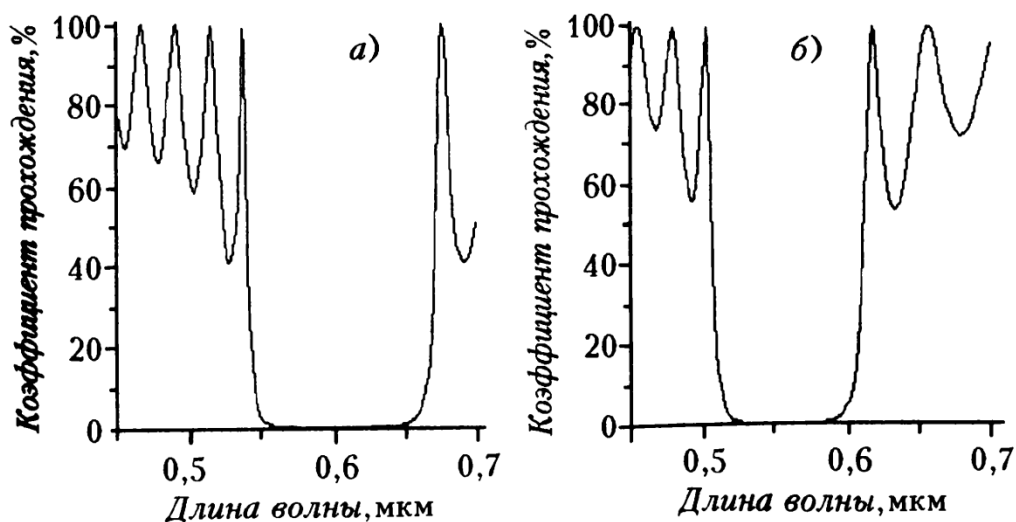


Рис. 1.9. Спектры коэффициента прохождения света через одномерный фотонный кристалл из 15 оптических элементов ($n_1 = 2$ и $n_2 = 1,5$): а) при нормальном падении света; б) при падении под углом 40°

Спектры прохождения света на рисунках 1.7 и 1.8 построены для случая, когда свет падает на одномерный фотонный кристалл перпендикулярно его слоям. При наклонном падении общий характер спектров прохождения сохраняется, но меняются положение и ширина

запрещенных зон. Заметим также, что при наклонном падении становится важной поляризация падающего света. Изменение спектрального положения запрещенных зон вполне предсказуемо - при наклонном падении меняется оптический путь излучения при многократных отражениях и преломлениях внутри кристалла, и вся картина спектра прохождения смещается в коротковолновую область (рис.1.9). Почему смещение происходит именно в область меньших длин волн, легко понять, если вспомнить условие интерференции волн при отражении от прозрачной пластинки с показателем преломления n и толщиной d (рис.1.10(a)):

$$nd\cos\theta'=(2k-1)\frac{\lambda}{2}, \text{ или } \lambda = \frac{4nd \cos\theta'}{(2k-1)} \quad (1.8)$$

В этой формуле угол θ' является углом преломления, а k - любое натуральное число. С ростом угла падения θ также возрастает и угол преломления. Кроме того, функция косинуса при положительных значениях аргумента, меньших 90° , является убывающей. Получается, что с ростом угла падения длина волны, соответствующая максимальному отражению, убывает. Точно так же изменяется и условие наилучшего прохождения. В результате весь график зависимости коэффициента прохождения от длины волны испытывает «синий» сдвиг, т.е. перемещается в область коротких длин волн.

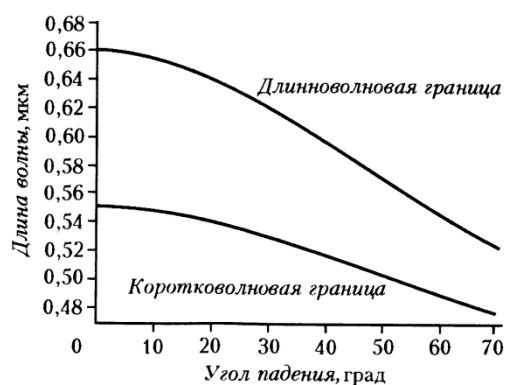
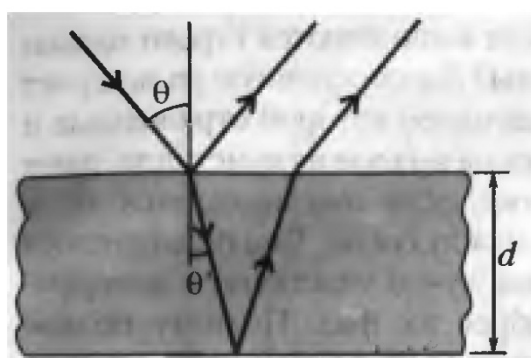


Рис. 1.10. (а) Ход лучей при отражении от плоскопараллельной пластинки; (б) зависимость положения границ запрещенной зоны одномерного фотонного кристалла, состоящего из 40 оптических ячеек ($n_1 = 2$ и $n_2 = 1,5$), от угла падения излучения

На рисунке 1.10(б) показано смещение границ первой запрещенной зоны фотонного кристалла при увеличении угла падения. Из этого рисунка хорошо видно, что запрещенные зоны в одномерных фотонных кристаллах неполные. Длинноволновая граница запрещенной зоны при увеличении угла падения смещается настолько сильно, что по шкале длин

волн становится ниже положения коротковолновой границы при нормальном падении. Для фотонного кристалла с параметрами, использованными при расчете приведенного графика, это происходит при углах падения, превышающих 59° . Поэтому не существует таких длин волн, которые находились бы внутри запрещенной зоны при любых углах падения.

1.4.3 Дефекты фотонных кристаллов и разрешенные уровни в запрещенной зоне

Итак, если на фотонный кристалл падает немонохроматическое излучение, то через кристалл пройдет только та его часть, которая образована волнами, длины которых не попали в фотонную запрещенную зону. Получается оптический фильтр с широкой полосой пропускания, поскольку расстояние между запрещенными зонами может быть велико - обычно оно составляет несколько сот нанометров. В то же время в оптике часто нужны гораздо более узкополосные фильтры, которые вырезали бы только узкий интервал длин волн шириной 1 нм и меньше. Оказывается, при использовании фотонных кристаллов эта проблема решаема. Для получения узкого пика пропускания в области запрещенной зоны в структуру фотонного кристалла вносят дефекты. Одним из структурных дефектов является изменение порядка следования слоев, из-за чего возникают области удвоенной толщины. Причину возникновения пика пропускания внутри запрещенной области легко понять на примере простейшей структуры с одним дефектом (рис. 1.11).

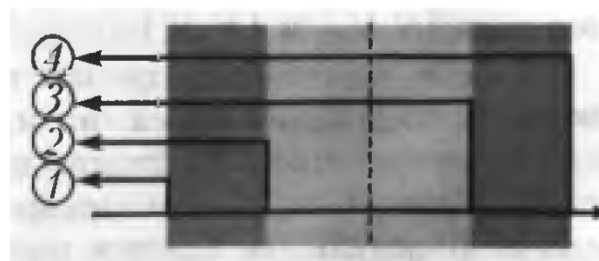


Рис. 1.11. Многолучевая интерференция в фотонном кристалле с одним дефектом.

Толщина каждого слоя равняется одной четвертой длины волны света в этом слое. Отражение на границе между двумя одинаковыми слоями по понятным причинам отсутствует. Основную роль в формировании отраженной волны играют волны 1, 2, 3 и 4. Их оптические пути равны, соответственно:

$$s_1 = \lambda_0/2, \quad s_2 = \lambda_0/2, \quad s_3 = 2\lambda_0, \quad s_4 = 2\lambda_0 \quad (1.9)$$

Поэтому волны 1 и 3, а также 2 и 4 выходят из кристалла в противофазе и сильно ослабляют друг друга. В итоге на длине волны λ_0 , на которую «настроен» фотонный кристалл, возникает максимум пропускания. Конечно, для получения резонанса нужной ширины используют гораздо больше слоев. Кроме того, если нужно получить несколько пиков пропускания, разделенных по длине волны небольшими интервалами (10-100 нм), то создают соответствующее число дефектов. Пример фотонного кристалла с тремя дефектами чередования и его спектр пропускания показаны на рисунке 1.12.

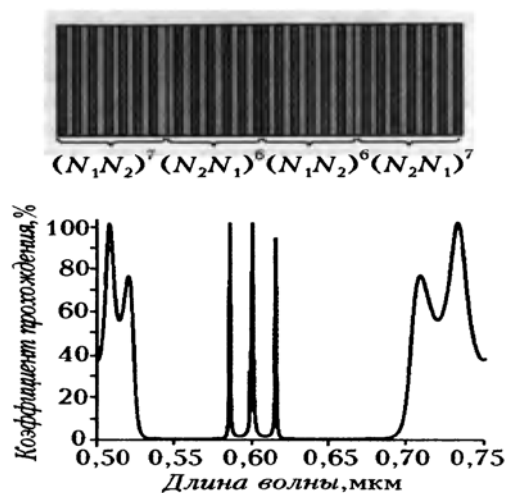


Рис. 1.12. Одномерный фотонный кристалл с тремя структурными дефектами и спектр прохождения света через него.

Кристалл образован слоями N_1 ($n_1 = 2$) и N_2 ($n_2 = 1,5$), а его структура задана формулой $(N_1N_2)^7(N_2N_1)^6(N_1N_2)^6(N_2N_1)^7$, в которой верхние индексы обозначают количество последовательных оптических элементов типа (N_1N_2) и (N_2N_1) . Дефект может быть связан не только с простой сменой порядка следования слоев, но и, например, с включением в структуру фотонного кристалла дополнительных более толстых слоев. Кроме того, можно варьировать толщину чередующихся слоев. В результате удастся получить большое разнообразие спектров пропускания и создать кристалл, подходящий для решения нужной задачи передачи оптического сигнала.

1.4.4 Интерференция в многомерных структурах

До сих пор рассматривались исключительно одномерные фотонные кристаллы, но ведь существуют и двумерные, и трехмерные кристаллы,

имеющие более сложное строение, а потому открывающие еще большие возможности. Обратимся к двумерному случаю. Представим двумерный фотонный кристалл, образованный периодически расположенными параллельными цилиндрическими стержнями, находящимися в воздухе (рис.1.13(a)).

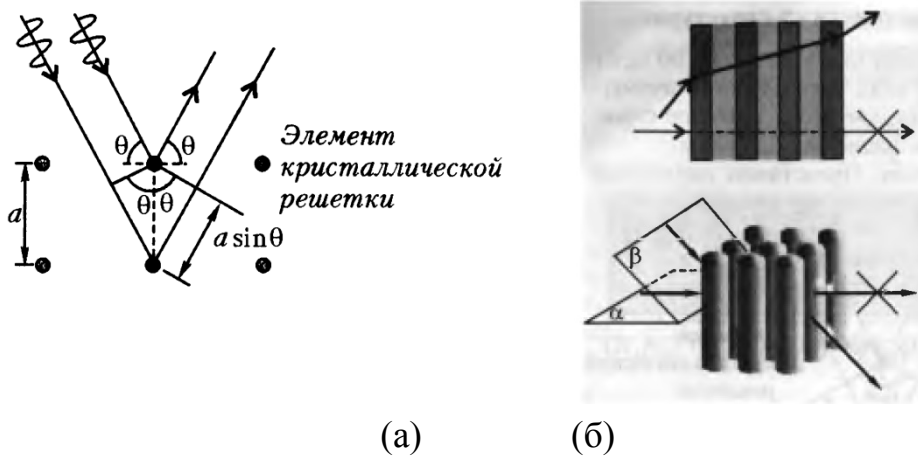


Рис. 1.13. (а) Разность хода между двумя волнами, рассеянными соседними узлами двумерной кристаллической решетки; (б) Разрешенные и запрещенные направления распространения в одномерных и двумерных фотонных кристаллах

Для простоты предположим, что диаметр стержней много меньше зазора между ними, а свет падает на кристалл перпендикулярно этим стержням. Условие интерференционного усиления отраженных волн теперь подчиняется закону Брэгга:

$$2a \sin \theta = \frac{m\lambda}{n}, \quad (1.10)$$

в котором a - период кристаллической решетки, m - целое число, θ - угол, определяющий направление волны в материале.

Если в этой формуле угол θ положить равным 90° , то придем к случаю одномерного кристалла, в котором один из двух чередующихся слоев имеет толщину, много меньшую толщины другого слоя. При этом для конструктивной интерференции необходимо, чтобы на периоде фотонного кристалла, который теперь практически равен толщине первого слоя, укладывалось целое число полуволен. Как и в одномерном случае, в двумерном кристалле в спектре пропускания возникают запрещенные зоны. Причем если считать, что свет падает на кристалл только в плоскости, перпендикулярной осям стержней, то запрещенные зоны могут быть полными. Иным словами, могут существовать интервалы длин волн,

излучение на которых будет полностью отражаться от фотонного кристалла при любых углах падения в этой плоскости. В таком плане двумерный случай существенно отличается от одномерного. Фотонные запрещенные зоны для двумерных кристаллов более полные, чем для одномерных, но все же не до конца. Не будем забывать, что мы условились о падении света

только в одной плоскости. Если изменить плоскость падения и пустить свет, например, вдоль плоскости β (рис.1.13(б)), то те волны, которым было запрещено попасть внутрь кристалла, теперь смогут легко это сделать, зато под запрет попадут волны с другими частотами.

2. Метаматериалы

2.1. Отрицательное преломление

Метаматериалами, или, точнее, электромагнитными метаматериалами, называются вещества, обнаруживающие необычные электромагнитные свойства [3]. Греческая приставка мета означает выход за границу чего-либо. Таким образом, метаматериал - это вещество или искусственная структура, электромагнитные свойства которой выходят за рамки обычных представлений. Сам термин *метаматериалы* был предложен руководителем Центра электромагнитных материалов и устройств в Остине (штат Техас, США) Роджером Уолсером в 2000 году.

Примером метаматериала является изотропная среда с отрицательным показателем преломления. Такое вещество иногда называют *средой Веселого* по фамилии отечественного физика В.Г. Веселаго, исследовавшего электромагнитные свойства данной среды [4]. Рассмотрим простейший случай преломления света на плоской границе раздела двух сред. Пусть угол падения электромагнитной волны равен φ , а угол преломления равен ψ (рис. 2.1). Связь между этими углами дается известным законом Снеллиуса:

$$\frac{\sin \psi}{\sin \varphi} = \frac{n_1}{n_2}, \quad (2.1)$$

где $n_{1,2}$ - коэффициенты преломления сред. В случае обычных прозрачных материалов их показатели преломления являются положительными величинами $n_{1,2} > 0$. Тогда преломленный луч (4) отклоняется по другую сторону от нормали к границе раздела сред по сравнению с падающим лучом (1), как это видно на рис. 2.1.

Если же показатель преломления первой среды положителен, а второй среды отрицателен, то преломленный луч отклоняется в ту же сторону от нормали, что и падающий луч. Это соответствует изменению

знака угла преломления, вытекающему из равенства (2.1), если показатели преломления сред имеют разные знаки.

Преломление электромагнитной волны, изображенное на рис. 2.1 лучами 1—3, называется *отрицательным преломлением*, или аномальной рефракцией.

Исторически впервые эффект отрицательного преломления электромагнитного излучения был рассмотрен советским физиком Л.И. Мандельштамом в 40-х годах XX века в одной из лекций, где был представлен ход преломленного луча в среде с $n < 0$.

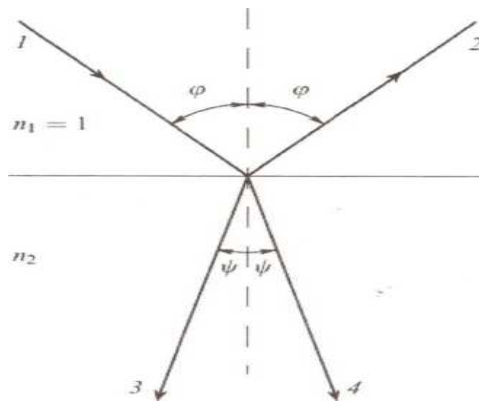


Рис. 2.1. Преломление и отражение света на границе раздела двух сред: лучи 1—4 — обычное преломление, лучи 1—3 — отрицательное преломление, лучи 1—2 — отражение

Отрицательное преломление используется в простом оптическом устройстве, предложенном отечественным физиком В.Г. Веселаго и получившем название *линза Веселаго*. Схематическое изображение линзы Веселаго представлено на рис. 2.2. Это устройство является *плоскопараллельной* пластиной, приготовленной из материала с отрицательным преломлением.

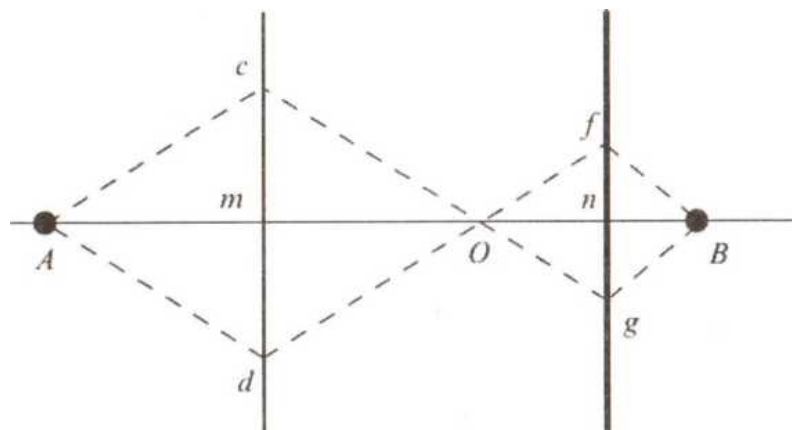


Рис. 2.2. Линза Веселаго

Если слева от пластины расположить источник света A на расстоянии, меньшем толщины пластины $Am < mn$, то лучи от этого источника сойдутся справа от пластины в точке B . В этом легко убедиться с помощью простого геометрического построения и с учетом того, что при пересечении границ раздела cd и fg преломленные лучи отклоняются к оси AB . Указанное построение выполнено на рис. 2.2 для случая, когда плоскопараллельная пластина с показателем преломления $n_2 = -1$ помещена в вакуум $n_1 = 1$, причем выполняется неравенство $Am < nm$. Видно, что в этом случае геометрическая длина, пройденная лучом света от источника A в точку B по любому пути, вне пластины равна длине пути, пройденному светом в пластине:

$$Am + mB = mn, Ac + gB = eg, Ad + fB = df. \quad (2.2)$$

Поскольку в рассматриваемом случае $n_2 = -n_1$, то из равенств (2.2) следует, что *оптическая* длина пути, пройденная светом из точки A в точку B , равна нулю. Напомним, что оптическая длина пути равна интегралу $L = \int n dl$, где n - показатель преломления вещества, dl - дифференциал геометрической длины пути. Поскольку оптическая длина пути в рассматриваемом случае равна нулю для любой траектории распространения света, отвечающей закону Снеллиуса (2.1), то автоматически выполняется принцип Ферма, который формулируется в виде $\delta L = 0$ и гласит, что свет распространяется по траекториям, на которых оптическая длина пути имеет экстремум.

Таким образом, с помощью линзы Веселаго можно получать изображение предметов, расположенных на расстоянии, меньшем толщины линзы, но нельзя получить изображение источника на большем расстоянии. В частности, линза Веселаго не фокусирует в точку плоскопараллельный пучок света и поэтому не является линзой в строгом смысле этого слова. Тем не менее, данное оптическое устройство позволяет получить идеальное изображение предмета в том смысле, что точечный предмет оно переводит в точечное изображение. Это характеристическое свойство линзы Веселаго связано с тем, что в основе формирования изображения лежит отрицательное преломление электромагнитного излучения, а не его дифракция.

2.2. Электромагнитные процессы в «левой» среде

Отрицательный показатель преломления возникает в случае, когда диэлектрическая (ϵ) и магнитная (μ) проницаемости вещества *одновременно имеют отрицательные значения*: $\epsilon < 0$, $\mu < 0$. Коэффициент преломления среды дается формулой:

$$n = \sqrt{\epsilon\mu}. \quad (2.3)$$

Это соотношение получается из закона дисперсии поперечных волн в веществе, если в уравнениях Максвелла учесть магнитные свойства среды и напряженность макроскопического магнитного поля \mathbf{H} заменить на индукцию магнитного поля \mathbf{B} $\mathbf{H} \rightarrow \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$.

Ясно, что в случае отрицательности обоих сомножителей в подкоренном выражении в правой части равенства (2.3) коэффициент преломления остается действительной величиной, что отвечает прозрачной среде. Однако не очевидно, что тогда он имеет отрицательное значение $n < 0$. Чтобы выяснить данный вопрос и установить другие характеристические особенности сред с отрицательным преломлением, обратимся к уравнениям Максвелла, связывающим напряженности и индукции макроскопического электромагнитного поля с учетом магнитных свойств среды. В дифференциальной форме для прозрачного вещества эти уравнения имеют вид:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{d\mathbf{B}}{dt}, \quad (2.4)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{d\mathbf{D}}{dt}. \quad (2.5)$$

В случае плоской монохроматической волны, когда пространственно-временная зависимость электромагнитного поля описывается мнимой экспонентой $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t)$, дифференциальные уравнения (2.4) — (2.5) преобразуются в алгебраические:

$$[\mathbf{k}\mathbf{E}] = \frac{\omega}{c} \mathbf{B}, \quad (2.6)$$

$$[\mathbf{k}\mathbf{H}] = -\frac{\omega}{c} \mathbf{D}, \quad (2.7)$$

В равенствах (2.6) - (2.7) составляющие электромагнитного поля являются функциями частоты и волнового вектора, квадратные скобки означают векторное произведение. Индукции и напряженности

электрического и магнитного полей в случае изотропной среды, который мы будем предполагать в дальнейшем, связаны материальными соотношениями:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}, \quad (2.8)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad (2.9)$$

где ε и μ - диэлектрическая и магнитная проницаемость среды.

Отметим, что предполагается, что $\mu \neq 1$.

