

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Чесницкий Антон Васильевич

**РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ И
ТРЕХОСЕВЫХ ХОЛЛОВСКИХ ДАТЧИКОВ**

01.04.10 – Физика полупроводников

05.27.01 –Твердотельная электроника, радиоэлектронные компоненты,
микро- и наноэлектроника, приборы на квантовых эффектах

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических
наук, профессор
Принц Виктор Яковлевич

Новосибирск – 2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....		4
1	ДАТЧИКИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ОБЛАСТИ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ	11
1.1	Датчики положения и перемещения и их практические применения .	12
1.2	Измерение электрического тока	17
1.3	Магнитооптические датчики на эффекте Керра	19
1.4	Анализ методов создания датчиков магнитного поля.....	21
1.5	Существующие способы изготовления двух- и трёхосевых датчиков	29
	Выводы по главе 1.....	36
2	РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ТРЁХОСЕВЫХ ХОЛЛОВСКИХ ДАТЧИКОВ	37
2.1	Датчики на эффекте Холла.....	37
2.2	Способ изготовления трехосевого холловского датчика	41
2.3	Чувствительность и порог чувствительности холловских датчиков ...	45
2.4	Форма контактов и геометрия чувствительного элемента	48
2.5	Исходная многослойная гетероструктура.....	50
2.6	Принцип формирования оболочек на основе напряженных пленок ...	52
2.7	Направленное сворачивание	56
2.8	Численный расчет зонной диаграммы и профиля распределения концентрации электронов.....	57
2.9	Расчет радиуса кривизны микротрубок	64
	Выводы по главе 2.....	66
3	ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ ТРЁХОСЕВЫХ ХОЛЛОВСКИХ ДАТЧИКОВ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ ХАРАКТЕРИСТИК	68
3.1	Подготовка образцов.....	68
3.2	Создание омических контактов к образцам.....	76
3.3	Экспериментальная установка для проведения магнитополевых измерений.....	77
3.4	Измерение магнитополевых зависимостей.....	80

3.5	Измерение угловых характеристик трёхосевого холловского датчика	84
3.6	Оптимизация ширины токового канала холловского элемента	86
3.7	Методика измерения шумовых характеристик	89
3.8	Измерение спектральной плотности шума и определение порога чувствительности	91
3.9	Защита микротрубок от внешних воздействий	97
	Выводы по главе 3.....	102
4	МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК НА ОСНОВЕ СТРУКТУР С ПЛАЗМОН-ПЛАЗМОННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ	104
4.1	Магнитооптические эффекты в однородных средах	105
4.2	Поверхностные плазмон-поляритоны на границе раздела металл / диэлектрик.....	107
4.3	Локализованные плазмон-поляритоны в металлических наночастицах	112
4.4	Наноструктуры с плазмон-плазмонным взаимодействием.....	115
4.5	Усиление магнитооптических эффектов в плазмонных структурах .	116
4.6	Экваториальный магнитооптический эффект Керра в нанорешетках с плазмонным взаимодействием.....	120
4.7	Методика расчета оптических спектров периодических наноструктур	123
4.8	Спектры отражения плазмонной наноструктуры	125
4.9	Магнитооптический отклик датчика	129
	Выводы по главе 4.....	134
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ	136
	СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	138
	БЛАГОДАРНОСТЬ.....	151
	ПРИЛОЖЕНИЕ А ПАТЕНТ НА ИЗОБРЕТЕНИЕ	152
	ПРИЛОЖЕНИЕ Б АКТЫ ВНЕДРЕНИЯ	154

ВВЕДЕНИЕ

Диссертационная работа относится к области магнитных измерений и посвящена разработке новых типов микро- нанодатчиков магнитного поля с электрическими и оптическими способами регистрации.

Актуальность работы

В настоящее время датчики магнитного поля широко используются в различных областях науки и техники [1]. Например, датчики магнитного поля позволяют бесконтактно и очень точно измерять расстояние до объектов, на которых размещен миниатюрный постоянный магнит. Данный принцип регистрации линейных и угловых перемещений и положений объектов в пространстве применяется в авто- и авиатехнике, автоматизированных станках и сборочных линиях в промышленности [2]. Кроме того, измерение магнитного поля Земли необходимо в навигации, при поиске полезных ископаемых, в системах безопасности и обнаружения оружия.