Подставляя формулы (2.8)-(2.9) в (2.6)-(2.7), находим

$$[\mathbf{kE}] = \frac{\omega}{c} \mu \mathbf{H}, \quad (2.10)$$

$$[\mathbf{kH}] = - \frac{\omega}{c} \varepsilon \mathbf{E}, \quad (2.11)$$

Из полученных уравнений (2.10) и (2.11) следует, что в случае обычной прозрачной среды, когда $\varepsilon > 0$ и $\mu > 0$, векторы \mathbf{k} , \mathbf{E} и \mathbf{H} образуют *правую тройку*. Это означает, что поворот от первого вектора ко второму, если смотреть со стороны третьего вектора, осуществляется *против* часовой стрелки. Такая среда называется *правой*. В случае одновременной отрицательности проницаемостей ($\varepsilon < 0$, $\mu < 0$) векторы \mathbf{k} , \mathbf{E} и \mathbf{H} образуют *левую тройку*, соответствующая среда называется *левой*. По терминологии, предложенной В.Г. Веселаго, правая среда обладает положительной «правизной» ($p = 1$), а левая среда обладает отрицательной «правизной» ($p = -1$). Правизна среды равняется определителю матрицы, составленной из направляющих косинусов векторов \mathbf{k} , \mathbf{E} и \mathbf{H} (в заданном порядке).

Волновой вектор плоской электромагнитной волны определяет пространственное изменение ее фазы. Направление распространения энергии электромагнитного поля определяется вектором Пойтинга, который равен:

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{EH}]. \quad (2.12)$$

Из этой формулы следует, что векторы \mathbf{S} , \mathbf{E} и \mathbf{H} образуют *правую тройку* независимо от знаков диэлектрической и магнитной восприимчивости вещества. Отсюда вытекает, что в правой среде направление векторов \mathbf{k} и \mathbf{S} совпадает, а в левой среде эти векторы антипараллельны. Поскольку волновой вектор коллинеарен фазовой скорости излучения, а вектор Пойтинга коллинеарен групповой скорости, то в левой среде эти скорости оказываются антипараллельными. Таким образом, в левой среде фаза и энергия плоской электромагнитной волны распространяются в противоположных направлениях. В этой связи

укажем, что стрелки лучей, изображенных на рис. 2.1, указывают направление распространения энергии. Что касается направления увеличения фазы, то для левой среды направление стрелки луча 3 нужно изменить на противоположное.

В квантовой, теории электромагнитного поля волновой вектор электромагнитной волны связан с импульсом фотона соотношением $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$. Поэтому направление распространения энергии фотона и его импульс в левой среде направлены в противоположные стороны. Отсюда вытекает возможность «светового притяжения» в левой среде вместо известного светового давления, имеющего место в обычных (правых) средах.

Рассмотрим теперь преломление плоской монохроматической волны при пересечении границы раздела сред с различными восприимчивостями. Из уравнений Максвелла (2.4) - (2.5) следует непрерывность тангенциальных составляющих векторов напряженности электрического и магнитного полей при переходе излучения из одной среды в другую:

$$E_{1t} = E_{2t}, H_{1t} = H_{2t}. \quad (2.13)$$

Отсюда, в частности, следует, что тангенциальные составляющие полей не изменяют своего направления при переходе излучения между средами с одинаковой и с различной «правизной». Из уравнений Максвелла для индукций электрического и магнитного полей следует непрерывность нормальных составляющих индукции при переходе из одной среды в другую:

$$\varepsilon_1 E_{1n} = \varepsilon_2 E_{2n}, \quad \mu_1 H_{1n} = \mu_2 H_{2n}. \quad (2.14)$$

Равенства (2.14) говорят о том, что при переходе электромагнитного излучения между средами с различной правизной, помимо изменения модуля, знак нормальной компоненты напряженности электрического и магнитного полей меняется на противоположный.

Таким образом, при преломлении света на границе раздела сред с различной правизной напряженности полей изменяются по величине и *зеркально отражаются относительно границы раздела сред*, как это следует из равенств (2.13) - (2.14).

Зеркальному отражению векторов напряженностей электрического и магнитного полей относительно границы раздела сред при изменении правизны вещества отвечает зеркальное отражение волнового вектора во второй среде относительно нормали к границе раздела, как это показано на примере напряженности электрического поля на рис. 2.3 в случае поляризации электромагнитной волны в плоскости падения. Аналогичное отражение справедливо и для магнитного поля. Необходимость такого

отражения вытекает из поперечности электромагнитного поля электромагнитной волны, способной распространяться и в вакууме. Нештрихованные величины (рис. 2.3) отвечают второй среде с той же правизной, что и первая среда, штрихованные величины соответствуют изменению правизны вещества при переходе из одной среды в другую.

Изменение волнового вектора $\mathbf{k}_2 \rightarrow \mathbf{k}_2'$, показанное на рис. 2.3, соответствует изменению направления преломленного луча $4 \rightarrow 3$ (рис. 2.1) при переходе от обычной среды к среде с отрицательным показателем преломления. Напомним, что изменение хода преломленного луча $4 \rightarrow 3$ согласуется с законом Снеллиуса (2.1).

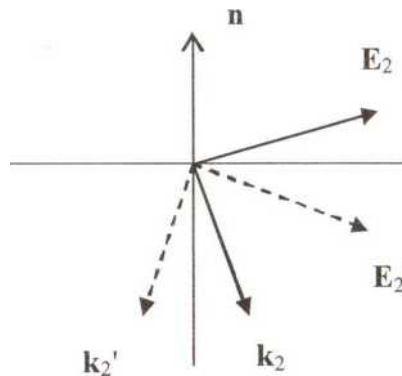


Рис. 2.3. Зеркальное отражение напряженности электрического поля и волнового вектора электромагнитной волны при переходе к среде с другой правизной в случае поляризации электромагнитной волны в плоскости падения.

Таким образом, одновременная замена знака у диэлектрической и магнитной проницаемостей вещества с плюса на минус действительно отвечает изменению знака показателя преломления с плюса на минус. С использованием параметра правизны первой и второй сред $p_{1,2}$ закон Снеллиуса (2.1) можно переписать через диэлектрические и магнитные восприимчивости в виде:

$$\frac{\sin \psi}{\sin \varphi} = \frac{p_1}{p_2} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \mu_1}{\varepsilon_2 \mu_2}}, \quad (2.15)$$

Из-за особенности преломления электромагнитной волны в левом веществе, изображенной на рис. 2.1 лучами $1 \rightarrow 3$, нетрудно показать, что выпуклая линза из левого вещества в вакууме рассеивает свет, а вогнутая линза из левого вещества собирает излучение в вакууме.

Сделаем замечание принципиального характера о том, что в левых средах диэлектрическая и магнитная проницаемость вещества должна обладать частотной дисперсией, т.е. должна иметь место зависимость от частоты $\varepsilon(\omega)$ и $\mu(\omega)$. Действительно, если таковой зависимости нет, то

формула для плотности энергии электромагнитного поля имеет вид:

$$W = \frac{\varepsilon E^2 + \mu H^2}{8\pi} \quad (2.16)$$

Отсюда следует, что при одновременном выполнении неравенств ($\varepsilon < 0$, $\mu < 0$) энергия электромагнитного поля отрицательна, что противоречит физическому смыслу. В диспергирующей среде плотность энергии монохроматической электромагнитной волны описывается выражением:

$$W = \frac{1}{8\pi} \left\{ \frac{(\omega\varepsilon(\omega))}{\omega} E^2 + \frac{(\omega\mu(\omega))}{\omega} H^2 \right\}, \quad (2.17)$$

которое может быть положительным и при одновременной отрицательности диэлектрической и магнитной проницаемостей. Производные по частоте, фигурирующие в правой части равенства (2.17), положительны, если проницаемости вещества описываются, например, плазмоподобными формулами:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{A_e}{\omega^2}, \quad \mu(\omega) = 1 - \frac{A_m}{\omega^2}, \quad (2.18)$$

где $A_{e,m} > 0$. Легко убедиться, что в этом случае

$$\frac{d\omega\varepsilon(\omega)}{d\omega} = 1 + \frac{A_e}{\omega^2} > 0, \quad \frac{d\omega\mu(\omega)}{d\omega} = 1 + \frac{A_m}{\omega^2} > 0$$

для всех частот. В то же время в диапазоне $\omega < \sqrt{A_{e,m}}$ обе проницаемости отрицательны. Таким образом, в случае справедливости формул (2.18) существует диапазон частот, в котором среда является левой, а энергия электромагнитного поля при этом положительна.

Выше отмечалось, что закон Снеллиуса (2.1) справедлив и для метаматериалов с отрицательным преломлением, если учесть знак коэффициента преломления среды. Это же утверждение относится к эффекту Доплера и Вавилова-Черенкова.

В общем случае эффект Доплера представляет собой изменение частоты периодического процесса при переходе из одной системы отсчета в другую. Изменение частоты электромагнитной волны, распространяющейся в веществе вследствие эффекта Доплера, дается следующими равенствами:

$$\omega' = (\omega - \mathbf{k}\mathbf{v})\gamma = \gamma\omega\left(1 - n\frac{sv}{c}\right), \quad (2.19)$$

где $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$ - коэффициент преломления среды, $s = ck/n\omega$ - единичный вектор, v - относительная скорость источника и приемника электромагнитных волн. Фактор Лоренца $\gamma = (1 - (v/c)^2)^{-1/2}$ описывает релятивистский эффект сокращения временного промежутка при переходе из одной системы отсчета в другую. Из формулы (2.19) следует, что, если в обычной среде ($n > 0$) источник и приемник движутся навстречу друг к другу ($sv < 0$), частота излучения, регистрируемая приемником ω' , оказывается больше частоты излучения в системе отсчета, связанной с источником ω . В противоположном случае, когда $sv > 0$, частота в системе отсчета приемника уменьшается. Если излучение распространяется в левой среде ($n < 0$), то в соответствии с формулой (2.19) все происходит наоборот: частота уменьшается при движениях приемника и источника навстречу друг к другу, т.е. имеет место обращенный эффект Доплера.

Для описания эффекта Вавилова-Черенкова в метаматериале с отрицательным преломлением можно также пользоваться обычными формулами, в которых фигурирует показатель преломления вещества n , с учетом того, что $n = -|n|$ ($|n| > 1$). Так, в среде с $n < -1$ угол между скоростью частицы и направлением потока энергии в излучаемой ею электромагнитной волне дается равенством:

$$\theta_{ch} = \arccos\left(\frac{c}{n(\omega)v}\right) = \pi - \arccos\left(\frac{c}{|n(\omega)v}\right), \quad (2.20)$$

где v - скорость частицы и $v > c/|n|$ - черенковское условие. Таким образом, в левой среде черенковское излучение (соответствующий вектор Пойтинга (2.12)) будет направлено под тупым углом к скорости частицы (полагаем, что $c/|n|v \approx 1$). Хорошо известно, что в обычных средах черенковское излучение испускается под острым углом к скорости заряженной частицы. Таким образом, в левой среде эффект Вавилова-Черенкова так же, как и эффект Доплера, является обращенным. Формула для энергии черенковского излучения в левой среде остается прежней, поскольку в нее входит квадрат показателя преломления. На рис. 2.4 изображены волновые векторы и векторы Пойтинга для излучения Вавилова-Черенкова в правой среде (а) и в левой среде (б). Видно, что во втором случае угол излучения тупой и векторы \mathbf{k} и \mathbf{S} антипараллельны.



(a)

(б)

Рис. 2.4. Излучение Вавилова-Черенкова в правой среде (а) и в левой среде (б)

В общем случае среды с произвольной правизной преобразуются формулы Френеля, описывающие изменение компонент электромагнитного поля при пересечении границы раздела сред. Обычно эти формулы записываются в т.н. немагнитном приближении, в котором считается, что магнитная проницаемость вещества равняется единице: $\mu = 1$. Тогда в выражении для показателя преломления остается только диэлектрическая проницаемость вещества: $n = \sqrt{\epsilon}$. В метаматериалах с отрицательным преломлением магнитная (как и диэлектрическая) проницаемость отрицательна $\mu < 0$, поэтому немагнитное приближение несправедливо. В общем случае для получения правильных выражений в «немагнитных» формулах Френеля нужно производить замену $n \rightarrow 1/z$, где $z = \sqrt{\mu/\epsilon}$ — волновое сопротивление среды. Так, например, коэффициент отражения излучения при нормальном падении на границу раздела двух материалов запишется в виде

$$r = \frac{z_2 - z_1}{z_2 + z_1}, \quad (2.21)$$

Очевидно, что в случае $\mu = 1$ равенство (2.21) переходит в формулу немагнитного приближения:

$$r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}, \quad (2.22)$$

Подчеркнем, что соотношение (2.22) «не работает», если одна из сред является метаматериалом с отрицательным преломлением, в то время как выражение (2.21) справедливо для сред с произвольной правизной.

Из (2.21), в частности, следует, что условием отсутствия отраженной волны ($r=0$) является равенство волновых сопротивлений обеих сред $z_2 = z_1$.

Важно подчеркнуть, что в отличие от показателя преломления, который меняет знак при переходе от положительных значений диэлектрической и магнитной проницаемостей к отрицательным значениям, волновое сопротивление среды при таком переходе знака *не изменяется*, т.е. остается положительной величиной. Из этого обстоятельства следует интересная возможность реализации прохождения

электромагнитной волны с произвольной поляризацией через границу раздела сред, когда отраженной волны нет, а преломленная волна присутствует. Это возможно, если в первой среде проницаемости имеют положительные значения $\varepsilon_1 > 0$, $\mu_1 > 0$, а во второй среде они равны $\varepsilon_2 = -\varepsilon_1$, и $\mu_2 = -\mu_1$. Действительно, в таком случае $z_1 = z_2$, и отраженная волна согласно (2.21) отсутствует. В соответствии с законом Снеллиуса (2.1) угол преломления в рассматриваемом случае равен углу падения с обратным знаком: $\psi = -\varphi$, поскольку $n_1/n_2 = -1$. Отсюда вытекает, что преломленная волна распространяется по пути 1-3 (см. рис. 2.1) и не совпадает с падающей волной.

Отметим, что в рассмотренном примере отраженная волна отсутствует для любого угла падения и произвольной поляризации электромагнитного излучения. Если оба материала обычные, то отраженная волна отсутствует, только если излучение поляризовано в плоскости падения, а угол падения равняется углу Брюстера.

Выражение для угла Брюстера в общем случае веществ с произвольной проницаемостью имеет вид:

$$\varphi_B = \operatorname{arctg} \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right) \frac{\varepsilon_2 \mu_1 - \varepsilon_1 \mu_2}{\varepsilon_2 \mu_2 - \varepsilon_1 \mu_1}}, \quad (2.23)$$

Очевидно, что в немагнитном приближении ($\mu_{1,2} = 1$) формула (2.23) редуцируется к привычному выражению $\varphi_B = \operatorname{arctg} \sqrt{n_2/n_1}$.

2.3 Композитные материалы с отрицательным преломлением

Природные материалы с отрицательным преломлением к настоящему времени не обнаружены, поэтому принципиальную важность имеет вопрос об их искусственном изготовлении. Без решения данной проблемы вышеизложенные теоретические соображения оказываются беспредметными. Современный всплеск интереса к левым средам возник после опубликования работы [5], в которой была экспериментально продемонстрирована композитная среда с отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостью. Напомним, что пионерская работа В.Г. Веселаго, посвященная электродинамике левых сред [4], вышла еще в 1967 г. и целых 33 года оставалась без должного внимания именно в силу отсутствия соответствующего материала.

Рассмотрим принципиальные моменты технологии изготовления метаматериалов с отрицательным значением показателя преломления. Как было показано выше, для реализации отрицательных значений показателя преломления необходимо, чтобы диэлектрическая и магнитная проницаемости среды одновременно были отрицательными величинами.

Что касается диэлектрической проницаемости, то ее отрицательность характерна для случая плазмы в области низких частот. Это следует из «плазменной» формулы для $\varepsilon(\omega)$, которая (в пренебрежении поглощением электромагнитного поля в веществе) имеет вид:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.24)$$

Очевидно, что для малых частот $\omega < \omega_p$ (ω - плазменная частота) имеем требуемое неравенство на диэлектрическую проницаемость $\varepsilon(\omega) < 0$. Отметим, что если при этом магнитная проницаемость положительная (в частности, $\mu = 1$), то показатель преломления является мнимой величиной, а это приводит к затуханию электромагнитной волны в среде.

Выражение (2.24) описывает такие природные среды, как ионосферная и твердотельная плазмы. Оказывается, что можно создать искусственную среду, эффективная диэлектрическая проницаемость которой в далеком инфракрасном и более низкочастотном диапазонах дается формулой (2.24). (Прилагательное *эффективная* говорит о том, что соответствующая величина введена по аналогии со своим прототипом для характеристики процессов на больших пространственных масштабах, когда композитная среда может рассматриваться как сплошная.) Такое вещество может быть использовано, например, для лабораторного исследования электромагнитных свойств ионосферы. Простейшая реализация указанной среды представляет собой периодическую структуру из проволочных кубиков в предположении, что длина ребра куба (a) много меньше длины волны излучения $a \ll \lambda$, а радиус проволоки (r) много меньше длины ребра $r \ll a$. Для данной структуры эффективная плазменная частота равна

$$\omega_p^{(eff)} = \frac{c}{a} \sqrt{\frac{2\pi}{\ln(a/r)}}, \quad (2.25)$$

где c - скорость света в вакууме. Напомним, что обычное выражение для плазменной частоты имеет вид:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n}{m}}, \quad (2.26)$$

Формула (2.25) получается из (2.26) путем замены концентрации (n) и массы электронов на эффективные значения этих величин: $n \rightarrow n_{eff} = n\pi(r/a)^2$, $m \rightarrow m_{eff} = 2\pi e^2 r^2 c^{-2} n \ln(a/r)$. Эффективное значение концентрации имеет простое геометрическое происхождение, а эффективное значение массы электрона учитывает самоиндукцию в

рассматриваемой периодической структуре. Для радиуса проволоки $r = 1$ мкм и длины ребра куба $a = 5$ мм формула (2.25) дает $\omega_p^{(eff)}/2\pi = 8.2$ ГГц. Очевидно, что для больших значений длины ребра куба плазменная частота в соответствии с формулой (2.25) будет меньше. Таким образом, изменяя параметры искусственной проволочной структуры, можно управлять значением эффективной плазменной частоты и соответственно эффективной диэлектрической проницаемостью среды.

Для реализации левой среды важно получить отрицательное значение магнитной проницаемости. Этого можно добиться, если использовать в качестве структурной единицы композитной среды двойной кольцевой резонатор с разрезом, схематическое изображение которого представлено на рис. 2.5. Из-за важной роли такого резонатора в технологии метаматериалов он иногда называется *атомом фотоники*. Из рис. 2.5 видно, что двойной резонатор с разрезом состоит из двух металлических колец, вставленных одно в другое, с разрезами, расположенными напротив друг друга. Разрезы необходимы для увеличения резонансной длины волны, а промежуток между кольцами служит для уменьшения резонансной частоты (за счет увеличения емкости) и для концентрации внутри него электрического поля.

Резонатор эффективно взаимодействует с внешним переменным магнитным полем, вектор напряженности которого перпендикулярен плоскости резонатора. Это поле наводит в проводящих кольцах токи, которые в свою очередь создают магнитное поле, направленное антипараллельно внешнему магнитному полю. В результате в рассматриваемом резонаторе возникает диамагнитный отклик на внешнее электромагнитное воздействие.

На длинах волн, много больших размера резонатора, данный процесс может быть описан с помощью эффективной магнитной проницаемости. Для периодического массива из двойных кольцевых резонаторов с разрезом, являющегося искусственной кристаллической решеткой, эффективная магнитная проницаемость дается выражением

$$\mu_{eff}(\omega) = 1 + \frac{f\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (2.27)$$

где $f = \pi(r/a)^2$ - коэффициент заполнения единичной ячейки рассматриваемой периодической структуры, a - параметр решетки, r - радиус внутреннего кольца, $\omega_0 = (c/\pi)\sqrt{3d/\epsilon r^3}$ - резонансная частота, ϵ — диэлектрическая проницаемость среды, в которую помещен резонатор, d - ширина промежутка между кольцами, $\omega_{mp} = \omega_0/\sqrt{1-f}$ — магнитная плазменная частота, на которой магнитная проницаемость (2.27) обращается в ноль.

Резонансная частота двойного кольцевого резонатора с разрезом, изображенного на рис. 2.5, для $c = 0.8$ мм, $d = 0.2$ мм и $r = 1.5$ мм равна 4.85 ГГц, а добротность в случае колец из меди превышает 600 [5].

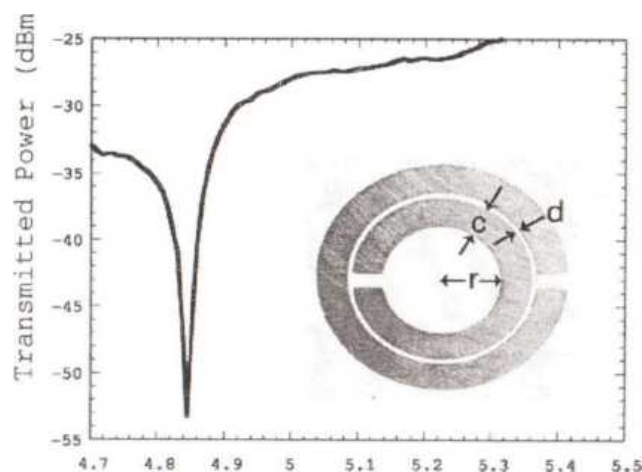


Рис. 2.5. Резонансная кривая медного кольцевого резонатора с разрезом ($c = 0.8$ мм, $d = 0.2$ мм, $r = 1.5$ мм) из статьи [5]

Равенство (2.27) по форме аналогично выражению для диэлектрической проницаемости поляритонов, которое было использовано для описания дисперсии поляритонов, с точностью до замены $f \rightarrow f_0(\omega_{pc}/\omega)^2$ и $1 \rightarrow \epsilon_\infty$ (f_0 - сила осциллятора, $\omega_{pc} = \sqrt{4\pi e^2 N_c / m}$ - аналог плазменной частоты, N_c - концентрация активных центров).

Вблизи резонансной частоты $\omega \cong \omega_0$ магнитная проницаемость среды, представляющей собой периодический массив кольцевых резонаторов с разрезом, может принимать большие (по модулю) значения (см. (2.27)). Таким образом, материал, образованный из немагнитных составных элементов, обнаруживает ярко выраженные магнитные свойства. Такое вещество называется *искусственным магнетиком*.

Заметим, что известные природные материалы на гигагерцовых частотах и выше не проявляют магнитных свойств, так что $\mu = 1$. Это связано со слабостью взаимодействия магнитного поля с атомами, составляющими обычное вещество. Данное обстоятельство следует из того факта, что магнитная составляющая силы Лоренца, воздействующей на атомные электроны, примерно в 137 раз меньше электрической составляющей из-за множителя $v_a/c \approx e^2/\hbar c \cong 1/137$, равного постоянной тонкой структуры. Поэтому для получения отрицательного преломления, необходимым условием которого является отрицательность μ , нужно использовать искусственные «атомы» типа вышеописанного кольцевого резонатора с разрезом.