При разработке датчиков магнитного поля все чаще приходится решать задачи повышения их чувствительности, надежности, уменьшения массы, потребляемой мощности и снижения себестоимости. Вызовом также является разработка и формирование трёхосевых датчиков, позволяющих измерять вектор магнитного поля. Бурное развитие технологий «интернета вещей», портативной и носимой энергоэффективной электроники требует миниатюризации датчиков, а развитие робототехники требует различных сенсорных систем восприятия окружения и определения положения в пространстве. Традиционные датчики на эффекте Холла позволяют измерять только одну компоненту вектора магнитного поля, перпендикулярную плоскости датчика. Зачастую требуется одновременно и локально измерять все три компоненты вектора магнитного поля и величину его градиента [3]. Изготовление трехосевых датчиков обычно представляет собой последовательную сборку из 3х одноосевых, что не позволяет существенно уменьшать габаритные размеры датчиков и осуществить локальные измерения. Как показал анализ, в настоящее время отсутствует технология создания массивов

миниатюрных трехосевых холловских датчиков с микронной или субмикронной областью измерения.

Для многих практических применений важным является дистанционное бесконтактное измерение магнитного поля, и, в принципе, такие измерения можно осуществлять с помощью оптических методов регистрации. К таким датчикам относятся магнитооптические, в которых происходит изменение характеристик отраженного света во внешнем магнитном поле. Однако слабая модуляция света ограничивает возможность практического применения традиционных магнитооптических структур [4]. Требуется поиск новых подходов, позволяющих повысить чувствительность к магнитному полю.

Из вышеизложенного вытекает актуальность разработки миниатюрных бесконтактных магнитооптических и трехосевых датчиков магнитного поля для робототехники, технологий «интернета вещей» и промышленности.

Целью диссертационной работы является разработка и исследование электрических и оптических микродатчиков магнитного поля: а) трёхосевых холловских миниатюрных датчиков на основе полупроводниковых микротрубок, содержащих двумерный электронный газ; б) магнитооптических нанодатчиков на основе металл-диэлектрических наноструктур с плазмон-плазмонным взаимодействием.

Для достижения указанной цели требовалось решить следующие **задачи**:

1. Сформировать холловские датчики, расположенные на микротрубках InGaAs/AlGaAs/GaAs с двумерным электронным газом.

2. Определить оптимальные условия формирования полупроводниковых микротрубок с холловскими элементами для точного ортогонального расположения осей чувствительности датчика.

3. Провести экспериментальное исследование магнитопольевых, угловых и шумовых характеристик изготовленных холловских датчиков и проанализировать возможность практического применения их в качестве трехосевых датчиков магнитного поля.

4. Изучить возможность увеличения устойчивости тонкопленочных трубчатых холловских датчиков к внешним воздействиям среды.

5. Разработать конструкцию и выполнить численное моделирование, провести оптимизацию геометрических параметров плазмонноусиленного магнитооптического датчика на экваториальном эффекте Керра с целью повышения величины магнитооптического отклика.

Научная новизна

1. Созданный трубчатый холловский датчик на основе наногетероструктуры, содержащей двумерный электронный газ в квантовой яме GaAs, обладает высокой чувствительностью и открывает возможности локального (~ 10 мкм) измерения слабых магнитных полей и регистрации трех компонент вектора магнитного поля. Конструкция датчика перспективна для масштабирования и перехода к микронным и субмикронным размерам.

2. Изучены шумовые характеристики свернутых холловских мостиков на основе полупроводниковой гетероструктуры InGaAs/AlGaAs/GaAs, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Измерены частотные зависимости спектральной плотности шума $S_N(f)$ и определен порог чувствительности $B_N(f)$ плоского и аналогичного свернутого в трубку-свиток холловского датчика.

3. Реализован эффективный способ защиты тонкопленочных (нанометровой толщины) изогнутых холловских мостиков от внешних воздействий среды, путем запечатывания в матрицу полидиметилсилоксана (ПДМС).

4. Разработан дизайн и с помощью численного моделирования исследована и оптимизирована конструкция плазмонноусиленного магнитооптического датчика в геометрии экваториального эффекта Керра.

Практическая значимость диссертационной работы

1. Разработаны трубчатые трёхосевые холловские микродатчики магнитного поля на основе напряженной полупроводниковой модулированно-

легированной гетероструктуры GaAs/AlGaAs/InGaAs, содержащей двумерный электронный газ в качестве чувствительного элемента датчика.

2. Продемонстрировано одновременное измерение всех 3-х компонент вектора магнитного поля одним миниатюрным трехосевым холловским датчиком, что открывает возможность практического применения трехосевых датчиков, например, в составе электронных навигационных приборов или в составе микрофлюидных систем.

3. Разработанная конструкция бесконтактных трёхосевых холловских датчиков на основе полупроводниковых микротрубок является перспективной для применения в качестве бесконтактного датчика для локального определения линейных и угловых перемещений в авто-, авиа-, робототехнике, а также для определения распределения магнитного поля в пространстве и величины его градиента.

4. Микротрубки с холловскими датчиками, запечатанные в полимерную матрицу, являются устойчивыми к внешним воздействиям среды и могут применяться в условиях с повышенными требованиями надежности.

5. Разработана конструкция магнитооптических датчиков на экваториальном эффекте Керра, перспективная для практического применения в качестве датчиков магнитного поля, а также чувствительных элементов биологических сенсоров.

6. С помощью численного моделирования проведена оптимизация геометрических параметров многослойной металл-диэлектрической трехмерной наноструктуры для улучшения магнитооптического отклика, коэффициента отражения и чувствительности магнитооптического датчика.

Методология и методы исследования

Для решения поставленных в работе задач использовались методы научного обобщения и анализа теоретических и экспериментальных данных, численного моделирования, лабораторных экспериментов с применением метрологически аттестованного измерительного оборудования.

Положения выносимые на защиту

1. Разработанные миниатюрные трубчатые холловские датчики с оригинальной топологией позволяют одновременно и локально измерять три взаимно ортогональные компоненты вектора магнитного поля. Чувствительность трехосевых холловских датчиков на основе микротрубок InGaAs/AlGaAs/GaAs с радиусом $R_c=10$ мкм, содержащих двумерный электронный газ, достигает $S_I=470$ Ом/Тл.

2. Запечатывание полупроводниковых нанооболочек, содержащих чувствительные холловские элементы, в матрицу полидиметилсилоксана (ПДМС) позволяет увеличить устойчивость к внешним воздействиям среды и не приводит к ухудшению характеристик трехосевых датчиков магнитного поля.

3. Оптимизированный с помощью численного моделирования магнитооптический датчик на основе периодического массива металлических наночастиц, внедренных в пленку ферромагнитного диэлектрика на поверхности металла, обладает высоким магнитооптическим откликом и является перспективным для практического применения в качестве дистанционных бесконтактных датчиков магнитного поля. Усиление магнитооптического отклика на два порядка по сравнению с традиционными структурами достигается за счет конструкции датчика, поддерживающей бегущий и локализованный плазмонный резонансы в геометрии магнитооптического экваториального эффекта Керра.

Личный вклад автора заключается в том, что все представленные в работе результаты были получены лично автором работы или при его непосредственном участии. Обсуждение полученных результатов и подготовка их к публикации проводилась совместно с соавторами.

Степень достоверности и апробация диссертационной работы

Представленные в работе экспериментальные результаты находятся в соответствии с теоретическим описанием физических явлений. Измерение характеристик, изготовленных лабораторных образцов датчиков магнитного поля проводились на метрологически аттестованном оборудовании. Достоверность

результатов математического моделирования электромагнитных процессов в предложенных структурах подтверждается адекватностью выбранных физических моделей и методов численных расчетов. Полученные результаты численного моделирования находятся в согласии с теорией усиления магнитооптических эффектов в резонансных структурах и данными описанными в литературе.

Результаты работы были представлены на следующих международных и всероссийских научных конференциях:

- «19-th International Symposium Nanostructures: Physics and technology» (Ekaterinburg, Russia, 20-25 June, 2011);
- «X Российская конференция по физике полупроводников», (Нижний Новгород, 19-23 сентября, 2011 г.);
- «XIII Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и полупроводниковой опто – и наноэлектронике» (г. Санкт-Петербург, Россия, 21-25 ноября, 2011г.);
- « XI Российская конференция по физике полупроводников» (г. Санкт-Петербург, Россия, 16 - 20 сентября, 2013 г.);
- «XX Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников» (Екатеринбург-Новоуральск, Россия, 17 – 22 февраля, 2014 г.);
- «22-nd International Symposium Nanostructures: Physics and technology» (Saint Petersburg, Russia, 23-27 June, 2014);
- «24-th International Symposium Nanostructures: Physics and technology» (Saint Petersburg, Russia, 26 June -1 July, 2016).

Публикации

По материалам диссертации опубликовано 11 печатных научных работ.; 1 патент РФ на изобретение (Приложение А); 7 тезисов в материалах международных и всероссийских научных конференций; 3 статьи в рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК:

- Vorob'ev, A. B. Three-axis Hall transducer based on semiconductor microtubes / A. B. Vorob'ev, A. V. Chesnitsky, A. I. Toropov, V. Y. Prinz // Applied Physics Letters. – 2013. – Vol. 103. – №. 17. – P. 173513.
- Чесницкий, А. В. Порог чувствительности изогнутых холловских мостиков InGaAs/AlGaAs/GaAs / А. В. Чесницкий, Е. А. Михантьев // Микроэлектроника. – 2016. – Т. 45. – №. 2. – С. 112–118.
- Chesnitskiy, A. V. Transverse magneto-optical Kerr effect in strongly coupled plasmon gratings / A. V. Chesnitskiy, A. E. Gayduk, V. Y. Prinz // Plasmonics. – 2018. – Т. 13. – №. 3. – P. 885-889.