Из формулы (2.27) следует, что в диапазоне $\omega_0 < \omega < \omega_{mp}$ магнитная

проницаемость композитной среды, представляющей собой периодический массив кольцевых резонаторов с разрезом, *отрицательна*. Дисперсионная зависимость $\omega(k)$ (ω — частота, k - модуль волнового вектора) на этих частотах будет иметь запрещенную зону (или стоп-зону), если $\varepsilon(\omega) > 0$, что следует из соотношения $\omega = kc/\sqrt{\varepsilon(\omega)\mu(\omega)}$. В диапазонах $\omega < \omega_0$ и $\omega_{mp} < \omega$ волновой вектор является действительной величиной, и среда прозрачна для электромагнитных волн. Чтобы реализовать левую среду, нужно условие отрицательности магнитной проницаемости в стоп-зоне дополнить условием отрицательности диэлектрической проницаемости. Это можно сделать, если магнитный кольцевой резонатор с разрезом (рис. 2.5) дополнить электрическим резонатором, представляющим собой прямой отрезок металлической проволоки, ориентированный вдоль вектора напряженности электрического поля, как это показано на рис. 2.6. Вектор напряженности магнитного поля направлен по нормали к плоскости кольцевого резонатора увеличения магнитной связи.

Для структуры, представленной на рис. 2.5, связь между модулем волнового вектора и частотой описывается выражением

$$k^2 = \frac{(\omega^2 - \omega_p^2)(\omega^2 - \omega_{mp}^2)}{c^2(\omega^2 - \omega_0^2)}, \quad (2.28)$$

где $\omega_p \propto d^2\sqrt{L}$ - эффективная плазменная частота электронов в прямом отрезке металлической проволоки, L - коэффициент самоиндукции на единицу длины, d - длина отрезка проводника, $\omega_{mp} = \omega_0/\sqrt{1-f}$ - магнитная плазменная частота, ω_0 - резонансная частота кольцевого резонатора с разрезом, $0 < f < 1$ — коэффициент, описывающий заполнение плоскости резонатора проводящим материалом колец. Равенство (2.28) является следствием формул (2.24), (2.27) и соотношения $\omega = kc/\sqrt{\varepsilon(\omega)\mu(\omega)}$.

Из дисперсионного выражения (2.28) вытекает, что при условии $\omega_p > \omega_{mp}$ волновой вектор электромагнитной волны в прежде запрещенной зоне $\omega_0 < \omega < \omega_{mp}$ становится действительной величиной. При этом диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, составленной из структурных единиц, приведенных на рис. 2.6, в частотном интервале $\omega_0 < \omega < \omega_{mp}$ имеют отрицательные значения.

Первый метаматериал с отрицательной диэлектрической и магнитной проницаемостями на основе структуры, изображенной на рис.2.6, был продемонстрирован в работе Д. Смита с соавторами [5]. Эффект отрицательного преломления в этой статье был зафиксирован в частотном интервале от 4.8 до 5.1 ГГц. Искусственная периодическая структура, состоящая из кольцевых резонаторов с прорезью и прямых

отрезков проводника, позволяющая получить отрицательное преломление в гигагерцовом диапазоне частот, изображена на рис. 2.6.



Рис. 2.6. Искусственная периодическая среда, позволяющая получить эффект отрицательного преломления

После того, как было продемонстрировано отрицательное преломление в гигагерцовом диапазоне частот, начали предприниматься усилия для получения данного эффекта в инфракрасной и видимой областях спектра. Основная трудность на этом пути заключалась в получении отрицательного значения магнитной восприимчивости. Как видно из выражения для резонансной частоты двойного кольцевого резонатора с разрезом $\omega_0 = (c/\pi)\sqrt{3d/\epsilon r^3}$, в предположении $d \sim r$ данная частота возрастает обратно пропорционально размеру резонатора r . Таким образом, для перехода из гигагерцового в оптический диапазон размер резонатора должен быть уменьшен почти в миллион раз. На самом деле вышеописанный скейлинг справедлив вплоть до частоты 200ТГц. На более высоких частотах металл, из которого изготовлен резонатор, нельзя рассматривать как идеальный проводник. Действительно, с ростом частоты металл начинает проявлять диэлектрические свойства. В процессе перехода в оптический диапазон по причине большей простоты изготовления двойной резонатор с разрезом был заменен на одинарный.

Оказалось, что в нанометровом масштабе трудно изготовить трехмерную структуру, изображенную на рис. 2.6, поэтому был разработан альтернативный дизайн метаматериала с отрицательным преломлением. Новый подход базировался на том факте, что пара металлических проволок или пластин, разделенных диэлектрическим промежутком, может обеспечить магнитный резонанс, необходимый для получения отрицательного значения магнитной проницаемости. Этот магнитный резонанс возникает вследствие антипараллельного тока в проволочной паре, при котором на концах проволок аккумулируется заряд разного

знака. Кроме магнитного резонанса в рассматриваемой структуре возникает также электрический резонанс, приводящий к отрицательному значению диэлектрической проницаемости, что необходимо для отрицательного преломления среды. Однако пересечения спектральных областей двух резонансов оказалось трудно достичь. Для устранения данного недостатка была разработана наноструктура, которая называется двойная *рыболовная сеть*. Она состоит из пары металлических *рыболовных сетей*, разделенных диэлектрическим промежутком. Достоинство *рыболовной сети* по сравнению с предыдущей структурой состоит также в том, что электромагнитная волна падает перпендикулярно плоскости образца, а не вдоль его поверхности, как в случае кольцевого резонатора с разрезом, что существенно облегчает проведение соответствующих экспериментов.

Для уменьшения потерь в оптическом диапазоне весьма важен выбор металла, из которого изготавливается наноструктура. Наименьшими потерями обладает серебро, коэффициент затухания электромагнитной волны в нем в ближней ИК-области в 4 раза меньше, чем в золоте. Для характеристики потерь вводится *число качества* (Figure Of Merit) по формуле $FOM = |n'|/n''$, где n' и n'' - действительная и мнимая части коэффициента преломления метаматериала. Г. Доллингом с соавторами [6] было получено значение $FOM = 3$ на длине волны $\lambda = 1.4$ мкм (телекоммуникационная длина волны) в результате оптимизации размера проволок, толщины металла и величины диэлектрического промежутка в двойной *рыболовной сети*. Так, например, толщина широких проволок в *рыболовной сети* должна быть достаточно большой, чтобы сделать эффективную плазменную частоту выше частоты электромагнитной волны. Это нужно для получения отрицательной величины диэлектрической проницаемости $\epsilon < 0$. Плазменная частота в объемном серебре составляет $1,37 * 10^{16} c^{-1}$, а частота столкновений, определяющая затухание электромагнитной волны, равна $9 * 10^{13} c^{-1}$. Постоянная решетки двойной *рыболовной сети* в работе [6] составляла 600 нм, толщина структуры 120 нм. Использование серебра для двойной *рыболовной сети* в работе [7] позволило получить первый метаматериал с отрицательным преломлением на красном крае видимого спектра $\lambda = 0.78$ мкм.

Сведения о метаматериалах на основе металлических структур, имеющих отрицательный показатель преломления в оптическом диапазоне, представлены в таблице 2.1.

Таблица 2.1

Отрицательное преломление в оптике

год	n'	λ ,	$FOM = n'/n''$	Структура
-----	------	-------------	----------------	-----------

2005	-0.3	1.5	0.1	сдвоенные наностержни
	-2	2.0	0.5	рыболовная наносеть с круговыми
2006	-4	1.8	2.0	рыболовная наносеть с эллипсоидальными пустотами
	-1	1.4	3.0	рыболовная наносеть с прямоугольными пустотами
	-0.6	0.78	0.5	рыболовная наносеть с прямоугольными пустотами

Итак, метаматериалы с отрицательным преломлением на основе металлических элементов представляют собой периодические среды, составленные из искусственных структурных единиц. Эти структурные единицы обладают резонансными свойствами по отношению к воздействию на них электрического и магнитного полей в спектральном диапазоне от гигагерц до видимой области. Такие материалы называются *искусственными электромагнитными кристаллами*. В отличие от природных кристаллов, структурными единицами которых являются атомы или молекулы, параметры элементарных ячеек искусственных кристаллов можно изменять заданным образом, управляя тем самым электромагнитными свойствами всей среды в целом.

Другой тип метаматериалов с отрицательным преломлением в видимой области спектра основан на использовании наночастиц, внедренных в диэлектрическую матрицу. Так, например, в работе [8] отрицательное значение диэлектрической проницаемости метаматериала обеспечивалось вкладом матрицы поли- кристаллического MgB_2 , а отрицательное значение магнитной проницаемости в заданном диапазоне длин волн излучения было связано с резонансом Ми, возникающим в наночастицах SiC. Объемная фракция (0.3) и радиус SiC наносфер (120нм) были подобраны таким образом, чтобы достичь пересечения спектральных областей отрицательности ϵ и μ для получения отрицательного значения показателя преломления в видимом спектральном диапазоне. Полученный в цитируемой работе изотропный трехмерный метаматериал имел отрицательный показатель преломления в видимой части спектра ($\lambda = 0.632$ мкм). Отрицательность показателя преломления подтверждалась специальным экспериментом по возбуждению поверхностного плазмона в образце MgB_2/SiC . Суть его сводилась к тому, что свет p - поляризации возбуждает поверхностные плазмоны (ПП) для отрицательной диэлектрической проницаемости, а s -поляризации - для отрицательной магнитной проницаемости. В материале с отрицательным преломлением ПП возбуждаются обеими поляризациями света. Преимущество такого способа заключается в независимой оценке ϵ и μ , а также в возможности

определения этих параметров в толстом или поглощающем образце.

2.4. Суперлинза Пендри

Важным толчком к развитию технологии изготовления метаматериалов с отрицательным преломлением явилось опубликование работы английского физика Дж. Пендри [9]. В этой статье теоретически обосновывалась возможность получения «сверхразрешения» при формировании изображения объекта с помощью линзы Веселаго (см. рис. 2.2). Напомним, что линзой Веселаго называется плоскопараллельная пластина, изготовленная из вещества, в котором $\varepsilon = -1$ и $\mu = -1$, соответственно показатель преломления $n = -1$.

Под сверхразрешением линзы понимается выход за дифракционный предел, согласно которому должно выполняться неравенство (критерий Аббе):

$$\Delta x \geq 0.61 \frac{\lambda}{NA}, \quad (2.29)$$

где Δx - разрешаемое расстояние, λ - длина волны излучения, $NA = n \sin\theta$ - числовая апертура, равная примерно 1.3-1.4 для современных объективов, n - показатель преломления среды, в которой находится анализируемый объект, θ - половина угла раствора конуса, образованного крайними сходящимися/расходящимися лучами оптической системы. Согласно (2.29) для видимого диапазона длин волн разрешаемое расстояние составляет величину порядка 200-300 нм.

Неравенство (2.29) можно вывести в рамках классической электродинамики, если рассмотреть изображение светящейся точки, получаемое, например, с помощью обычного дальнеполевого микроскопа. Точечный источник описывается дельта-функцией в объектной плоскости (x,y) (ось z совпадает с оптической осью системы), следовательно, в пространстве волновых векторов (k_x, k_y) ему будет соответствовать бесконечно широкий спектр. Это обстоятельство выражается интегральным представлением дельта-функции:

$$\delta(x,y) \equiv \delta(x)\delta(y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ik_x x) dx \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ik_y y) dy, \quad (2.30)$$

где интегрирование по проекциям волнового вектора $\mathbf{k}_x, \mathbf{k}_y$ производится от $-\infty$ до $+\infty$.

Из закона дисперсии для поперечной электромагнитной волны следует ограничение на компоненты волнового вектора $\mathbf{k}_x, \mathbf{k}_y$, с помощью которых формируется изображение в плоскости, перпендикулярной

оптической оси z :

$$\mathbf{k}_x^2 + \mathbf{k}_y^2 < \mu\epsilon(\omega^2/c^2). \quad (2.31)$$

Если неравенство (2.31) нарушается, то проекция волнового вектора \mathbf{k}_z становится чисто мнимой величиной, что соответствует затуханию электромагнитной волны вдоль направления распространения z . Иными словами, распространяющаяся электромагнитная волна превращается в эванесцентную волну (исчезающую на расстояниях $z > \lambda$).

Таким образом, в процессе распространения излучения от объекта к изображению на расстояния, большие длины волны, происходит фильтрация высоких гармоник (проекций волнового вектора $\mathbf{k}_x, \mathbf{k}_y$) поля точечного источника в соответствии с неравенством (2.31). А это означает, что светящаяся геометрическая точка в объектной плоскости (2.30) в плоскости изображения размывается, т.е. приобретает конечный размер. Можно показать, что в параксиальном приближении указанная фильтрация больших значений $\mathbf{k}_x, \mathbf{k}_y$ приводит к замене:

$$\delta(x, y) \rightarrow \left[2 \frac{J_1(2\pi NA \sqrt{x^2 + y^2} / M\lambda)}{(2\pi \sqrt{x^2 + y^2})} \right]^2, \quad (2.32)$$

где $J_1(x)$ – функция Бесселя первого порядка, M – поперечное увеличение оптической системы. Нормированное расстояние в плоскости изображения определяется, как $\tilde{\rho} = NA \sqrt{x^2 + y^2} / M\lambda$. Правая часть соотношения (2.32) называется функцией размытия точки (или функцией Эйри) – рисунок 2.7. Первый ноль этой функции приходится на значение, примерно равное 0.61, т.е. светящаяся в объектной плоскости точка в плоскости изображения приобретает размер

$$\Delta x' = 0.6098 \frac{M\lambda}{NA}, \quad (2.33)$$

- радиус пятна Эйри. В формуле (2.33) штрих означает, что соответствующая величина относится к плоскости изображения. Поскольку в объектной плоскости $\Delta x = \Delta x' / M$, то из (2.33) вытекает критерий Аббе (2.29).

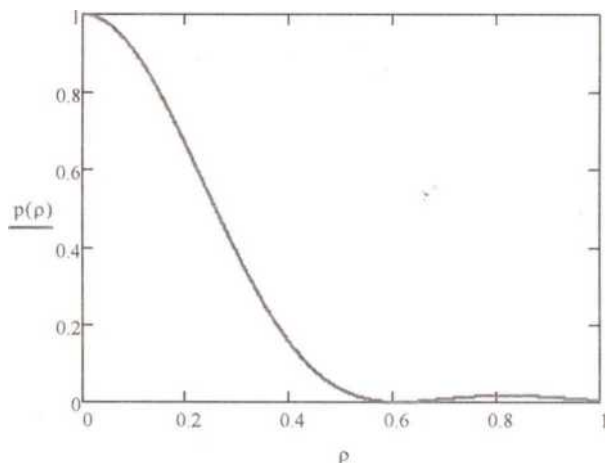


Рис. 2.7. Нормированная функция размытия точки

Итак, для получения точного изображения предмета необходимо задействовать весь спектр проекций волновых векторов светящейся точки в плоскости, перпендикулярной оптической оси z : $-\infty < k_x, k_y < +\infty$. В ближнеполевой микроскопии эта задача решается с помощью использования эванесцентных волн, для которых справедливо неравенство, противоположное (2.31), при малых расстояниях от объекта до апертуры или острия зондирующего микроскопа. Можно сказать, что эванесцентные волны в ближнеполевой микроскопии «поставляют» в изображение точечного объекта большие значения поперечных проекций волнового вектора, так что размытие точки минимизируется. Платой за это в ближнеполевой микроскопии является невозможность получения изображения всего объекта в заданный момент времени, так как приходится сканировать объект от точки к точке.

В работе Пендри [9] был предложен альтернативный подход к получению пространственного разрешения вне рамок критерия Аббе (2.29) с использованием эванесцентных волн. Основная идея этого подхода основывается на возможности усиления эванесцентных волн линзой Веселаго, что было продемонстрировано в статье [9]. Для доказательства Пендри рассмотрел эванесцентную волну единичной амплитуды, падающую на линзу Веселаго (рис. 2.2) из вакуума, вектор напряженности электрического поля в которой равен

$$\mathbf{E}_{0S+} = \mathbf{e}_y \exp(ik_z z + ik_x x - i\omega t), \quad (2.34)$$

\mathbf{e}_y — единичный вектор вдоль оси y , индекс $OS+$ - означает s -поляризованную волну в вакууме, распространяющуюся вдоль положительного направления оси z . В эванесцентной волне (2.34) проекция волнового вектора на ось распространения является чисто мнимой величиной:

$$k_z = +i\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - (\omega^2/c^2)}, \quad k_x^2 + k_y^2 > (\omega^2/c^2), \quad (2.35)$$

При прохождении границы раздела вакуум/поверхность линзы часть волны отразится, другая часть проникнет в левую среду линзы Веселаго. Напряженность электрического поля в прошедшей волне равна:

$$\mathbf{E}_{1S+} = t\mathbf{e}_y \exp(ik'_z z + ik_x x - i\omega t), \quad (2.36)$$

где t - амплитудный коэффициент пропускания на рассматриваемой границе раздела,

$$k'_z = +i\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - \varepsilon\mu(\omega/c)^2}, \quad k_x^2 + k_y^2 > \varepsilon\mu(\omega/c)^2, \quad (2.37)$$

—проекция волнового вектора на ось распространения в материале линзы Веселаго. Дж. Пендри в своей статье отмечает, что принцип причинности требует выбора формы (2.36) - (2.37) в среде, поскольку она должна затухать экспоненциально при удалении от границы раздела среда/вакуум. Отраженная от левой поверхности линзы Веселаго волна имеет вид:

$$\mathbf{E}_{0S-} = r\mathbf{e}_y \exp(-ik_z z + ik_x x - i\omega t), \quad (2.38)$$

где r - амплитудный коэффициент отражения.

Граничные условия для напряженности электрического поля s -поляризованной волны на границе раздела дают:

$$t = \frac{2\mu k_z}{\mu k_z + k'_z}, \quad r = \frac{\mu k_z - k'_z}{\mu k_z + k'_z}. \quad (2.39)$$

Аналогично, коэффициенты отражения и прохождения при распространении электромагнитной волны из линзы Веселаго в вакуум равны

$$t' = \frac{2\mu k'_z}{\mu k_z + k'_z}, \quad r' = \frac{k'_z - \mu k_z}{\mu k_z + k'_z}. \quad (2.40)$$

Полный коэффициент прохождения учитывает все возможные отражения волны между поверхностями линзы Веселаго толщины d , и для s -поляризованной волны он равен:

$$T_S = tt' \exp(ik'_x d) + tt'r'^2 \exp(3ik'_x d) + \dots = \frac{tt' \exp(ik'_x d)}{(1-r'^2 \exp(2ik'_x d))} , \quad (2.41)$$

Если теперь подставить в правую часть равенства (2.41) выражения для амплитудных коэффициентов пропускания и отражения (2.39) - (2.40) и взять предел при $\varepsilon \rightarrow -1$, $\mu \rightarrow -1$, то приходим к простому результату:

$$\lim T_S = \exp(-ik'_z d) = \exp(-ik_z d) , \quad (2.42)$$

Аналогичный предел для полного коэффициента отражения эванесцентной волны оказывается равным нулю. Такой же результат получается и для p -поляризованной волны.

Таким образом, первоначальное *затухание* эванесцентной волны (2.36), отвечающее условию причинности, после учета всех процессов отражения и прохождения на обеих поверхностях линзы Веселаго трансформировалось в *усиление* эванесцентной волны. Это и есть главный результат статьи [9]. Из него следует принципиальная возможность использования всех типов волн: распространяющихся и эванесцентных в построении изображения объекта. Последнее в свою очередь означает возможность преодоление дифракционного предела (2.29) с помощью использования линзы Веселаго из метаматериала с отрицательным преломлением, т.е. реализацию «сверхразрешения».

3. Наноплазмоника

3.1 Поверхностные плазмоны

Наноплазмоника, или оптика внутри волновой зоны излучения, основана на физических механизмах возбуждения поверхностных плазмонов (ПП) в металлах при их облучении световыми импульсами видимого диапазона. ПП это связанные колебания электромагнитного поля и электронов проводимости, распространяющихся вдоль поверхности проводника. Их можно интерпретировать как электромагнитные волны, захваченные поверхностью металла вследствие взаимодействия со свободными электронами. В ходе этого взаимодействия электроны проводимости коллективно реагируют на электромагнитное воздействие, осциллируя в резонансе со световой волной. Гибридный характер поверхностного плазмона отражается в другом его наименовании – плазмон-поляритон: здесь “плазмон” относится к колебаниям заряда на поверхности металла, а “поляритон” – к электромагнитному полю в диэлектрике. Выражение для волнового вектора ПП на направление распространения (ось x) имеет следующий вид [3]:

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}}, \quad (3.1)$$

где $\varepsilon_{d,m}$ – диэлектрическая проницаемость диэлектрика и металла.

В серии недавних экспериментальных и теоретических работ обнаружены радикальные изменения в прохождении света через нанотверстия в металлах, указывающие на резкие увеличения (по сравнению с обычной оптикой) коэффициентов прохождения светового сигнала, включая его усиление. Более того, наноструктурирование материалов близи нанощелей и использование массива нанотверстий приводят к изменению спектрального состава и направления распространения проходящего излучения. Тем самым наноструктурированные материалы принципиально меняют сложившиеся представления о транспорте излучения через вещество.

Физической причиной изменения транспортных свойств наноструктурированных материалов является возбуждение световой волной поверхностных плазмонов в металле, способных распространяться на большие по сравнению со световой волной глубины в веществе. Интерференция светового излучения на передней и задней поверхности наноструктур позволяет добиться изменения проходимости и спектрального состава света в широком диапазоне параметров. Условием распространения поверхностных плазмонов является соотношение между

волновыми векторами падающего излучения, плазмонов и векторов обратной решетки, характеризующей рифленую поверхность металла:

$$\mathbf{k}_{sp} = \mathbf{k}_x \pm i\mathbf{G}_x \pm j\mathbf{G}_y, \quad (3.2)$$

где \mathbf{k}_{sp} – волновой вектор плазмона, \mathbf{k}_x – компонента волнового вектора падающего излучения в плоскости образца, $\mathbf{G}_{x,y}$ – волновые вектора обратной решетки, i, j – целые числа. Для генерации поверхностных плазмонов обычно используются металлические пленки, нанесенные на диэлектрические подложки. Дисперсионное уравнение, определяющее условие распространения поверхностных плазмонов в такой среде при нормальном падении, простым образом связано с длиной волны излучения λ и диэлектрическими проницаемостями подложки ε_1 и металла ε_2 ($|G_{x,y}|$) = $2\pi/a_0$:

$$(i^2 + j^2)^{1/2} \lambda = a_0 \left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \right)^{1/2} \quad (3.3)$$

Изложенные свойства транспорта световых импульсов через наноструктуры открывают широкие возможности их применения для скоростных фотодетекторов и телекоммуникационных систем. Особый интерес представляет использование нанопор для детектирования и расшифровки молекулярных соединений. Эти возможности основаны на резком (более чем на три порядка величины) уменьшении наблюдаемого объема по сравнению с обычными объемами оптического детектирования, ограниченными размерами пятна световой (обычно лазерной) фокусировки (порядка 1 мкм³). Такое уменьшение объема наблюдений объясняется концентрацией световой энергии близи апертуры наноотверстий (другие названия: нанофильер, нанопор), причем интенсивность излучения здесь может значительно превосходить интенсивность падающего на фильеру светового сигнала. Общая схема экспериментов по регистрации молекулярных соединений в нанобъемах представлена на рис.3.1(а).

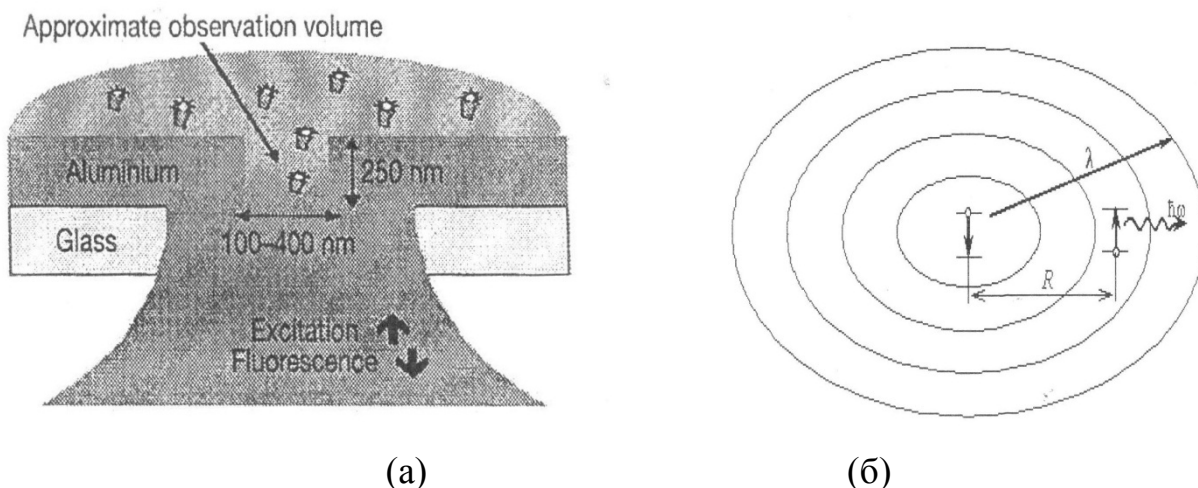


Рис.3.1. (а) Общая схема экспериментов по регистрации молекулярных соединений в нанобъемах; (б) резонансная передача возбуждения между тождественными атомами внутри волновой зоны излучения

Плазмон, возбуждаемый на поверхности вблизи нанопоры (рис.3.2(а)) или нанопика (рис.3.2(б)), представляет собой осциллирующий диполь, создающий вокруг себя электромагнитное поле.

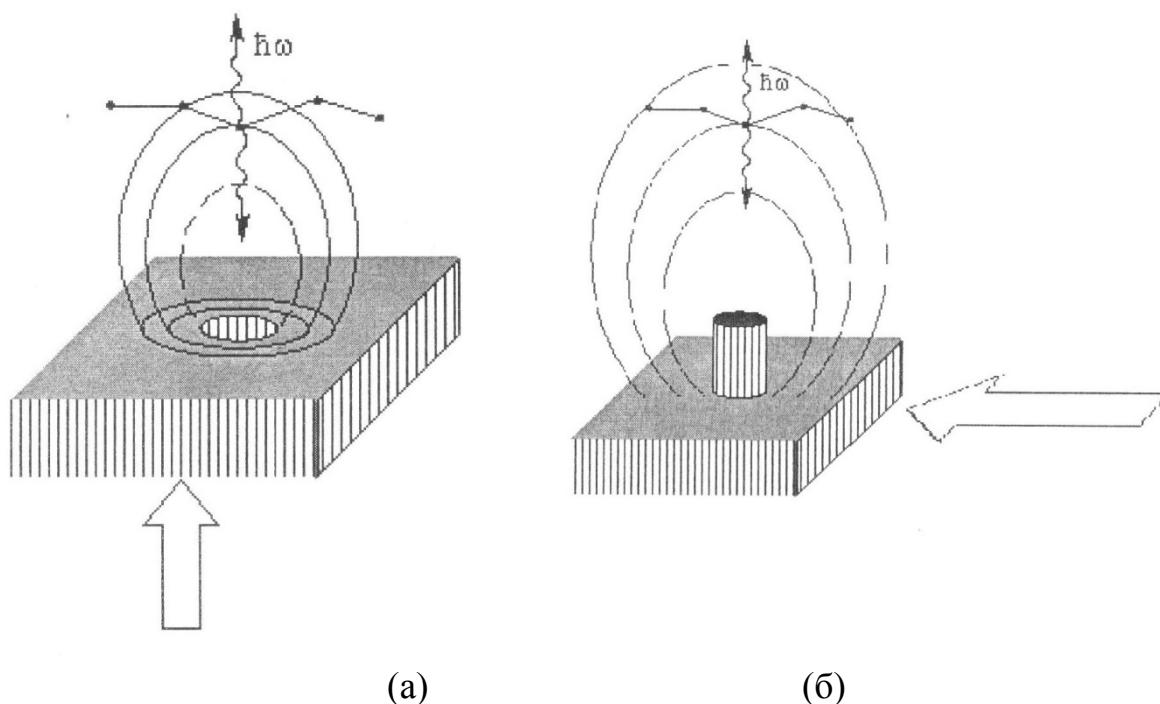


Рис.3.2. Возбуждение нанобъекта (биомолекулы) внутри волновой зоны поверхностного плазмона, возбужденного падающей световой волной вблизи нанопоры (нанопоры) (а) и вблизи нанопика структурированной поверхности.

На больших расстояниях R (в волновой зоне $R \gg \lambda$) это поле переходит в поле электромагнитной волны, отвечающей дипольному излучению. Однако при попадании какого-либо нанобъекта (например, биомолекулы) внутрь волновой зоны плазмонного осциллятора имеется вполне определенная возможность возбудить этот нанобъект (молекулу) внутри волновой зоны. Последующее испускание фотона такой возбужденной молекулой позволяет зарегистрировать данное событие. Поле осциллирующего электронейтрального диполя внутри волновой зоны совпадает с полем, создаваемым электрическим диполем. При наличии дипольно разрешенного перехода в молекуле (нанобъекте) с частотой, близкой к частоте колебаний плазменного диполя, возможна безизлучательная передача возбуждения от осциллирующего плазмона к нанобъекту. Описанный процесс аналогичен безизлучательной передаче возбуждения между резонансными атомами при их столкновении (рис. 3.1(б)). Здесь передача возбуждения также обусловлена диполь-дипольным взаимодействием резонансных атомов.

Описанные свойства нанооптики открывают возможности расшифровки (декодирования) сложных молекулярных соединений, включая структуру биомолекул.

3.2. Плазмонный резонанс в наночастицах

Закон дисперсии (3.1) характерен для поверхностных плазмонов на плоской поверхности. В случае ПП, возникающих, например, на поверхности металлического шара, помещенного в переменное электрическое поле, вместо (3.1) имеем:

$$\omega_{SP} = \omega_p / \sqrt{3}. \quad (3.4)$$

Данная частота называется частотой Ми. Она описывает приповерхностные колебания электронов проводимости шара в случае, если его диаметр достаточно мал (наносфера $d < c/\omega$, где ω – частота внешнего электрического поля, т.е. поле можно считать однородным. При таких колебаниях электронное облако как единое целое смещается то в одну, то в другую сторону относительно положительного заряда (без изменения концентрации, в отличие от объемных плазменных колебаний).

Если на металлическую наносферу падает электромагнитная волна с частотой вблизи частоты плазмонного резонанса $\omega \approx \omega_{SP}$ то происходит возбуждение плазмонов на поверхности сферы. Возбужденные поверхностные плазмоны, обладающие переменным дипольным моментом, в свою очередь излучают электромагнитную волну. Поскольку колебания заряда, связанные с поверхностным плазмоном, затухают с

превращением энергии колебаний в тепло, имеет место также поглощение электромагнитной волны.

В отличие от поверхностных плазмонов на плоской поверхности для возбуждения светом ПП на поверхности наночастиц не требуется выполнение пространственного синхронизма, поскольку система не обладает трансляционной симметрией, и закон сохранения импульса «не работает».

Таким образом, взаимодействие излучения с металлической наночастицей приводит к рассеянию и поглощению электромагнитной волны в результате возбуждения поверхностных плазмонов, если выполняется условие плазмонного резонанса $\omega \approx \omega_{sp}$. Приближенное равенство в этом условии означает, что плазмоны могут возбуждаться и при заметной отстройке частоты излучения от резонансной. Данное обстоятельство в конечном итоге связано с конечным временем жизни ПП $\tau < \infty$, что приводит к значительной ширине спектра плазменных колебаний $\Delta\omega \sim 1/\tau$.

Цвет наиболее сильных красящих веществ - органических красителей — определяется, как правило, поглощением излучения молекулами красителя. При взаимодействии излучения с металлическими наночастицами ситуация будет иная. Для малых радиусов наносферы $r_s < 15-35$ нм доминирует поглощение, для больших радиусов определяющую роль начинает играть рассеяние излучения. Суммарное влияние поглощения и рассеяния на прохождение светового луча через вещество описывается сечением экстинкции $\sigma_{ext} = \sigma_{scat} + \sigma_{abs}$. Величина $\sigma_{ext} \cdot I_0$ представляет собой мощность, удаляемую из падающего на наночастицу светового луча интенсивности I_0 , за счет поглощения и рассеяния. Отношение сечения рассеяния к сечению экстинкции называется *квантовым выходом* $\eta = \sigma_{scat} / \sigma_{ext}$. Квантовый выход характеризует относительную величину удаляемой из светового луча мощности, которая идет на рассеяние излучения, т.е. может быть зарегистрирована фотоприемником. Из вышесказанного следует, что квантовый выход возрастает с ростом размера наночастицы, но, как будет видно из дальнейшего рассмотрения, другая важная характеристика - добротность резонансного рассеяния - с ростом радиуса уменьшается.

В качестве примера возникновения окраски в результате рассеяния на наночастицах представлен кубок Ликурга. Цвет этого кубка определяется металлическими наночастицами серебра, внедренными в стекло. В местах, где свет проходит сквозь стекло, цвет кубка - красный, в местах, где происходит рассеяние света на при поверхностных наночастицах, — зеленоватый, рис 3.3.



Рис. 3.3. Чаша Ликурга. *Посередине* рисунка — наночастица золота из образца стекла чаши Ликурга, увиденная с помощью электронного микроскопа (размеры частиц от 50 до 100 нм).

Изображение: «Химия и жизнь»

Важной специфической чертой фотопроцессов с участием металлических наночастиц является отсутствие люминесценции при воздействии на них излучения, характерной для мишеней, обладающих сильными оптическими переходами в дискретном спектре. В результате излучение металлических наночастиц полностью обусловлено рассеянием на них электромагнитных волн. Это приводит, в частности, к узкому спектру излучения при возбуждении металлической наносферы лазером с узкой спектральной линией. Сферические наночастицы из благородных металлов (золота и серебра) находят широкое применение в различных областях исследований и технологий. Так, в частности, золотые наносферы активно используются как наномаркеры в медицине и биологии. Кроме того, весьма перспективно использование металлических наночастиц в различного рода сенсорах.

Достоинство сферической формы наночастицы с фундаментальной точки зрения заключается, прежде всего, в том, что отсутствует зависимость ее оптических свойств (сечения поглощения и сечения рассеяния) от формы и остается только зависимость от размера. Это позволяет управлять характеристиками электромагнитного отклика наносферы, изменяя ее радиус. Кроме того, сечения рассеяния и поглощения излучения на металлических сферах могут быть описаны в рамках относительно простого аналитического подхода.

3.3. Теория Ми рассеяния и поглощения излучения

Теория Ми рассеяния излучения на металлической сфере, находящейся в однородной среде, базируется на разложении электромагнитного поля по цилиндрическим гармоникам (в силу цилиндрической симметрии задачи) и «сшивке» тангенциальных компонент напряженности электрического и магнитного поля на границе сферы. Для того чтобы удовлетворить этим граничным условиям, необходимо предположить, что помимо падающего на сферу поля и поля внутри сферы есть еще поле вторичной (рассеянной) волны. Вывод соответствующих формул весьма громоздок, он имеется в классических монографиях по оптике [10], и мы приведем здесь лишь окончательный результат.

Сечение рассеяния излучения на металлической сфере согласно теории Ми равно:

$$\sigma_{\text{scat}}^{(\text{Mie})} = \frac{2\pi c^2}{\varepsilon_m \omega^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \{|a_n(x, mx, m)|^2 + |b_n(x, mx, m)|^2\} \quad (3.5)$$

где a_n и b_n – коэффициенты Ми даются формулами:

$$a_n(x, y, m) = \frac{\psi'_n(y)\psi_n(x) - m\psi'_n(x)\psi_n(y)}{\psi'_n(y)\zeta_n(x) - m\zeta'_n(x)\psi_n(y)}, \quad (3.6)$$

$$b_n(x, y, m) = \frac{m\psi'_n(y)\psi_n(x) - \psi'_n(y)\psi_n(x)}{m\psi'_n(y)\zeta_n(x) - \zeta'_n(x)\psi_n(y)}, \quad (3.7)$$

$$\psi_n = zj_n(z) = \sqrt{\frac{\pi z}{2}} J_{n+1/2}(z), \quad (3.8)$$

$$\zeta_n(z) = zh_n^{(1)}(z) = \sqrt{\frac{\pi z}{2}} H_{n+1/2}^{(1)}(z), \quad (3.9)$$

- функции, введенные Дебаем в 1909 году; $J_n(z)$ – сферическая функция Бесселя, $J_{n+1/2}(z)$ и $H_{n+1/2}^{(1)}(z)$ – функции Бесселя и Ханкеля полуцелого порядка. Для $n = 1$ имеем:

$$j_1(z) = \frac{\sin(z)}{z^2} - \frac{\cos(z)}{z} \quad (3.10)$$

$$h_1^{(1)}(z) = \frac{\sin(z)}{z^2} - \frac{\cos(z)}{z} - i \left[\frac{\sin(z)}{z} + \frac{\cos(z)}{z^2} \right] \quad (3.11)$$

В пределе малого параметра $x=kr_s$ из формул (3.6) - (3.11) можно получить следующие разложения для коэффициентов Ми:

$$a_1 \cong isx^3(1 + tx^2 - isx^3), \quad b_1 = isux^5, \quad (3.12)$$

где

$$s = \frac{2m^2-1}{3m^2+2}, \quad t = \frac{3m^2-2}{5m^2+2}, \quad u = \frac{1}{30}(m^2+2) \quad (3.13)$$

- вспомогательные функции относительного показателя преломления, Параметры x и m , фигурирующие в формуле (3.5), имеют вид:

$$x = kr_s = \sqrt{\varepsilon_m} \frac{\omega}{c} r_s \quad (3.14)$$

- произведение волнового вектора излучения в матрице на радиус наносферы:

$$m = \sqrt{\varepsilon_s(\omega)/\varepsilon_m} \quad (3.15)$$

отношение показателей преломления материала наносферы и матрицы.

Результаты расчета сечения рассеяния излучения на серебряных сферах различного размера в рамках теории Ми представлены на рис.3.4 в спектральном диапазоне вблизи плазмонного резонанса $\omega \approx \omega_{SP} = \omega_p/\sqrt{3}$.

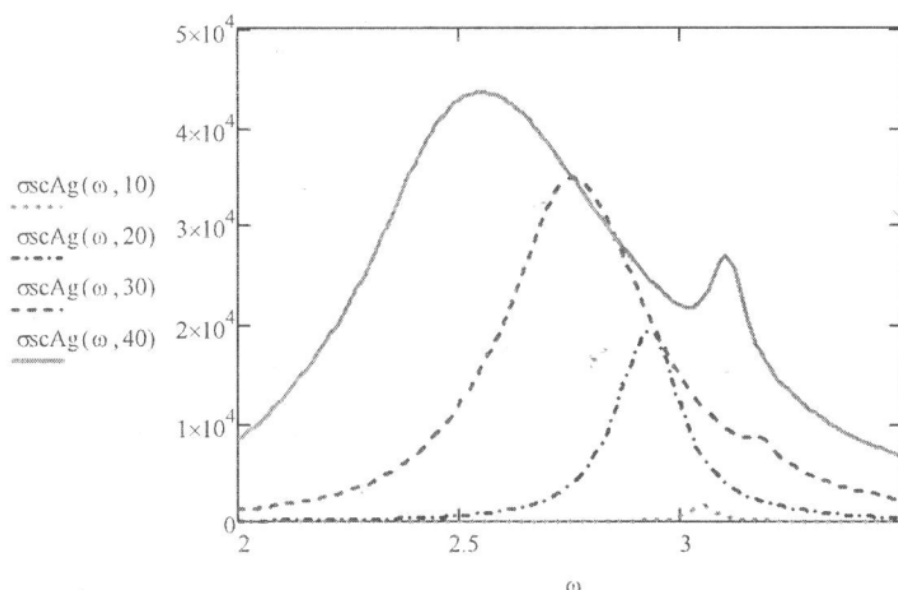


Рис. 3.4. Расчетное сечение рассеяния излучения на серебряных наносферах различного радиуса (10,20, 30,40 нм) вблизи плазменного резонанса в среде с $\epsilon_m = 2.25$; по оси абсцисс отложена энергия фотона в электронвольтах, по оси ординат - сечение процесса в нм^2

Из приведенного рисунка следует, что с увеличением размера металлической наносферы положение максимума сечения рассеяния сдвигается в длинноволновую область, а ширина спектрального максимума возрастает. Для радиусов 30 и 40 нм на кривых рис. 3.4 проявляется пик, связанный с квадрупольным резонансом при возбуждении поверхностного плазмона. Квадрупольное слагаемое отвечает $n = 2$ в сумме (3.6). Экспериментальные и теоретические данные по рассеянию излучения на золотых наносферах различного диаметра в спектральной области вблизи плазменного резонанса, полученные в диссертации [11], представлены на рис. 3.4.

Расчет был проведен в рамках теории Ми с использованием объемного значения для диэлектрической проницаемости золота, определенного в эксперименте [12]. Видно, что теоретические кривые хорошо воспроизводят не только положение максимума сечения и его спектральную ширину, но и точный ход кривой. Для диаметра наносферы 150 нм в высокоэнергетическом крыле появляется максимум, связанный с квадрупольным резонансом. Этот максимум слабее выражен, чем для случая серебряной сферы, что можно объяснить меньшим временем дефазировки поверхностного плазмона в золоте по сравнению с серебром.

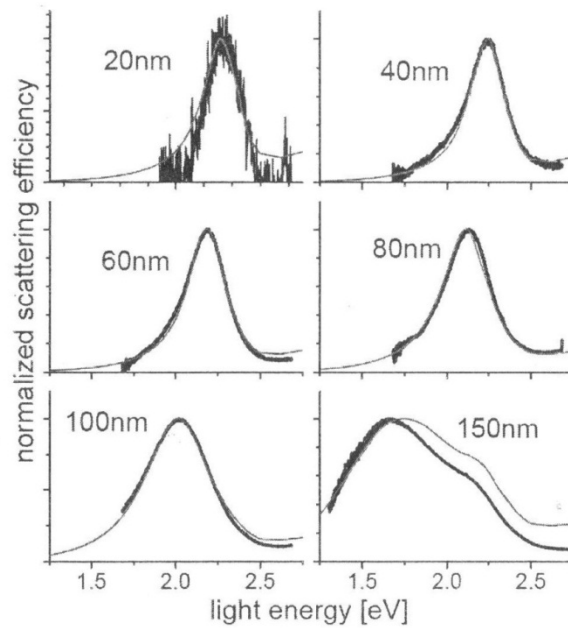


Рис. 3.5. Экспериментальные спектры рассеяния излучения на золотых наносферах различного диаметра (черная линия) и расчет с помощью теории Ми (красные кривые)

Хорошее соответствие теории и эксперимента, следующее из графиков рис. 3.4, говорит о том, что использование в расчетах объемного значения диэлектрической проницаемости материала сферы (без учета локальных эффектов) является в данном случае оправданным.

Уменьшение частоты и увеличение спектральной ширины плазменного резонанса с ростом размера наносферы приводит к уменьшению добротности Q (quality factor) плазменного возбуждения, которая по определению $Q = \omega_{res}/\Delta\omega$. Для золотой наносферы величина добротности уменьшается с 8 до 2.5 при изменении радиуса от 30 до 80 нм. При этом энергия фотона в резонансе уменьшается с 2.2 эВ до 1.7 эВ. При аналогичном изменении радиуса серебряной наносферы добротность поверхностного плазмона уменьшается с 11 до 4, а резонансная энергия с 2.7 эВ до 2.5 эВ.

Добротность плазменного резонанса очень важна, поскольку она равна коэффициенту усиления локального поля, т.е. определяет значение напряженности электрического поля, связанного с поверхностным плазмоном, которое действует на частицы вблизи поверхности сферы. В результате такого усиления, оказывается возможным наблюдать целый класс нелинейных оптических явлений, таких как комбинационное рассеяние, которые в противном случае практически ненаблюдаемы или для регистрации которых требуются сверхсильные электромагнитные поля.

Для сечения экстинкции излучения на металлической сфере теория Ми дает [10]:

$$\sigma_{\text{scat}}^{(\text{Mie})} = \frac{2\pi c^2}{\varepsilon_m \omega^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}\{a_n(x, mx, m) + b_n(x, mx, m)\} \quad (3.16)$$

Выражения для коэффициентов разложения a_n , b_n приведены в формулах (3.6) — (3.9), параметры x и m даются равенствами (3.14) - (3.15). Напомним, что экстинкция описывает уменьшение интенсивности излучения в результате его поглощения и рассеяния на частицах вещества.

Как уже упоминалось, сечение поглощения излучения равно разности сечений экстинкции и рассеяния $\sigma_{\text{ext}} = \sigma_{\text{scat}} + \sigma_{\text{abs}}$. С помощью этого соотношения и выражений (3.5), (3.16) можно рассчитать сечение фотопоглощения на металлической сфере. Результат такого расчета для серебряных сфер различного радиуса, помещенных в среду с $\varepsilon_m = 2.25$ (стекло), представлен на рис. 3.6.

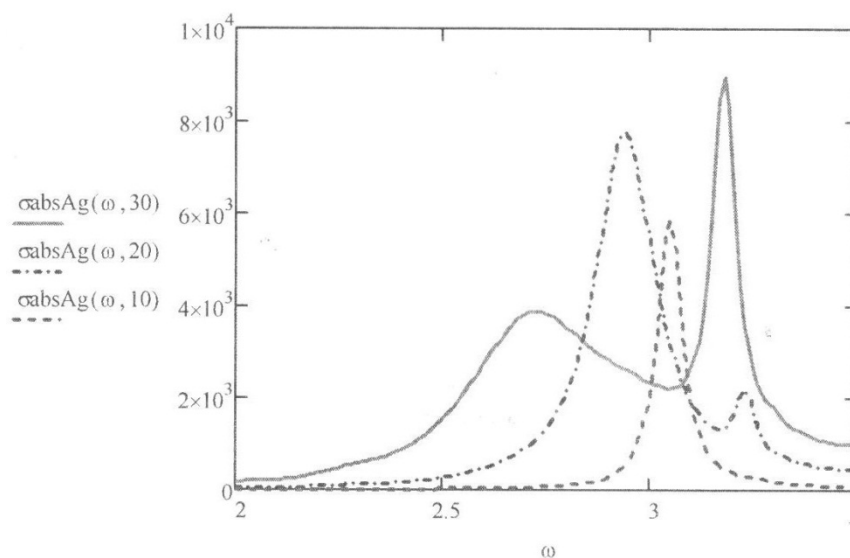


Рис. 3.6. Сечение поглощения излучения серебряными сферами различных радиусов (10, 20, 30 нм), рассчитанное в рамках теории Ми в области плазменного резонанса. По оси абсцисс отложена энергия фотона в эВ, по оси ординат - сечение в нм^2

Видно, что в отличие от сечения рассеяния сечение поглощения имеет существенно более сильный квадрупольный резонанс, который доминирует над дипольным, уже начиная с радиуса сферы 30 нм.

Численный анализ в рамках теории Ми показывает, что в случае серебряных наносфер сечения поглощения и рассеяния излучения в плазменном максимуме сравниваются при радиусе 15 нм, для больших радиусов доминирует рассеяние над поглощением. Для золотых наносфер рассеяние сравнивается с поглощением при радиусе 37 нм, причем максимум спектрального сечения рассеяния в этом случае смещен

относительно максимума поглощения в область меньших энергий фотонов примерно на 0.1 эВ. Отношение сечения рассеяния и поглощения связано с квантовым выходом рассеянного излучения, который является важным параметром, определяющим возможность практического использования наночастиц.

Важно подчеркнуть, что существенная зависимость спектров рассеяния и поглощения излучения металлическими наночастицами вблизи плазменного резонанса от радиуса сферы, которая следует из рис.3.3, приводит к неоднородному уширению соответствующих спектров в случае ансамбля наночастиц с заметным разбросом радиуса. Это необходимо учитывать при анализе соответствующих экспериментальных данных.

Несмотря на хорошее соответствие теоретических и экспериментальных данных, следующее из рис. 3.5, необходимо помнить, что теория Ми имеет, естественно, свою область применимости. Это связано в первую очередь с феноменологическим описанием материала наночастицы с помощью диэлектрической проницаемости. Такой подход справедлив для достаточно больших размеров наночастицы и длины волны излучения, когда «работает» представление о веществе как о сплошной среде. В случае наночастиц малого размера, существенную роль начинают играть локальные эффекты, которые не учитываются при использовании объемной диэлектрической проницаемости металла. Кроме того, теория Ми предполагает наличие резкой границы у металлической сферы, что также является приближением.

Взаимодействие излучения с металлическими наночастицами можно описывать в рамках более грубого подхода, обладающего вместе с тем большей физической наглядностью по сравнению с теорией Ми. В рамках этого подхода может быть получено выражение для частоты плазменного резонанса на металлической сфере, играющее важную роль для понимания физики рассматриваемых процессов, а также с точки зрения практических применений.

Выражение для сечения релеевского рассеяния на атоме может быть использовано для описания рассеяния излучения на сферических наночастицах, в этом случае оно может быть переписано в виде:

$$\sigma_s^{scat}(\omega) = \frac{8\pi}{3} \left| \frac{\omega^2}{c^2} \beta_s(\omega) \right|^2 \quad (3.17)$$

где $\beta_s(\omega)$ - динамическая поляризуемость наносферы. В формуле (3.5) выражению (3.17) отвечает дипольное слагаемое с $n = 1$. Если радиус наносферы существенно меньше длины волны рассеиваемого излучения $r_s \ll \lambda$, то можно пользоваться следующим выражением для динамической поляризуемости:

$$\beta_s(\omega) = r_s^3 \varepsilon_m \frac{\varepsilon_s(\omega) - \varepsilon_m}{\varepsilon_s(\omega) + 2\varepsilon_m}, \quad (3.18)$$

где $\varepsilon_s(\omega)$ - диэлектрическая проницаемость материала сферы, ε_m — диэлектрическая проницаемость матрицы, т.е. среды, в которой находится наносфера. Обращение в ноль реальной части знаменателя в равенстве (3.18) физически отвечает возбуждению плазмона на поверхности наносферы (поверхностный плазмон).

В случае металлической сферы, для вычисления диэлектрической проницаемости ее материала может быть использована модель Друде (приближение квазисвободных электронов) с поправкой на вклад связанных электронов. Соответствующая формула имеет вид:

$$\varepsilon_s(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)} = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} + i \frac{\gamma \omega_p^2}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)}, \quad (3.19)$$

где γ - константа релаксации, $\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / m^*}$, n - концентрация электронов проводимости, m^* — эффективная масса электрона в зоне проводимости, ε_∞ — слагаемое, описывающее вклад связанных электронов в диэлектрическую проницаемость металла. В случае учета только электронов проводимости $\varepsilon_\infty = 1$. Константа релаксации связана со временем релаксации электрона $\tau: \sim 1/\tau$. Время релаксации определяет проводимость металла в постоянном электрическом поле $\sigma = e^2 n \tau / m^*$, и может быть определено по этой формуле. Использование эффективной массы m вместо массы свободного электрона m_e , позволяет в первом приближении учесть влияние кристаллической решетки металла на движение электрона проводимости.

Сравнение с экспериментальными данными показывает, что формула (3.19) хорошо описывает оптические свойства металла в диапазоне энергий фотонов $\hbar\omega \leq 2 \div 3$ эВ. Для больших энергий заметную роль начинают играть межзонные переходы электронов в металле, что особенно сильно сказывается на величине мнимой части диэлектрической проницаемости, которая возрастает примерно на порядок величины. Тем не менее для получения аналитического результата удобно пользоваться равенством (3.19), подразумевая при этом, что константа релаксации $\gamma = \gamma(\omega)$ возрастает с увеличением частоты.

Параметры диэлектрической проницаемости в модели Друде для трех металлов приведены в таблице 3.1.

Таблица 3.1.

Параметры Друде для некоторых металлов [11]

Металл	Au	Ag	Cu
$n, \text{см}^{-3}$	$5.90 \cdot 10^{22}$	$5.76 \cdot 10^{22}$	$8.45 \cdot 10^{22}$
ε_∞	9.84	3.7	
m^*/m	0.99	0.96	1.49
$\hbar\omega_p, \text{эВ}$	9.1	9.1	8.8
$\tau, \text{фс}$	29	40	40
$\hbar\gamma, \text{эВ}$	0.067	0.018	0.018

Из данной таблицы следует, что константа релаксации электрона в объемном металлическом образце много меньше соответствующей плазменной частоты $\gamma \ll \omega_p$. Тем не менее, учет мнимой части в выражении (3.19) необходим, чтобы избежать сингулярности при вычислении динамической поляризуемости наносферы (3.18). В дальнейшем пренебрегается зависимостью диэлектрической проницаемости матрицы от частоты, что справедливо для не слишком высоких частот излучения.

В случае металлических наночастиц малого радиуса ($r_s \leq 30$ нм) необходимо учитывать рассеяние электронов проводимости на поверхности сферы, что приводит к «поверхностной» добавке к константе релаксации γ_{surf} , феноменологическое выражение для которой имеет вид:

$$\gamma_{surf} = \frac{1}{\tau_{surf}} = A \frac{V_F}{r_s} \quad (3.20)$$

где V_F - скорость Ферми ($1.4 \cdot 10^8$ см/с для золота и серебра), A - подгоночный параметр, величина которого для серебра колеблется в пределах от 0.1 до 0.7 в зависимости от химического окружения наночастицы.

Подставляя (3.18) — (3.19) в (3.17) и пренебрегая в нерезонансных комбинациях константой затухания, находим выражение для сечения рассеяния излучения на металлической наносфере в дипольном приближении в спектральной области вблизи плазмонного резонанса:

$$\sigma_s^{scat}(\omega) \simeq \frac{8\pi}{3} \left(\frac{\omega^2 \epsilon_m}{c^2} r_s^3 \right)^2 \frac{\left[(\epsilon_\infty - \epsilon_m) \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)^2 - 1 \right]^2}{\left[(\epsilon_\infty + 2\epsilon_m) \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)^2 + \left(\frac{\gamma_{tot}}{\omega} \right)^2 - 1 \right]^2 + \left(\frac{\gamma_{tot}}{\omega} \right)^2}, \quad (3.21)$$

где $\gamma_{tot} = \gamma(\omega) + \gamma_{surf} + \gamma_{rad}$ суммарная константа релаксации, учитывающая рассеяние электронов на поверхности сферы (3.20) и радиационное затухание γ_{rad} , обусловленное излучением электромагнитных волн поверхностным плазмоном наночастицы. Отметим, что если параметр γ_{surf} , уменьшается с ростом размера наночастицы согласно (3.20), то константа радиационного затухания γ_{rad} , как показывает эксперимент, растет пропорционально r_s^3 .

Из формулы (3.21) следует, что максимум сечения рассеяния излучения при возбуждении поверхностного плазмона достигается на резонансной частоте:

$$\omega_{res} \simeq \sqrt{\frac{\omega_p^2}{\epsilon_\infty + 2\epsilon_m} - \gamma_{tot}^2} \quad (3.22)$$

В приближении квазисвободных электронов (модель Друде), когда $\epsilon_\infty = 1$, для наносферы в вакууме $\epsilon_m = 1$ формула (3.22) без учета затухания дает $\omega_{res} = \omega_p / \sqrt{3}$, т.е. частота плазмона на сферической поверхности в $\sqrt{3}$ раз меньше частоты объемного плазмона (без учета дисперсии). Заметим, что частота плазмона на плоской поверхности металл/вакуум равна $\omega_{res} = \omega_p / \sqrt{2}$.

Существенно, что резонансная частота рассеяния уменьшается с ростом константы затухания γ_{tot} , и зависит от диэлектрической проницаемости матрицы ϵ_m . Последнее обстоятельство используется в практическом использовании металлических наносфер как сенсоров для мониторинга окружающей среды. Спектральная ширина максимума сечения рассеяния (3.21) совпадает с суммарной константой релаксации:

$$\Delta\omega_{scat} = \gamma_{tot} = \gamma(\omega) + A \frac{V_F}{r_s} + \gamma_{rad} \quad (3.23)$$

Поскольку согласно экспериментальным данным $\gamma_{rad} \sim r_s^3$, а $\gamma_{surf} \sim r_s^{-1}$ то, начиная с некоторого радиуса наносферы, спектральная ширина максимума сечения рассеяния растет с увеличением радиуса наносферы. При этом, как следует из формулы (3.22), положение максимума сдвигается в область меньших частот.

Напомним, что спектральная ширина максимума связана со временем поперечной релаксации оптического возбуждения $\Delta\omega = 2/T_2$. В данном случае параметр T_2 описывает время дефазировки поверхностного плазмона, с возбуждением которого связано рассеяние и поглощение излучения на наносфере в рассматриваемом спектральном диапазоне вблизи резонансной частоты (3.22). Экспериментальная зависимость этого времени от диаметра серебряной сферы приведена в таблице 2.2.

Таблица 3.2.

Время дефазировки T_2 поверхностного плазмона для серебряных наносфер различного диаметра [11]

d , нм	20	40	60	80
T_2 , Фс	4.5	5.2	4.7	2.3

Из данной таблицы следует, что с ростом диаметра время дефазировки сначала возрастает, что обусловлено уменьшением влияния рассеяния электронов на поверхности сферы, а затем начинает уменьшаться из-за роста потерь энергии на излучение (радиационное затухание).

На резонансной частоте (3.22) в дипольном приближении сечение рассеяния излучения металлической наносферой (в пренебрежении членами $\sim\omega_{tot}/\omega_p$) равно:

$$\sigma_s^{scat}(\omega_{res}) \simeq \frac{24\pi\omega_p^4 r_s^6}{c^4} \left(\frac{\omega_p}{\gamma_{tot}(r_s)} \right)^2 \frac{\epsilon_m^4}{(\epsilon_\infty + 2\epsilon_m)^5} \quad (3.24)$$

Отсюда следует сильное возрастание сечения в максимуме с увеличением радиуса наносферы до тех пор, пока этот рост не компенсируется ростом константы релаксации γ_{tot} обусловленным радиационным затуханием поверхностного плазмона.

В рамках простейшего аналитического подхода для вычисления сечения поглощения излучения наносферой в дипольном приближении ($\lambda \gg r_s$) можно воспользоваться оптической теоремой:

$$\sigma_s^{abs}(\omega) = \frac{4\pi\omega}{c} \text{Im}\{\beta_s(\omega)\}. \quad (3.25)$$

и выражением для динамической поляризуемости (2.31). В результате:

$$\sigma_s^{abs}(\omega) \simeq \frac{4\pi\varepsilon_m^2}{c} r_s^3 \frac{\gamma_{tot}\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^2}{\left[(\varepsilon_\infty + 2\varepsilon_m)\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^2 + (\gamma_{tot}/\omega)^2 - 1\right]^2 + (\gamma_{tot}/\omega)^2}. \quad (3.26)$$

Частота максимума сечения поглощения задается той же формулой (2.35), что и для сечения рассеяния. Как следует из равенства (2.39), сечение поглощения излучения наносферой в максимуме частотной зависимости равно:

$$\sigma_s^{abs}(\omega_{res}) \simeq \frac{12\pi\omega_p\varepsilon_m^2}{c(\varepsilon_\infty + 2\varepsilon_m)^2} r_s^3 \frac{\omega_p}{\gamma_{tot}(r_s)}. \quad (3.27)$$

Отсюда, в частности, следует, что сечение поглощения в рассматриваемом приближении возрастает как куб радиуса наносферы и на резонансной частоте пропорционально отношению ω_p/γ_{tot} в отличие от резонансного сечения рассеяния (3.24). Отношение сечений рассеяния и поглощения излучения в максимуме частотной зависимости, вытекающее из формул (3.24) и (3.27), дается равенством:

$$\frac{\sigma_s^{scat}(\omega_{res})}{\sigma_s^{abs}(\omega_{res})} = 2 \left(\frac{r_s\omega_p}{c}\right)^3 \frac{\varepsilon_m^2}{(\varepsilon_\infty + 2\varepsilon_m)^3}. \quad (3.28)$$

Таким образом, рассеяние излучения на наносфере доминирует над поглощением для достаточно больших радиусов. Для параметров серебряной сферы граничный радиус, разделяющий области существенности рассеяния и поглощения, порядка 15 нм. При использовании равенства (3.28) необходимо учитывать, что полная константа релаксации зависит от радиуса наночастицы, что ограничивает возрастание отношения сечений рассеяния и поглощения при увеличении радиуса.

Существенный недостаток описания рассеяния и поглощения излучения на наносферах с помощью формул (3.17), (3.18) и (3.25) заключается в том, что зависимость параметра релаксации γ_{tot} от радиуса наночастицы не возникает в рамках данного подхода естественным образом. Поэтому модификация спектра рассеяния и поглощения излучения с изменением размера металлической сферы может быть теоретически воспроизведена только после того, как функция $\gamma_{tot}(r_s)$ найдена из эксперимента. Последовательный подход, лишенный указанного недостатка, возможен в рамках теории Ми.

3.4. Практическое использование рассеяния излучения на наночастицах

Среди областей практического применения металлических наночастиц в первую очередь следует отметить их использование для оптического детектирования биологических объектов и для исследования биохимических процессов. Наиболее важным преимуществом данного метода по сравнению с традиционным радиоизотопным маркированием является мгновенный отклик и простота реализации.

Физической основой использования металлических наночастиц в качестве сенсоров является зависимость частоты плазменного резонанса в спектре рассеянного излучения от диэлектрической проницаемости окружающей среды (матрицы). Следует подчеркнуть, что рассеянный спектр зависит от *локальной* величины диэлектрической проницаемости матрицы. Это существенно повышает разрешающую способность рассматриваемого подхода по сравнению с другими оптическими методами. Сдвиг плазменного резонанса при рассеянии излучения на металлической наночастице определяется локальной концентрацией частиц окружающей среды в объеме порядка 10^{-16} см^3 . Число молекул в таком объеме, которые вызывают спектральный сдвиг, очень мало (порядка нескольких тысяч).

Пример влияния матрицы на экспериментальный спектр рассеянного серебряной наносферой излучения представлен на рис. 3.7. Диэлектрическая проницаемость водной матрицы изменялась за счет растворения в ней сахарозы - вещества с большим коэффициентом преломления, чем вода. Из приведенного рисунка следует, что максимум спектра рассеянного излучения смещается в область больших длин волн («красный» сдвиг) по мере увеличения концентрации сахарозы в воде, т.е. с увеличением показателя преломления матрицы. Анализ показывает, что сдвиг спектрального максимума линейно зависит от концентрации сахарозы, и его величина находится в соответствии с предсказанием теории Ми.

Таким образом, по сдвигу максимума в спектре рассеянного серебряной наносферой излучения можно определить концентрацию сахарозы в водном растворе, в который погружена наночастица.

Возможность детектирования малых концентраций растворенных веществ вышеописанным способом определяется величиной сдвига максимума, спектральной чувствительностью установки и шириной плазменного резонанса. В настоящее время сдвиг максимума спектра излучения при рассеянии на одиночной наносфере может быть надежно зарегистрирован вплоть до величины $\Delta\lambda=2 \text{ нм}$.

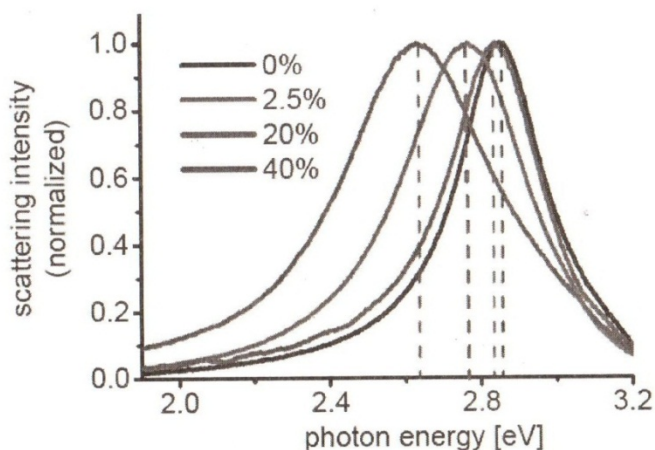


Рис. 3.7. Экспериментальный спектр излучения, рассеянного на одиночной серебряной наносфере ($r_s = 30$ нм), частично погруженной в водный раствор сахарозы различной концентрации [11]

Величина сдвига максимума под воздействием заданной матрицы может быть увеличена при замене наносфер на наностержни. При такой замене уменьшается ширина плазменного резонанса, что также увеличивает чувствительность метода. Измерения показывают, что сдвиг спектрального максимума, обусловленный влиянием матрицы, составляет 20% от ширины плазменного резонанса для золотой наносферы и 80% для золотого наностержня такого же объема для плазменной моды, ориентированной вдоль оси стержня. Вместо наностержня для увеличения чувствительности сенсоров на металлических наночастицах могут использоваться пары близкорасположенных наносфер. Другим достоинством наностержней по сравнению с нано-сферами является большая эффективность рассеяния излучения, обусловленная большой величиной поляризуемости и большим квантовым выходом. Таким образом, металлические наностержни являются идеальным решением для сенсоров, основанных на поверхностных плазмонах. Они сочетают большую чувствительность частоты плазменного резонанса к материалу матрицы, малую спектральную ширину резонанса и высокую эффективность рассеяния излучения.

Металлические наночастицы, помещенные в раствор, могут служить также сенсорами электрического заряда, возникающего на их поверхности в результате взаимодействия с молекулами растворителя. Наличие избыточного количества электронов в наночастице приводит к увеличению концентрации электронов проводимости, что увеличивает плазменную частоту в соответствии с формулой $\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / m^*}$ и частоту плазменного резонанса $\omega_{SP} = \omega_r / \sqrt{3}$, вызывая тем самым т.н. «синий» сдвиг в спектре рассеянного излучения.

Наконец еще одним применением металлических наночастиц может быть их использование для электрического управления переключением

света, что важно для современных оптических телекоммуникационных технологий и дисплейных систем. В этом случае имеет место активное воздействие на плазменный резонанс в результате приложения постоянного электрического поля к металлической наночастице, помещенной, например, в жидкий кристалл. Электрическое поле меняет локальное значение диэлектрической проницаемости матрицы, что и приводит к сдвигу спектрального максимума в рассеиваемом излучении. При возбуждении плазменного резонанса лазерным излучением с узкой спектральной шириной сдвиг максимума проявляется как изменение интенсивности рассеянного света. Указанное обстоятельство демонстрируется рис. 3.8 для двух серебряных наночастиц, помещенных в различные домены жидкого кристалла, отличающиеся направлением вектора спонтанной поляризации.

Существенно, что электрически индуцированное изменение диэлектрической проницаемости является анизотропным, поэтому возникает зависимость спектра рассеянного излучения от поляризации возбуждающего света. Если излучение поляризовано параллельно вектору напряженности постоянного электрического поля, возникает «синий» сдвиг спектра рассеянного излучения, если перпендикулярно - «красный» сдвиг. Таким образом, с помощью переключения поляризации возбуждающего света можно управлять эффективностью рассеяния излучения на металлических наночастицах в рассматриваемой схеме.

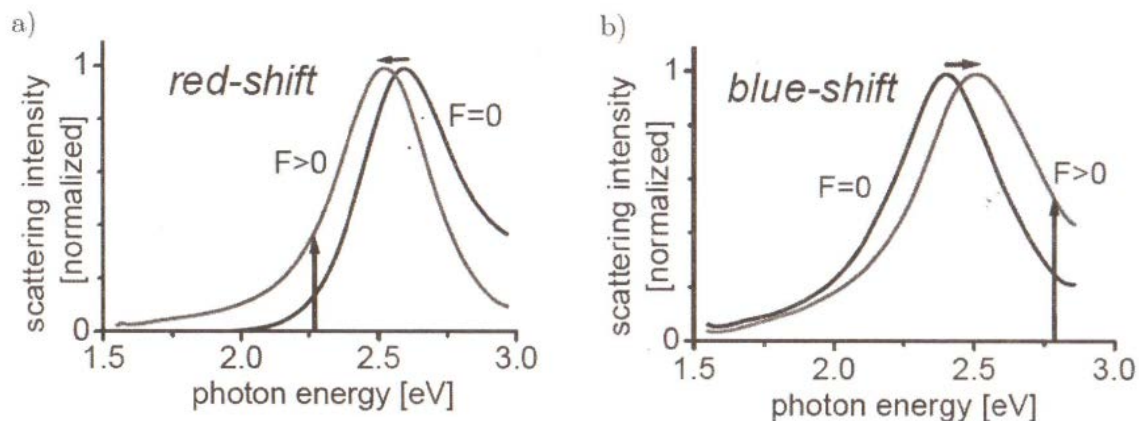


Рис. 3.8. «Красный» (а) и «синий» (б) сдвиг плазмонного резонанса при рассеянии излучения на серебряных наночастицах, помещенных в различные домены жидкого кристалла, при приложении постоянного электрического поля [11]

4. Трансформационная оптика

Наночастица, которая имеет нулевую поляризуемость, не рассеивает и не поглощает свет и, таким образом, является невидимой. Если бы с помощью каких-либо покрытий удалось сделать невидимыми большие объекты, то это имело бы огромное практическое значение, в первую очередь, в военных приложениях. На первый взгляд, кажется, что, слегка изменив параметры слоя, делающего невидимым малую частицу, можно сделать невидимым и как угодно большой объект. Однако это не так. Большие объекты, помимо дипольной поляризуемости, имеют квадрупольную и т.д. поляризуемости, и для того, чтобы подавить излучение всех мультиполей, требуется в общем случае система с бесконечным числом управляющих параметров [13]. С другой стороны, существуют ряд чисто математических теорем, которые показывают, что простые методы создания невидимых покрытий невозможны. Так, в [14] и [15] доказали, что полная невидимость не может быть достигнута за исключением конечного числа направлений, где объект оказывается бесконечно тонким. Кроме того, малые по сравнению с длиной волны излучения объекты также могут быть сделаны невидимыми [16-17]. Тем не менее, все-таки существуют способы и подходы, которые позволяют сделать покрытия, внутри которых можно спрятать любые объекты. Дело заключается в том, что математические теоремы, упомянутые выше, неприменимы в случае сред с отрицательным показателем преломления и сильно анизотропных сред. Кроме того, эти теоремы утверждают, что невозможно создать *идеальные* покрытия-невидимки, но оставляют открытым вопрос о возможности создания *почти* невидимых покрытий. Современное развитие нанотехнологий и наноплазмоники, однако, позволяет создавать искусственные среды — метаматериалы, как с отрицательным показателем преломления, так и с любой степенью анизотропии. Примеры реализации сред с отрицательным показателем преломления уже обсуждались в разделе 2.

Таким образом, уже существует технологическая база, позволяющая исследовать возможности создания покрытий-невидимок. В иностранной литературе такие покрытия часто называют «плащ-невидимка» (invisible cloak). Джон Пэндри для построения покрытий-невидимок предложил метод, основанный на трансформационной оптике (преобразовании координат) [18]:

$$(x, y, z) \rightarrow (u(x, y, z), v(x, y, z), w(x, y, z)), \quad (4.1)$$

в результате которого из области с регулярной лучевой картиной в пространстве (x, y, z) с однородными и изотропными характеристиками возникает лучевая картина в пространстве с координатами (u, v, w) и неоднородными и неизотропными характеристиками, в которой есть область, куда никакие лучи не проникают.

Говоря иными словами, в пространстве (u, v, w) все лучи как бы обтекают область, куда можно поместить скрываемый объект (рис. 4.1). Так как уравнения Максвелла инвариантны по форме относительно любых координатных преобразований, то преобразование (замена) координат будет сопровождаться как изменением полей, так и электромагнитных характеристик пространства.

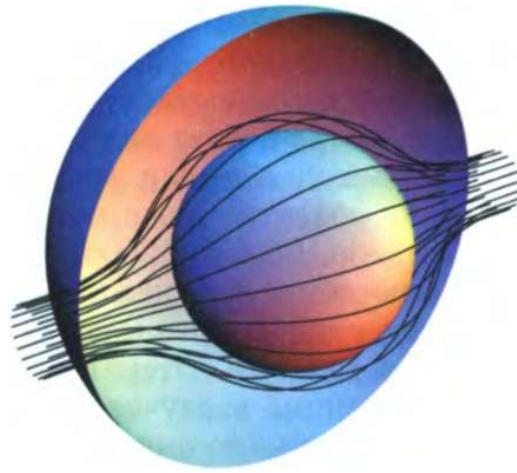


Рис. 4.1. Иллюстрация того, как все лучи огибают область, содержащее которой остается, таким образом, невидимым

Например, если начальная сферическая область $r < R_2$ в пространстве (x, y, z) была однородной и изотропной, и лучи в ней распространялись без изменения направления, то после преобразования:

$$\begin{cases} r' = R_1 + r \frac{R_2 - R_1}{R_2}, \\ \theta' = \theta, \\ \varphi' = \varphi. \end{cases} \quad (4.2)$$

никакие лучи в пространстве (r', θ', φ') не смогут попасть внутрь сферы радиуса R_1 и, таким образом, эта область становится невидимой.

Преобразование координат (4.2) сопровождается изменением тензоров электрической и магнитной проницаемости:

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon'_{r'} = \mu'_{r'} = \frac{R_2}{R_2 - R_1} \frac{(r' - R_1)^2}{r'^2} \\ \varepsilon'_{\theta'} = \mu'_{\theta'} = \varepsilon'_{\varphi'} = \mu'_{\varphi'} = \varepsilon_t = \mu_t = \frac{R_2}{R_2 - R_1} \end{array} \right. \quad (4.3)$$

В непреобразованной области $r > R_2$ траектории лучей останутся прямыми, а материальные тензоры не изменятся:

$$\varepsilon'_{r'} = \mu'_{r'} = \varepsilon'_{\theta'} = \mu'_{\theta'} = \varepsilon'_{\varphi'} = \mu'_{\varphi'} = 1. \quad (4.4)$$

Заметим еще раз, что никакие лучи не могут попасть внутрь области с материальными тензорами (4.3), (4.4) или выйти из нее. На внешней поверхности покрытия-невидимки ($r=R_2$) компоненты тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей связаны соотношениями:

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon'_{\theta'} = \varepsilon'_{\varphi'} = \frac{1}{\varepsilon'_{r'}}, \\ \mu'_{\theta'} = \mu'_{\varphi'} = \frac{1}{\mu'_{r'}}, \end{array} \right. \quad (4.5)$$

которые являются условиями идеально согласованного слоя (PML) и гарантируют отсутствие отражения на этой границе. Таким образом, возникает естественная связь между рассматриваемым покрытием-невидимкой и хорошо изученными неотражающими границами раздела [19].

В качестве иллюстрации рассмотрим случай $R_2 \gg \lambda$, где λ — характерная длина волны излучения и где можно использовать траектории лучей для изображения вектора Умова-Пойнтинга. На рис.4.1 показаны траектории лучей, которые падают из бесконечности на область с характеристиками (4.3) и (4.4). Лучи на этом рисунке получаются в результате интегрирования гамильтоновых уравнений, получаемых из уравнений Максвелла в лучевом приближении. Из этого рисунка видно, что, действительно, все лучи огибают область $r < R_1$ в которую таким образом можно поместить скрываемый объект.

Детальное рассмотрение рассеяния электромагнитных волн на сферически слоистой системе с характеристиками:

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_r = \varepsilon_t \frac{(r-R_1)^2}{r^2}, \\ \mu_r = \mu_t \frac{(r-R_1)^2}{r^2}, \\ \varepsilon_\theta = \varepsilon_\varphi = \varepsilon_t = \varepsilon_2 \frac{R_2}{R_2-R_1}, \\ \mu_\theta = \mu_\varphi = \mu_t = \mu_2 \frac{R_2}{R_2-R_1}, \end{array} \right. \quad (4.6)$$

внутри области $R_1 < r < R_2$ и изотропными характеристиками ε_2 , μ_2 вне этого слоя было рассмотрено в работе [20] в рамках полной системы уравнений Максвелла.

В целом, это решение следует известным решениям с изотропными сферическими слоями, использующим разложение по сферическим гармоникам и сшивку решений в разных областях на их границах. Однако анизотропия и пространственная неоднородность (4.6) требуют специального подхода. Для решения уравнений Максвелла в сферическом слое $R_1 < r < R_2$ с характеристиками (4.6) [20] вводят скалярные потенциалы для ТЕ и ТМ-волн Φ_{TM} , Φ_{TE} :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{B}_{TM} = rot(\bar{\mathbf{r}} \Phi_{TM}); \\ \mathbf{D}_{TM} = \frac{i}{k} rot(\overleftrightarrow{\mu}^{-1} \mathbf{B}_{TM}); \\ \mathbf{D}_{TE} = -rot(\bar{\mathbf{r}} \Phi_{TE}); \\ \mathbf{B}_{TE} = -\frac{i}{k} rot(\overleftrightarrow{\varepsilon}^{-1} \mathbf{D}_{TE}), \end{array} \right. \quad (4.7)$$

где $k = \omega/c$, $\bar{\mathbf{r}}$ — единичный вектор в радиальном направлении, $\overleftrightarrow{\mu}^{-1}$ и $\overleftrightarrow{\varepsilon}^{-1}$ —тензоры, обратные тензорам магнитной и диэлектрической проницаемости.

Подставляя (4.7) в уравнения Максвелла с материальными тензорами (4.3), можно получить волновые уравнения для потенциалов Φ_{TM} , Φ_{TE} в сферической системе координат:

$$\left\{ \frac{1}{SR} \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{SR} k_t^2 \right\} \Phi = 0, \quad (4.8)$$

где $k_t = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu_\theta \varepsilon_\theta} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu_\varphi \varepsilon_\varphi}$; SR — обозначает степень анизотропии, для TM и TE -волн соответственно имеем $SR_{TM} = \varepsilon_t / \varepsilon_r$ и $SR_{TE} = \mu_t / \mu_r$. В случае, когда тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей даются выражениями (4.3), степень анизотропии одинакова для обеих поляризаций:

$$SR_{TM} = SR_{TE} = SR = \frac{r^2}{(r-R_1)^2}. \quad (4.9)$$

Решение (4.8) естественно искать в виде:

$$\Phi = Y_n^m(\theta, \varphi) f_n(r) \quad (4.10)$$

Удивительным свойством тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей (4.6) является то, что решениями уравнения для радиальной функции f_n :

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \left[k_t^2 - \frac{n(n+1)}{(r-R_1)^2} \right] \right\} f_n = 0, \quad (4.11)$$

являются произвольные функции Рикатти-Бесселя со сдвинутым аргументом:

$$f_n(r) = z_n(k_t(r - R_1)), \quad (4.12)$$

Таким образом, потенциалы, конечные внутри области $R_1 < r < R_2$ можно записать в виде:

$$\begin{cases} \Phi_{TM}^c = \frac{\cos \varphi}{\omega} \sum_{n=1}^{\infty} d_n^M \psi_n(k_t(r - R_1)) P_n^1(\cos \theta), \\ \Phi_{TE}^c = \frac{\sin \varphi}{\omega} \sum_{n=1}^{\infty} d_n^E \psi_n(k_t(r - R_1)) P_n^1(\cos \theta), \end{cases} \quad (4.13)$$

где $\psi_n(z) = z j_n(z)$ и $j_n(z)$ — сферическая функция Бесселя.

Подчеркнем, что потенциалы (4.13) обращаются в нуль на границе $r=R_1$ и для каждой гармоники имеется только один независимый коэффициент. В случае же обычного слоя таких коэффициентов было бы два. Именно это обстоятельство позволяет создать покрытие-невидимку.

Поля в области $r > R_2$ общем случае состоят из падающего Φ_{TM}^{in} , Φ_{TE}^{in} и рассеянного Φ_{TM}^S , Φ_{TE}^S полей, которые выражаются через несдвинутые функция Рикатти-Бесселя, и в случае падения x - поляризованной плоской волны единичной амплитуды вдоль оси z , $\mathbf{E}^{in} = (1,0,0)e^{ik_2z}$ их можно записать в виде:

$$\begin{cases} \Phi_{TM}^{in} = \frac{\cos\varphi}{\omega} \sum_{n=1}^{\infty} a_n \psi_n(k_2 r) P_n^1(\cos\theta), \\ \Phi_{TE}^{in} = \frac{\sin\varphi}{\omega} \sum_{n=1}^{\infty} a_n \psi_n(k_2 r) P_n^1(\cos\theta), \end{cases} \quad (4.14)$$

$$\begin{cases} \Phi_{TM}^S = \frac{\cos\varphi}{\omega} \sum_{n=1}^{\infty} a_n T_n^M \zeta_n(k_2 r) P_n^1(\cos\theta), \\ \Phi_{TE}^S = \frac{\sin\varphi}{\omega} \sum_{n=1}^{\infty} a_n T_n^E \zeta_n(k_2 r) P_n^1(\cos\theta), \end{cases} \quad (4.15)$$

где $\zeta_n(z) = z h_n^{(1)}(z)$ и $h_n(z)$ — сферическая функция Ханкеля, $a_n = \frac{(-1)^n (2n+1)}{n(n+1)}$ и где $k_2 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu_2 \varepsilon_2}$ — волновой вектор в этой области.

Поля внутри области $r < R_1$ также выражаются через несдвинутые функции Рикатти-Бесселя:

$$\begin{cases} \Phi_{TM}^1 = \frac{\cos\varphi}{\omega} \sum_{n=1}^{\infty} c_n^M \psi_n(k_0 r) P_n^1(\cos\theta), \\ \Phi_{TE}^1 = \frac{\sin\varphi}{\omega} \sum_{n=1}^{\infty} c_n^E \psi_n(k_0 r) P_n^1(\cos\theta), \end{cases} \quad (4.16)$$

где $k_0 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$ — волновой вектор в этой области.

Из условия непрерывности тангенциальных компонент \mathbf{E} и \mathbf{H} на границе раздела следует, что коэффициенты $T_n^{M,E}$ характеризующие рассеянное поле, и коэффициенты $c_n^{M,E}$, характеризующие поле внутри

области $r < R_1$ равны нулю. Это фактически и означает, что рассматриваемая система обеспечивает полную невидимость любого объекта в области $r < R_1$. Связь же между падающим полем и полем внутри области $R_1 < r < R_2$ описывается соотношениями:

$$\begin{aligned} d_n^E &= \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} a_n; \\ d_n^M &= \frac{\mu_1}{\mu_2} a_n. \end{aligned} \quad (4.17)$$

На рис. 4.2 псевдоцветом показано распределение в плоскости xz E_x компоненты электрического поля плоской волны, падающей вдоль оси z , а стрелочками распределение соответствующего вектора Умова-Пойнтинга (плоская x -поляризованная волна падает на идеальное покрытие-невидимку с характеристиками (4.3) с внутренним радиусом $R_1 = 0,5\lambda_0$ и внешним радиусом $R_2 = \lambda_0$).

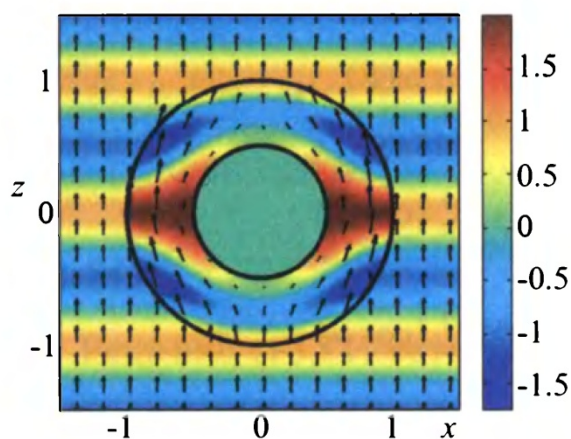


Рис. 4.2. Распределение в плоскости xz E_x компоненты электрического поля плоской волны, падающей вдоль оси z , и соответствующего вектора Умова-Пойнтинга. Плоская z поляризованная волна падает на идеальное покрытие-невидимку с внутренним радиусом $R_1 = 0,5\lambda_0$ и внешним радиусом $R_2 = \lambda_0$ [20]

Из этого рисунка действительно видно, что рассеянное поле отсутствует. Более того, из этого рисунка видно, что так называемый проблемы осевого луча не существует, так как вектор Умова-Пойнтинга на полюсах внутренней поверхности, где осевой луч входит в невидимую зону, равен нулю.

Идеи, изложенные в работе [18] были реализованы экспериментально [21]. Правда, вместо сферического невидимого покрытия, они попытались

реализовать цилиндрическое, в котором для создания полностью невидимой области $r < a$ надо было использовать координатное преобразование:

$$\begin{cases} r' = a + r \frac{b-a}{a}, \\ \theta' = \theta, \\ \varphi' = \varphi, \end{cases} \quad (4.18)$$

которое приводит к следующим значениям диагональных компонент тензоров диэлектрической и магнитной проницаемости:

$$\varepsilon_r = \mu_r = \frac{r-a}{r}; \quad \varepsilon_\theta = \mu_\theta = \frac{r}{r-a}; \quad \varepsilon_z = \mu_z = \left(\frac{b}{b-a}\right)^2 \frac{r-a}{r} \quad (4.19)$$

(недиагональные компоненты равны нулю).

Из уравнения (4.19) видно, что для реализации совершенного цилиндрического плаща-невидимки нужно создать метаматериал, в котором ε и μ не только неоднородны и анизотропны, но и принимают бесконечно большие значения при $r = a$ (заметим, что в этом отношении случай сферического невидимого покрытия проще, так как там нет бесконечностей).

В силу этих трудностей [21] постарались реализовать систему, в которой:

$$\varepsilon_z = \left(\frac{b}{b-a}\right)^2; \quad \mu_r = \left(\frac{r-a}{r}\right)^2; \quad \mu_\theta = 1 \quad (4.20)$$

остальные диагональные компоненты должны быть равны 1, а недиагональные — 0. При такой замене уравнения для электрического поля с поляризацией вдоль оси цилиндра остаются неизменными, однако граничное условие при $r = b$ перестает быть согласованным, и поэтому возникает отражение, которое, правда, тем меньше, чем больше внешний радиус b по сравнению с длиной волны.

Для реализации зависимостей (4.20) в работе [21] разработали и создали метаматериал, фотография которого показана на рис.4.3. На этом же рисунке показаны реализованные в эксперименте значения ε_z , μ_r , μ_θ . Разработанное невидимое покрытие состояло из 10 цилиндрических слоев, на которых были размещены разомкнутые кольцевые резонаторы (SRR),

геометрия которых изменялась в зависимости от того слоя, на котором они находились.

На рис. 4.4 показаны результаты компьютерного моделирования (рис.4.4,а,б) и экспериментальных измерений z - компоненты электрического поля в отсутствие покрытия-невидимки (рис.4.4,в) и в его присутствии (рис.4.4,г). Компьютерное моделирование в идеальном случае (см. уравнения 4.19) показывает почти полное отсутствие рассеянного поля, т. е. почти идеальное покрытие-невидимку.

Учет в компьютерном расчете приближенных выражений (4.19) и потерь, соответствующих независимым расчетам разомкнутых кольцевых резонаторов, увеличивает рассеяние, но все равно эффект невидимого покрытия дает существенно меньшее рассеяние, чем экспериментально измеренные величины для металлического цилиндра без покрытия (рис.4.4,в). Экспериментальные измерения металлического цилиндра с покрытием (рис.4.4,г) также показывают существенное уменьшение рассеяния и согласуются с результатами реалистического моделирования этой же системы (рис.4.4,б).

До сих пор мы рассматривали ситуации, в которых невидимое покрытие реализовывалось на основе анизотропных и неоднородных метаматериалов с положительными значениями компонент тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей. Однако, по крайней мере в принципе, можно создать невидимые покрытия из изотропных материалов с отрицательным показателем преломления.

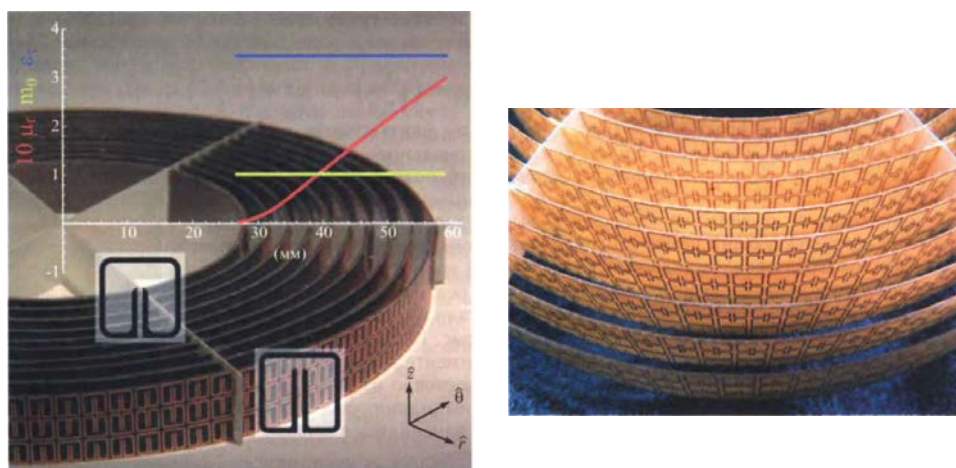


Рис. 4.3. Экспериментальная реализация цилиндрического невидимого покрытия в СВЧ диапазоне в виде системы разомкнутых кольцевых резонаторов, расположенных на 10 цилиндрах. Цветные линии показывают реализованные в эксперименте значения материальных параметров:

красная линия— $10\mu_r$; зеленая линия — $\mu_\theta=1$; и, наконец, синяя линия — $\varepsilon_z=3,423$. Разомкнутые кольцевые резонаторы, расположенные на 1-м (внутреннем) и 10-м (внешнем) цилиндрах, показаны на прозрачных вставках [21].

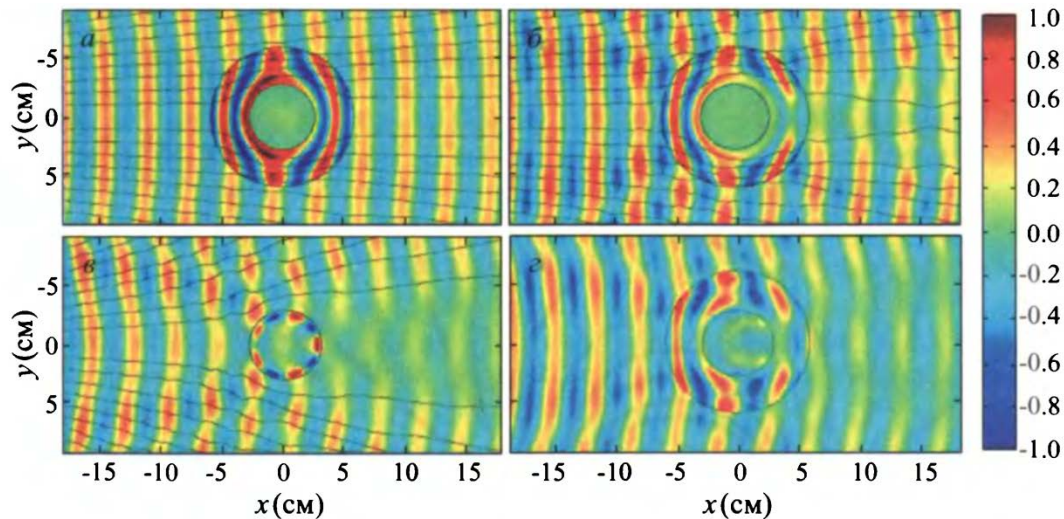


Рис.4.4. Мгновенное изображение зависящего от времени, установившегося распределения электрического поля. Черные линии на рисунках *a-v* — направление потока энергии (вектор Пойнтинга). Покрытие-невидимка расположено в кольцевой области между черными кругами и окружает проводящий медный цилиндр, *a* — численное моделирование с точными материальными уравнениями; *б* - численное моделирование с упрощенными материальными условиями и с учетом потерь в разомкнутых кольцевых резонаторах; *в* — результаты экспериментального измерения полей вблизи проводящего медного цилиндра; *г* — результаты экспериментального измерения полей вблизи проводящего медного цилиндра, окруженного покрытием-невидимкой. Колонка справа показывает соответствие между цветом и амплитудой поля [21].

Таким образом, анизотропные метаматериалы действительно могут служить основой для создания невидимых покрытий, по крайней мере в СВЧ диапазоне (эксперименты [21]). Создание невидимых покрытий в более коротковолновых диапазонах является более сложной задачей, которая, тем не менее, представляется решаемой. При этом всегда возникает проблема диапазона частот, в которой это покрытие эффективно.

5. Спинтроника

Большую часть двадцатого столетия было известно, что электроны, создающие ток в электрической цепи, обладают собственным магнитным моментом, однако в практических целях это никак не использовалось. С приходом нового тысячелетия появилась новая отрасль науки – магнитоэлектроника, или, как теперь принято ее называть, спинтроника. В ее основу заложено понятие спина электрона. В соответствии с этой концепцией, согласно принципу квантования проекции спина на выбранную ось электроны разделяют на два типа носителей тока: электроны со спином-вверх и электроны со спином-вниз ($1/2$ или $-1/2$). В наше время спинтроника изучает магнитные и магнитооптические взаимодействия в металлических и полупроводниковых наногетероструктурах, динамику и когерентные свойства спинов в конденсированных средах, а также квантовые магнитные явления в структурах нанометрового размера. Наряду с ранее известными магнетиками по мере развития спинтроники появились новые – магнитные полупроводники, вещества, в которых можно контролировать магнитные, полупроводниковые и оптические свойства. Экспериментальная техника спинтроники включает в себя магнитооптическую спектроскопию с высоким (фемтосекундным) временным разрешением, микромеханическую магнитометрию, атомно- и магнитосиловую сканирующую микроскопию субатомного разрешения, спектроскопию ядерного магнитного резонанса и многое другое. Химические, литографические и молекулярно-кластерные технологии позволяют создавать для спинтроники разнообразные наноструктуры с необходимыми магнитными свойствами [22].

5.1. Металлические спин-электронные структуры

Значительные успехи в получении и исследовании тонких металлических пленок, достигнутые в конце XX в., привели к открытию целого ряда новых явлений, исследование которых остается актуальным и в настоящее время. Развитие технологий позволило синтезировать совершенно новые многокомпонентные материалы с контролируемыми свойствами. Наноструктуры могут состоять из чередующихся квантовых слоев или квантовых точек. При этом возникает ряд уникальных физических явлений, таких как спин-зависимое рассеивание электронов проводимости, косвенная обменная связь, поверхностная магнитная анизотропия.

Трансформации магнитных и магниторезистивных свойств в слоистых структурах во многом обусловлены косвенной обменной связью, которая возникает между тонкими ферромагнитными слоями и осциллирует при изменении толщины немагнитной прослойки. Поэтому при определенных условиях обычная ферромагнитная структура может быть преобразована в антиферромагнетик, с антипараллельным направлением магнитных моментов. Например, для мультислоев Co/Cu такие магнитные фазовые переходы происходят с периодом, равным $\sim 1,0$ нм. При этом, управляя структурой интерфейсов и прослойки, можно менять угол между магнитными моментами в смежных слоях от 0^0 до 180^0 .

Магнитная анизотропия возникает вследствие нарушения симметрии на границах раздела между ферромагнитным и немагнитным материалами и появления напряжений из-за несоответствия параметров кристаллических решеток. Следовательно, изменяя толщины слоев и подбирая соответствующие материалы, можно получить слоистые наноструктуры, в которых магнитные моменты будут направлены параллельно или перпендикулярно поверхности пленки. Более того, наличие ступенек или террас на поверхностях раздела, а также неоднородностей в структуре прослойки может создать условия для формирования многоосной магнитной анизотропии [23].

Наиболее известным эффектом, обнаруженным в металлических многослойных структурах, является эффект гигантского магнитосопротивления (Giant Magnetoresistance – GMR), обусловленный спиновой зависимостью рассеивания электронов проводимости от типа магнитного упорядочения смежных слоев в пленке [24]. Исследование причин указанного явления и его механизмов породило семейство новых материалов с широкими потенциальными возможностями практического применения: структуры с магнитным туннельным переходом (Magnetic Tunnel Junction – MTJ), спиновые вентили, спиновые нанотранзисторы и др.

Мультислойные структуры. Несмотря на то, что эффект GMR обнаружен сравнительно недавно, первым явлением спинтроники можно считать открытие анизотропного магнитосопротивления в 1857г. Было установлено, что удельное сопротивление магнитных материалов зависит от угла между направлениями намагниченности и тока. Более чем через 100 лет в мультислоях, состоящих из ферромагнитных слоев, разделенных немагнитными прослойками, было обнаружено намного большее по величине изотропное магнитосопротивление, которое назвали гигантским. Этот эффект обусловлен спин-зависимым рассеиванием электронов проводимости.

В ферромагнитных металлах выделяют электроны проводимости со спином-вверх (спин направлен параллельно магнитному моменту в ферромагнетике) и со спином-вниз (спин направлен антипараллельно магнитному моменту). Поэтому ток в ферромагнитном металле можно представить в виде суммы токов электронов со спинами обоих типов. Магнитосопротивление, определяемое этими токами, зависит от направления намагниченности в ферромагнитных слоях. Так, в мультислоях Co/Cu вероятность рассеивания электронов со спином, параллельным направлению намагниченности, меньше, чем для электронов со спином, направленным антипараллельно намагниченности.

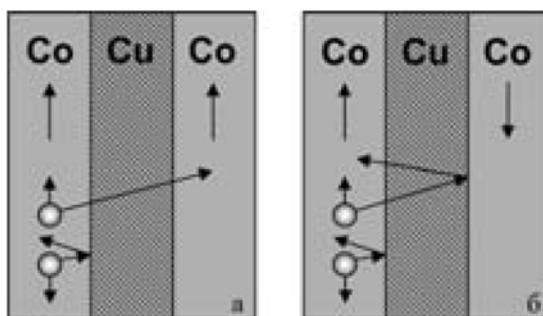


Рис. 5.1. Принципиальная схема проводимости в многослойных магнитных пленках, показывающая, как спиновое рассеивание приводит к различной проводимости для параллельной (а) и антипараллельной (б) ориентации векторов намагничивания

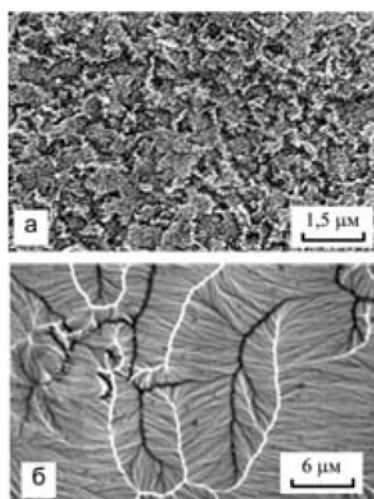


Рис. 5.2. Электронно-микроскопические изображения доменной структуры пленки Co/Cu/Co с косвенной АФМ (а) и ФМ (б) обменной связью

Наиболее удобными объектами для исследования трансформаций магнитных и магниторезистивных свойств в структурах с эффектом GMR являются трехслойные пленки (рис. 5.1). При параллельном выстраивании магнитных моментов смежных ферромагнитных слоев проводимость структуры больше, чем при антипараллельном. Антиферромагнитное выстраивание магнитных моментов смежных слоев (с одинаковой величиной коэрцитивной силы H_C) возникает благодаря косвенному антиферромагнитному (АФМ) взаимодействию.

Изменения магнитной структуры, вызванные АФМ связью, влияют не только на магниторезистивные, но и на магнитные свойства многослойных наноструктур. В настоящее время мало изучены механизмы влияния косвенной обменной связи на магнитную анизотропию и доменную структуру в многослойных пленках. На примере многослойных пленок Co/Cu/Co было показано, что в металлических пленочных наноструктурах с косвенной АФМ связью индуцируется многоосная анизотропия [25]. Более того, представленные на рис.5.2 трансформации доменной структуры (уменьшение размеров доменов до $\sim 0,43$ мкм) в образцах свидетельствуют о возможности применения этих пленок в качестве сред для магнитной записи информации. Это позволит не только значительно увеличить плотность записи информации, но и повысить термостабильность магнитных носителей.

Спиновые вентили. Следующим шагом на пути совершенствования структур с GMR были спиновые вентили (СВ). Они также состоят из двух магнитных слоев, разделенных немагнитной прослойкой. Однако намагниченность одного из слоев закреплена обменным взаимодействием со смежным антиферромагнитным слоем, в то время как направление намагниченности второго слоя может изменяться под действием внешнего магнитного поля. Так как ферромагнитные слои очень слабо связаны, то изменение конфигурации магнитных моментов от антипараллельной к параллельной происходит в малых магнитных полях, что обеспечивает высокую чувствительность этих структур. На основе таких элементов созданы считывающие магниторезистивные головки в жестких дисках с плотностью записи свыше 100Гбит/дюйм².

Известно, что величина магниторезистивного отношения в процессе перемагничивания СВ зависит от двух факторов: максимально достижимой величины магниторезистивного эффекта и магнитных свойств. Варьируя материалы, толщину и последовательность слоев, можно оптимизировать магнитные и электрические свойства таких наноструктур и расширить области их практического применения.

За несколько лет, прошедших с момента открытия спиновых вентилей, было создано и исследовано около 11 видов СВ с различной структурой. Так, добавление тонкой прослойки Ru повышает термостабильность сенсоров. Использование кобальтового феррита в качестве изолирующего магнито жесткого слоя уменьшает шунтирующий эффект, что повышает величину GMR. Введение в слоистую структуру наноксидных слоев и антиферромагнетиков позволяет повысить магниторезистивное отношение и чувствительность СВ.

Магнитный туннельный переход. К следующему поколению спинтроники относят структуры, основанные на явлении магнитного туннельного перехода (MTJ). MTJ состоит из двух слоев ферромагнетика, разделенных изолятором, обычно это Al_2O_3 . Причем толщина изолятора настолько мала (< 2 нм), что электрон может просачиваться через этот барьер. Этот процесс называется туннелированием, он обусловлен волновой природой электрона. Вероятность туннелирования зависит от длины волны или энергии электрона. В ферромагнитном материале энергия электронов с ориентацией спина вверх или вниз различна. Это приводит к спин-зависимому туннельному эффекту. Если магнитные моменты смежных слоев направлены параллельно, проводимость магнитного туннельного перехода велика, а если намагниченности антипараллельны, то вероятность туннелирования мала. Максимальная величина магниторезистивного эффекта, наблюдаемого в таких структурах, – примерно 50% при комнатной температуре.

В настоящее время уже получены высококачественные MTJ с гладким и сплошным барьерным слоем AlO . Были исследованы потенциальные возможности и других материалов, например Ta_2O_5 , GaAs, ZnS, MgO.

Магниторезистивная память. Наногетероструктуры с магнитным туннельным переходом применяются в качестве считывающих головок в жестких дисках и как базовые элементы магниторезистивной оперативной памяти (MRAM). MRAM выглядит весьма перспективной и многообещающей по сравнению с другими типами энергонезависимой памяти. Так, время выборки данных у MRAM может составлять < 10 нс, что в 5 раз меньше, чем у флэш-памяти, а время записи – < 2 нс (на три порядка меньше, чем у флэш-памяти). При этом энергопотребление магниторезистивной памяти в два раза меньше, чем у флэш- и оперативной памяти DRAM.

Сегодня разработки MRAM ведутся несколькими фирмами: Motorola, IBM, Infineon, Cypress Semiconductor, TSMC, а также совместно NEC и Toshiba. В настоящее время большинство разработчиков остановились на MRAM с магнитным туннельным переходом.

Схема ячейки памяти, в которой перемагничивание осуществляется по методу Савченко (US Patent 6.545.906), разработанному в компании Motorola, представлена на рис. 5.3. Ячейка памяти сформирована на пересечении разрядной и числовой шин. Каждая ячейка состоит из структуры с магнитным туннельным переходом, которая отвечает за хранение информации, и транзистора, с помощью которого организована адресация. Существуют схемы, в которых транзистор может быть заменен диодом или вообще отсутствовать. При записи ток, протекающий по разрядной и числовой шинам, наводит перекрестное магнитное поле, которое изменяет магнитное состояние свободного слоя. При считывании через ячейку пропускают ток. Величина этого тока зависит от ориентации векторов намагничивания магнитных слоев структуры: при параллельной конфигурации сопротивление перехода минимально. Это соответствует логическому «0». При антипараллельной ориентации намагниченностей сопротивление велико, туннельный ток мал – это логическая «1».

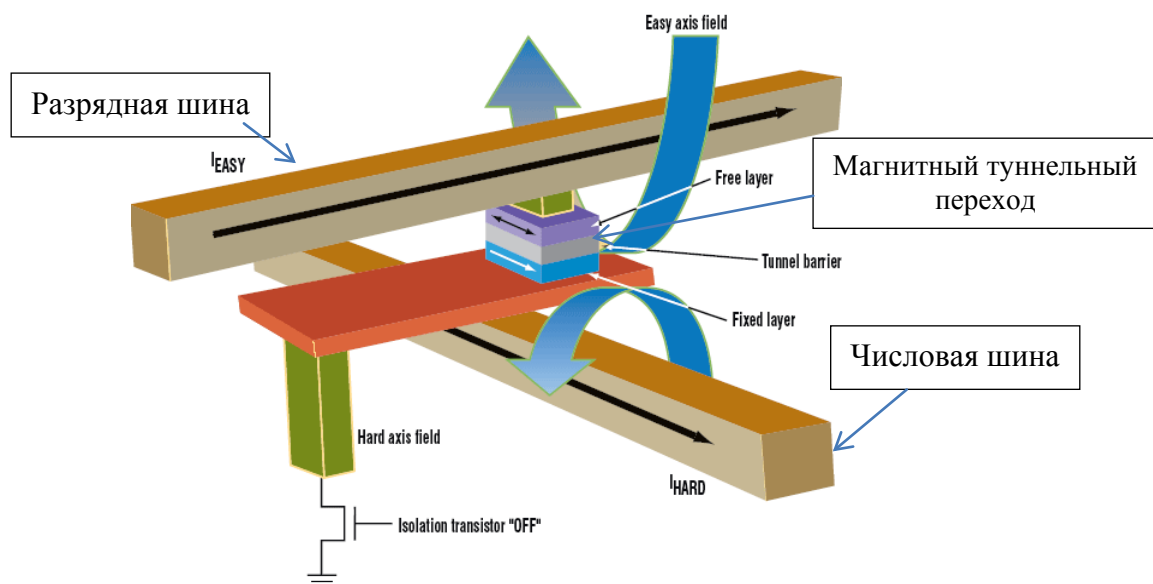


Рис. 5.3. Элементарная ячейка MRAM-памяти

С использованием рассмотренной выше схемы ячейки компанией Motorola в 2004 г. были созданы чипы MRAM-памяти емкостью 4 Мб, со временем доступа 25 нс ([http:// www.peakw.com/Summit2004/](http://www.peakw.com/Summit2004/)). В это же время компании Infinion и IBM представили экспериментальный чип MRAM-памяти емкостью 16 Мб. Сейчас емкость MRAM-памяти увеличена до 10 Гбит, а время уменьшено до 8 нс [26].

Гранулированные GMR структуры. Гранулированные структуры обычно получают путем одновременного распыления двух несмешивающихся металлов (часто используемая пропорция 20:80) и дальнейшего отжига структуры, в процессе которого образуются гранулы одного металла в матрице другого. Если ферромагнитные гранулы «вкраплены» в парамагнитную матрицу, то структура чаще всего ведет себя как суперпарамагнитная и обладает гигантским магнитосопротивлением. GMR возникает из-за того, что в отсутствие магнитного поля угол между магнитными моментами смежных ферромагнитных гранул может быть любым (случайным). Тогда как в приложенном сильном магнитном поле магнитные моменты гранул выстроены вдоль поля. GMR определяется исходя из выражения [27]:

$$GMR \sim \langle \cos(\theta_{ij}) \rangle = \langle \cos(\theta_j) \rangle^2 \alpha M^2, \quad (5.1)$$

где θ_{ij} – угол между магнитными моментами i и j гранулы, θ_j – угол между магнитным моментом гранулы j и приложенным магнитным полем. Эффект GMR пропорционален косинусу углов между магнитными моментами и изменяется как квадрат намагниченности в зависимости от внешнего магнитного поля [28].

5.2. Магнитные полупроводники и спиновые нанотранзисторы

Одной из основных задач спинтроники является интеграция магнитных систем в полупроводниковую микроэлектронику. Легкое управление спинами электронов в полупроводниках уже сегодня позволяет создавать два новых класса гибридных материалов: магнитные полупроводники (гибридная структура ферромагнетик/полупроводник) и спин-электронные нанотранзисторы.

Широкие перспективы использования наногетероструктур обусловлены тем, что электронные спины полупроводника можно использовать в качестве детектора, реагирующего на изменения магнитного состояния в ферромагнетике. Так, при инъекции сквозь контакт ферромагнетика и полупроводника электроны полупроводника приобретают неравновесный спин, содержащий информацию о спине электронов в ферромагнетике. Для определения спиновой ориентации электронов в полупроводнике можно использовать как оптические, так и электрические методы детектирования.

Магнитные полупроводники. Общим для всех устройств, описанных в первой части обзора, является то, что в их основе лежит металл. Существенный недостаток такого подхода – невозможность усиливать сигналы. Очевидные металлические аналоги традиционным полупроводниковым транзисторам, в которых отток электронов из базы транзистора позволяет десяткам других поступать от эмиттера в коллектор, сегодня отсутствуют. Найти материалы, которые обладали бы свойствами как ферромагнетиков, так и полупроводников, – давнишняя мечта исследователей. Но она труднодостижима, так как велико различие в характере химических связей. Ферромагнитные полупроводники, с одной стороны, были бы источниками спин-поляризованных электронов, а с другой – легко интегрировались бы с традиционными полупроводниковыми устройствами. Зонная структура магнитного полупроводника отличается от двухзонной структуры обычных полупроводников, металлов и диэлектриков наличием особой, третьей зоны, которая образуется *d*- и *f*-электронами атомов переходных или редкоземельных элементов. Идеальный ферромагнитный полупроводник должен иметь температуру Кюри (температура, при которой ферромагнетик теряет свои свойства) выше комнатной температуры и допускать создание зон с *n*- и *p*-проводимостью в одном монокристалле.

Сегодня большое внимание привлекают так называемые разбавленные магнитные полупроводники, сплавы (GaAs), в которых отдельные атомы в случайном порядке заменяются атомами с магнитными свойствами, например Mn^{2+} . Наибольшая температура Кюри $T_c = 110$ К достигнута на сегодняшний день в магнитном твердом растворе GaMnAs с *p*-проводимостью. Этот материал был использован в качестве спинового инжектора (включая и нулевое внешнее магнитное поле) в электролюминесцентном диоде с немагнитной квантовой ямой InGaAs/GaAs [29].

В настоящее время идет интенсивный поиск новых ферромагнитных полупроводников с более высокой температурой Кюри, которые могли бы быть использованы в качестве спиновых инжекторов при температурах порядка комнатной и при слабом (или нулевом) внешнем магнитном поле. Наиболее интересные результаты в этом направлении представлены в работе [30], в которой сообщается о наблюдении ферромагнетизма при $T_c = 320$ К в полупроводнике со структурой халькопирита $CdMn_{1-x}Ge_xP_2$.

Несмотря на очевидную необходимость серьезных исследований механизмов роста и легирования этого малоизученного материала, наблюдение в полупроводнике ферромагнетизма с такой большой температурой Кюри позволяет с большим оптимизмом ожидать появления спиновых приборов, работающих при комнатной температуре.

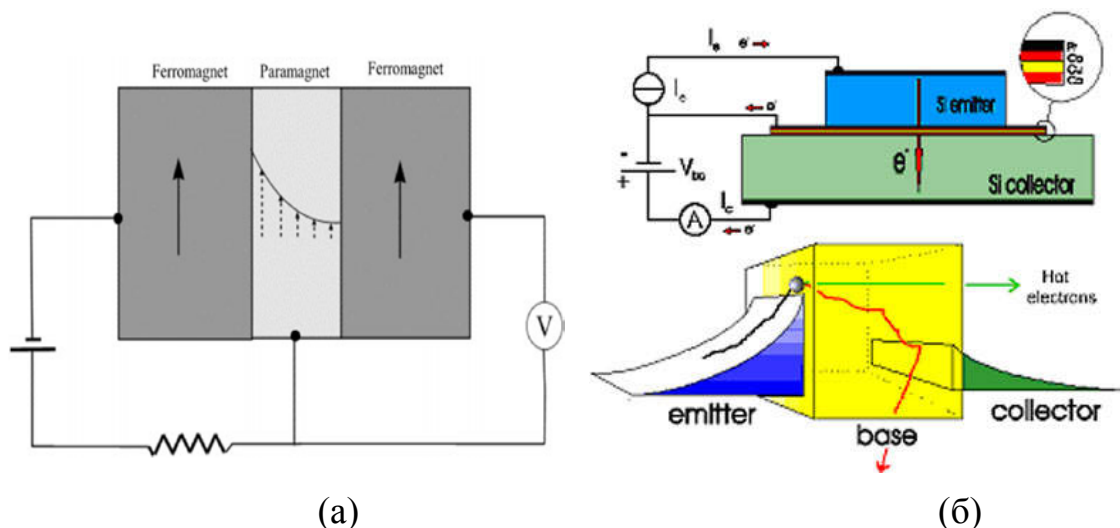


Рис.5.4. (а) Схема спинового транзистора Джонсона [31], (б) Схема спин-вентильного транзистора [32]

Спиновый транзистор Джонсона. Развитие микроэлектроники способствовало быстрому переходу от двухконтактных спин-электронных устройств к трехконтактным системам, состоящим из двух ферромагнитных слоев, разделенных парамагнитной прослойкой, и проявляющим эффект гигантского магнитосопротивления. Такое устройство было названо транзистором Джонсона в честь его изобретателя, который подключил третий контакт к парамагнитному слою (рис. 5.4).

Если говорить на языке биполярных транзисторов, то транзистор Джонсона состоит из базы (парамагнетик), эмиттера и коллектора (ферромагнетики). Если на коллектор подается потенциал, в цепи эмиттер–база происходит накопление электронов с ориентацией спинов вверх/вниз. Ток коллектора теперь будет зависеть от того, параллелен ли его магнитный момент или антипараллелен намагниченности эмиттера. Ферромагнитный эмиттер в данном случае играет роль поляризатора для накапливающихся спинов.

Понятно, что для изменения потенциала в цепи эмиттер–база необходимо приложить внешнее магнитное поле, которое «переключит» вектор магнитного момента либо коллектора, либо эмиттера на противоположное направление.

Гибридная спинтроника. Транзистор Джонсона вполне работоспособен, но все же он имеет ограничения в использовании. Измеряемые значения напряжения очень малы, и увеличить их без привлечения дополнительных устройств не представляется возможным. Основным недостатком подобных структур состоит в том, что все контакты между слоями являются омическими, так как все компоненты структуры металлические. Другими словами, перед исследователями встал вопрос о создании нового класса структур – гибридных спин-электронных устройств. Такие устройства представляют собой интеграцию магнитных материалов с полупроводниками. Ферромагнетики поляризуют спины, а полупроводники позволяют использовать эффекты блокировки напряжения, токовой диффузии и туннелирования.

Транзистор Монсма. Первым гибридным спин-электронным устройством был транзистор Монсма, который представлял из себя спин-вентиль, заключенный между слоями кремния. Два контакта присоединены к слоям кремния (эмиттер и коллектор), а третий – к спин-вентилю (база) (рис. 5.4). Спин-вентиль в данной структуре может состоять из многократно повторяющихся магнитных и немагнитных металлических слоев.

В интерфейсах между кремнием и металлом формируются барьеры Шоттки, которые поглощают напряжения смещения, приложенные между парами контактов (рис. 5.5). Барьер Шоттки коллектора является обратно смещенным, а эмиттера – с опережающим смещением. Это позволяет инжектировать неполяризованные «горячие» электроны от полупроводникового эмиттера в металлическую базу с энергией выше энергии Ферми. Возникает вопрос: смогут ли горячие электроны пройти сквозь спин-вентиль и сохранить достаточно энергии для преодоления барьера Шоттки коллектора? В противном случае они остаются в базе и перемещаются во внешнюю цепь.

Изменяя магнитную конфигурацию базы, можно установить, сколько энергии теряют «горячие» электроны при проходе сквозь базу. Если магнитные моменты смежных слоев спин-вентилля выстроены антиферромагнитно, то оба типа спинов испытывают одинаковое рассеивание на магнитных слоях.

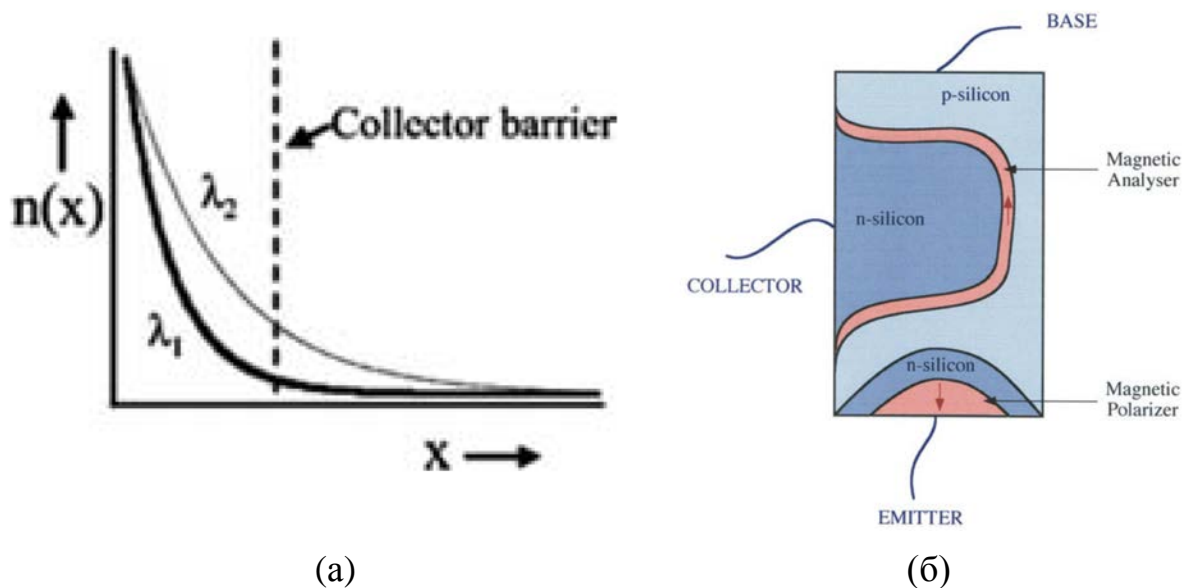


Рис.5.5. (а) Плотность состояний для «мажорных» спинов «горячих» электронов, энергия которых выше, чем энергия барьера Шоттки, как функция местоположения в базе. Толстая линия соответствует антиферромагнитному состоянию спин-вентилля, а тонкая – ферромагнитному [34]; (б) SPICE-транзистор [US Patent Application NoUS6218718]

Если к спин-вентиллю приложить внешнее магнитное поле, которое выравнивает все магнитные моменты слоев, то один тип спинов (спины-вниз, или «минорные») рассеивается сильно, в то время как второй (спины-вверх, или «мажорные») проходит без рассеивания через всю магнитную структуру. Плотность таких электронов в зависимости от расстояния показана на рис.5.5.

Таким образом, видно, что при ферромагнитном выстраивании магнитных моментов большее число спинов с энергией выше энергии барьера коллектора проходит через базу. То есть, как и в случае с транзистором Джонсона, мы имеем дело с транзистором, электрическими характеристиками которого можно управлять меняя магнитное поле. Но в транзисторе Монсма рабочее напряжение и чувствительность к магнитному полю гораздо выше, что сильно расширяет его практическое использование.

Транзистор Монсма является важным шагом в эволюции спинтроники. Это первая комбинация спин-электронных устройств с полупроводниками. Следует заметить, что полупроводники используются только для создания энергетических барьеров и экранирования спин-зависимой части устройства от электрических полей.

Для раскрытия всего потенциала гибридных устройств необходимо задействовать и полупроводниковые слои в процессе спин-зависимого транспорта.

SPICE-транзистор. Новым шагом в спинтронике явилось создание SPICE-транзистора (spin-polarized-injection current emitter transistor), т.е. транзистора с инжектированием спинполяризованного тока эмиттера в электрически экранированную область устройства (рис. 5.5). В итоге получено устройство с предварительным усилением мощности. Электрическими характеристиками SPICE-транзистора можно управлять, меняя внешнее магнитное поле. Дизайн SPICE-транзистора может быть разным. К примеру, межфазные границы эмиттера и коллектора могут быть реализованы р-п-переходами, барьерами Шоттки либо спин-туннельными переходами.

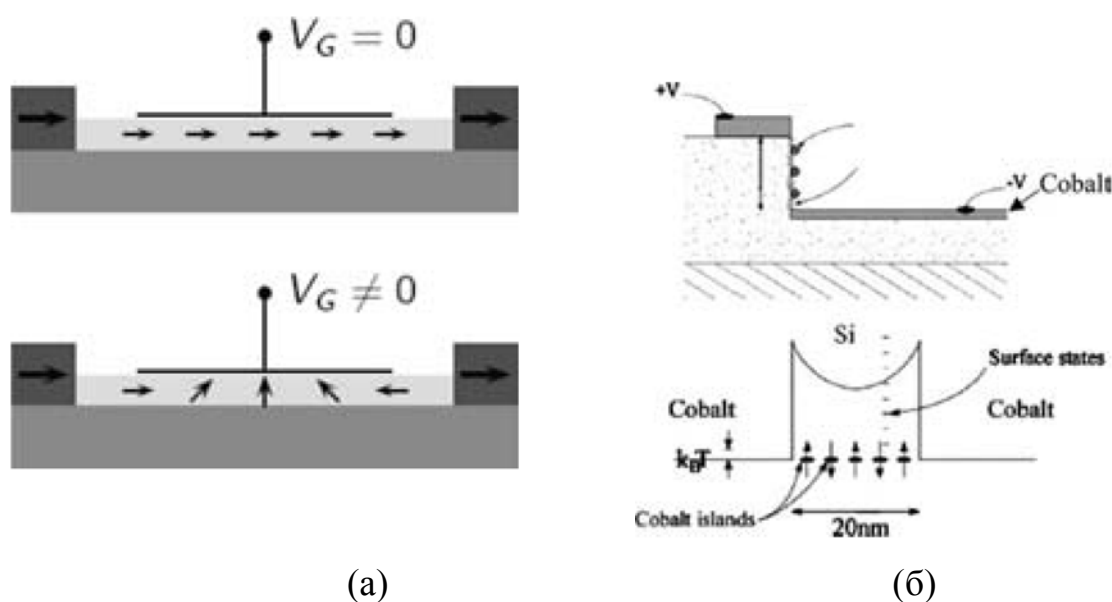


Рис. 5.6. (а) Принцип действия спин-полевого транзистора SFET [35], (б) схематическое изображение (верхний рисунок) и энергетическая диаграмма (нижний рисунок) спин-блокирующего устройства [36]

Спин-полевой транзистор Датта-Даса (spin-field-effect transistor – SFET). В 1990 г. Суприйо Датта (Supriyo Datta) и Бисуоджит Дас (Biswajit Das) рассмотрели возможность создания спинового полевого транзистора, основанного на релятивистском эффекте. Устройство имеет конструкцию, подобную обычному полевому транзистору с контактами истока и стока (ферромагнетики) и затвором (полупроводник).

Спин-поляризованные носители покидают исток со спинами, параллельными намагниченности ферромагнетика, и прецессируют при движении благодаря эффекту Рашба (рис. 5.6). При этом электроны должны двигаться со скоростью, составляющей 1% от скорости света в вакууме. При достаточной величине напряженности магнитного поля (скорость движения электронов в данном случае весьма существенна) спины электронов изменяют ориентацию на противоположную. В результате сопротивление канала возрастает и ток уменьшается. При варьировании потенциала на затворе можно изменять проводимость устройства. Данное устройство ведет себя как обычный полевой транзистор с той особенностью, что дифференциальная намагниченность его контактов (и, следовательно, его электрических характеристик) чувствительна к внешнему магнитному полю.

Новые эффекты в спинтронике: спиновая блокада. В конце прошлого столетия открыт новый эффект в устройстве, схема которого изображена на рис.5.6. Спин-блокирующая система состоит из кобальтовых контактов, между которыми помещаются ферромагнитные островки кобальта, меняющие направление намагниченности под действием внешнего магнитного поля. Например, на рис.5.6 показан барьер Шоттки при низкой температуре, который блокирует спины в таком устройстве. Величина магниторезистивного эффекта оставляет 25% при $T = 20$ К, что является беспрецедентным случаем для устройств на основе кремния. Зонная структура состоит из барьера Шоттки, по краям которого помещен ряд магнитных островков, между ними устанавливается антиферромагнитная связь (и, следовательно, они блокируют проходящие спины) в отсутствие внешнего магнитного поля. В магнитном поле векторы намагниченности островков ориентируются вдоль поля и сопротивление структуры уменьшается из-за прыжковой туннельной проводимости между смежными островками. Воздействие оптическим излучением увеличивает сопротивление структуры, так как фотоны активизируют электроны островков, вследствие чего возрастает плотность энергетических состояний. Геометрия такой системы мало чем отличается от геометрии транзистора с высокой подвижностью электронов, в котором пропускная способность главного токового канала управляется локализованными состояниями в смежных, но физически разделенных областях устройства.

5.3. Перспективные направления развития спинтроники

Высокоскоростное переключение магнитного состояния. Одной из главных характеристик спин-электронных устройств является его пропускная способность, которая определяется временем отклика на электрические и магнитные воздействия. Довольно хорошо изучены вопросы, связанные со скоростью диффузии, сохранением заряда, паразитной емкостью в обычной электронике и их спиновых аналогах в спинтронике. Однако время переключения магнитного момента наномагнетиков (отдельных магнитных доменов) слабо изучено, хотя некоторые аналогии могут быть взяты из быстродействующих записывающих устройств. Высокоскоростное переключение намагниченности в настоящее время интенсивно исследуется, и, как уже известно, время смены магнитного состояния сильно зависит от формы устройства и связи режима переключения с волновым спектром спинов. Время чтения/записи в MRAM составляет несколько наносекунд, однако в будущем желательны более высокие скорости переключения магнитного состояния. Вышеупомянутые идеи могут быть объединены для создания нового типа туннельного запоминающего элемента MRAM, состоящего из ферромагнитной пленки, спинового магнитного изолятора и металла переходной группы. Тогда время записи определялось бы магнитными свойствами металлов и изолятора.

Спин-электронные сенсоры позиционирования и движения. Сенсоры на основе эффекта GMR, используемые для определения величины и направления магнитного поля, нашли широкое применение в следующих областях: хранение и считывание информации, программируемые вентильные матрицы, авиационная электроника, электронное машинное управление и автомобильные активные системы безопасности. Например, мировой рынок автомобильных датчиков, с ежегодным ростом более 10%, является одним из самых быстро развивающихся, в настоящее время он достиг 8,5 млрд евро. В последние годы основными тенденциями развития мирового автопрома являются улучшение управления двигателем внутреннего сгорания (с целью уменьшения автомобильных выбросов), тормозной и противоскользкой системами, устройствами безопасности и т.д. Поскольку эти технологии стремительно развиваются, на первое место встает усовершенствование спиновых магнитных сенсоров: повышение чувствительности, стабильности, надежности и подавление шумов.

Спиновый диод. Идея спинового двухконтактного диода впервые была предложена Мэтьюсом. Диод состоит из пятислойной магнитной системы, в которой три ферромагнитных слоя разделены слоями парамагнетика. Одна из наиболее удачных попыток практической реализации спинового диода была осуществлена два года назад [37]. В будущем планируется использовать спиновые диоды как элементарные ячейки MRAM-памяти.

Когерентная квантовая спинтроника. В более далекой перспективе находится квантовая когерентная спинтроника. Имеются в виду устройства, размеры которых настолько малы, что квантовая когерентность волновой функции электрона сохраняется поперек устройства, связывая входящие и выходящие электрические сигналы. Нанотехнологии достигли такого уровня, что сегодня можно создавать устройства с масштабом 1 нм. Типичным примером является туннельный диод (Patent Application No FR9904227, France).

Квантовый компьютеринг. Исследователи предсказывают широкое использование разработок спинтроники в сфере квантового компьютеринга. Считается, что следующим серьезным этапом развития спинтроники станут устройства, в которых информация будет передаваться не посредством спинов электронов, а с использованием сложных кубитовых пар. Например, многоконтактные спиновые устройства, которые могут быть основаны на потоках запутанных кубитов. Практически реализовать подобное устройство можно на базе спин-электронных транзисторов.

Список литературы

1. *Игнатов А.Н.* Оптоэлектроника и нанофотоника. – Лань, Спб, Россия, 2011. – 538 стр.
2. *Белотелов В.И., Звездин А.К.* Фотонные кристаллы и другие метаматериалы. – Бюро Квантум, Москва, Россия, 2006. – 144 стр.
3. *Астапенко В.А.* Наноплазмоника и метаматериалы. – МФТИ, Москва, Россия, 2011. – 180 стр.
4. *Веселаго В.Г.* Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ // УФН. 1967. Т. 92. С. 517-526.
5. *Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C. et al.* Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 4184-4187.
6. *Dolling G., Enkrich C., Wegener M. et al.* Low-loss negative index metamaterials at telecommunication wavelength // Optics Letters. 2006. V. 31. P. 1800-1802.
7. *Dolling G., Wegener M., Soukoulis C.M. et al.* Negative-index metamaterial at 780 nm wavelength // Optics Letters. 2007. V. 32. P. 53-55.
8. *Limberopoulos N., Alkim Akyurtly, Higginson K. et al.* Negative refractive index metamaterials in the visible spectrum based on MgB_2/SiC composites // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. P. 023306-1-023306-3.
9. *Pendry J.B.* Negative refraction makes a perfect lens // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 3966-3969.
10. *Van de Hulst H.C.* Light scattering by small particles. – Dover Publications, NY, USA, 1981. – 470 p.
11. *Sonnichsen C.* Plasmons in metal nanostructures. – Cuvillier Verlag, Gottingen, 2001. – 134 p.
12. *Johnson P.B., Christy N.D.* Optical constants of noble metals // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. P. 4370-4379.
13. *Климов В.В.* Наноплазмоника. – ФизМатЛит, Москва, Россия, 2010. – 480 стр.
14. *Nachman A.I.* Reconstructions from boundary measurements // Ann. Math. 1988. V. 128. P. 531.
15. *Wolf E. and Habashy T.* Invisible bodies and uniqueness of the inverse scattering problem // J. Mod. Opt. 1993. V. 40. P.785.
16. *Kerker M.* Invisible bodies // J. Opt. Soc. Am. 1975. V. 65. P. 376.
17. *Alu A. and Engheta N.* Achieving transparency with plasmonic and metamaterial coatings // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. P. 016623.
18. *Pendry J.B., Schurig D. and Smith D.R.* Controlling electromagnetic fields // Science. 2006. V. 312. P. 1780.
19. *Berenger J.-P.* A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves // J. Comput. Phys. 1994. V. 114. P. 185.

20. *Chen H., Wu B.I., Zhang B., Kong J.A.* Electromagnetic wave interactions with a metamaterials cloak // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99(6). P. 063903.
21. *Schurig D., Mock J.J., Justice B.J., Cummer S.A., Pendry J.B., Starr A.F., Smith D.R.* Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies // *Science*. 2006. V. 314. P. 977-980.
22. *Огнев А.В., Самардак А.С.* Спинтроника: физические принципы, устройства, перспективы // *Вестник ДВО РАН*. 2006. Т. 4. Стр. 70-80.
23. *Heinrich B., Monchesky T., Urban R.* Role of interfaces in higher order angular terms of magnetic anisotropies: ultrathin film structures // *J. Magn. Magn. Mater.* 2001. Vol. 236. P. 339–346.
24. *Baibich M.N., Broto J.M., Fert A., Nguyen Van Dau F., Petroff F., Etienne P., Creuzet G., Friederich A., Chazelas J.* Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices // *Phys. Rev. Lett.* 1988. Vol. 61. P. 2472–2475.
25. *Огнев А.В., Самардак А.С., Воробьев Ю.Д., Чеботкевич Л.А.* Магнитная анизотропия Co/Cu/Co пленок с косвенной обменной связью // *Физика твердого тела*. 2004. Т. 46, вып. 6. С. 1054–1057.
26. *Yihong Wu.* Nano spintronics for data storage // *Encyclopedia of nanoscience and nanotechnology* / ed.Nalva S.H. ACP, USA, 2004. Vol.10. P. 1–50.
27. *Gerritsen A.N.* Metallic conductivity. Experimental part // *Physica*. 1959. Vol. 25. P. 489.
28. *Berkowitz A.E., Mitchell J.R., Carey M.J., Young A.P., Zhang S., Spada F.E., Parker F.T., Hutten A., Thomas G.* Giant magnetoresistance in heterogeneous Cu–Co alloys // *Phys. Rev. Lett.* 1992. Vol. 68. P. 3745–3748.
29. *Ohno Y., Young D.K., Beschoten B., Matsukura F., Ohno H., Awschalom D.D.* Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructure // *Nature (London)*. 1999. Vol. 402. P. 790–792.
30. *Sato K., Medvedkin G.A., Ishibashi T., Mitani S., Takanashi K., Ishida Y., Sarma D.D., Okabayashi J., Fujimori A., Kamatani T., Akai H.* Novel Mn-doped chalcopyrites // *J. Phys. Chem. Solids*. 2003. Vol. 64. P. 1461–1468.
31. *Johnson M.* Bipolar spin switch // *Science*. 1993. Vol. 260. P. 320–323.
32. *Monsma D.J., Lodder J.C., Popma T. J.A., Dieny B.* Perpendicular hot electron spin-valve effect in a new magnetic field sensor-valve transistor // *Phys. Rev. Lett.* 1995. Vol. 74. P. 5260–5263.
34. *Lodder J.C., Monsma D.J., Vlutters R., Shimatsu T.J.* The spin-valve transistor: technologies and progress // *J. Magn. Magn. Mater.* 1999. Vol. 198–199. P. 119.
35. *Winkler R.* Spin orientation and spin precession in inversion-asymmetric quasi two-dimensional electron systems// *Phys. Rev. B*. 2004. Vol. 69. P. 045317.

36. *Gregg J.F., Petej I., Jouguelet E., Dennis C.* Spin electronics – a review // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2002. Vol. 35. P. R 121–R 125.
37. *Van Dorpe P., Liu Z., Roy W.V., Motsnyi V.F., Sawicki M., Borghs G., De Boeck J.* Very high spin polarization in GaAs by injection from a (Ga, Mn)As Zener diode // *Appl. Phys. Lett.* 2004. Vol. 84. P. 3495–3497.