Структура, объем и содержание работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, двух приложений и списка литературы из 135 наименований. Общий объем диссертации составляет 155 страниц, включая 3 таблицы и 80 рисунков.

1 ДАТЧИКИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ОБЛАСТИ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ

В рамках данного обзора основное внимание будет уделено конструкциям датчиков магнитного поля и будут рассмотрены передовые технологии создания трехмерных датчиков. Многообразие различных конструкций датчиков и их непрерывное развитие продиктовано большой востребованностью для рынка микромагнитоэлектроники. К датчикам предъявляются такие требования как повышенная температурная стабильность, возможность измерения нескольких компонент вектора магнитного поля, низкий уровень собственных шумов. В свою очередь использование подходов микро- и наноструктурирования позволяет значительно улучшать характеристики датчиков и расширять области возможных применений. Последние несколько лет наблюдается повышенный интерес к наноструктурам, которые сочетают в себе плазмонные и магнитооптические свойства. Ниже будут рассмотрены некоторые варианты перспективных плазмонноусиленных магнитооптических структур.

Появление множества новых конструкций различных датчиков физических величин в последние годы главным образом обусловлено бурным развитием аддитивных технологий. Создание гибких и трехмерных миниатюрных сенсоров открывает пути к их применению в качестве носимой энергоэффективной электроники.

Ко всем современным датчикам магнитного поля вне зависимости от конкретных условий применения предъявляются некоторые общие требования. Ниже в Таблице 1 приведён примерный перечень этих требований [5]. Тенденциями являются уменьшение размеров датчиков и увеличение их чувствительности.

Таблица 1 – Перечень общих требований, предъявляемых к датчикам

№, п/п	Характеристика	Краткое описание
1	Гистерезис	Однозначная зависимость выходной величины от входной
2	Избирательность	Датчик должен реагировать только на изменение той величины, для которой он предназначен
3	Стабильность характеристик во времени	Минимальное изменение характеристик под влиянием внешних факторов (например, температуры, угла наклона, вибраций и т.п.)
4	Чувствительность	Высокое отношение приращения выходной величины к приращению входной
5	Устойчивость к внешним воздействиям	Устойчивость к загрязнениям, к химическим воздействиям измеряемой и окружающей сред
6	Надежность	Повышенная устойчивость против механических, термических, электрических и т.п. перегрузок
7	Конструкция	Малые размер и вес. Простота и технологичность конструкции, удобство монтажа и обслуживания
8	Рабочая температура	Возможность работы при температурах от -40 до 150 °С и выше
9	Цена	Низкая стоимость при серийном производстве
10	Энергоэффективность	Низкое энергопотребление

1.1 Датчики положения и перемещения и их практические применения

Принцип действия датчиков перемещения основан на изменении электрического сигнала на выходе при изменении положения контролируемого объекта. Сразу следует отметить, что все датчики перемещения можно разделить на две основных группы — датчики линейного перемещения и датчики углового перемещения (энкодеры). Простейшую модель датчика перемещения технически можно представить как переменный резистор с подвижными контактами, перемещение которых вдоль длины резистора изменяет его сопротивление пропорционально положению контактов. Несмотря на то, что резистивные

датчики обеспечивают линейный выход и подходят для высокотемпературных режимов, работа контактов связана с ухудшением шумовых характеристик и повышенной чувствительностью к вибрации, ударам.

Поскольку современные датчики должны очень точно измерять положение и скорость подвижных объектов, то наиболее подходящими для решения данных задач являются датчики Холла [6-8]. Так как чувствительным элементом датчика перемещения в данном случае, по сути, является преобразователь магнитного поля, то выходной сигнал преобразователя пропорционален магнитному полю или расстоянию до объекта (Рисунок 1.1). Наиболее распространенная схема для измерения угловых перемещений показана на Рисунке 1.1а. Для проведения измерений требуется постоянный магнит, размещенный на торце вала и вращающийся так, что вектор магнитного поля при вращении параллелен поверхности интегрального датчика магнитного поля. Для проведения измерений линейных перемещений также используется магнит цилиндрической формы, но намагниченный не диаметрально, а аксиально (Рисунок 1.1 б). В самом простейшем случае датчик линейного перемещения является датчиком близости с некоторым порогом срабатывания. Датчик близости выводит цифровой сигнал ON/OFF в присутствии /отсутствии магнитного поля достаточной для срабатывания величины и может использоваться в портативных компьютерах или сотовых телефонах для перевода в ждущий режим с целью энергосбережения.

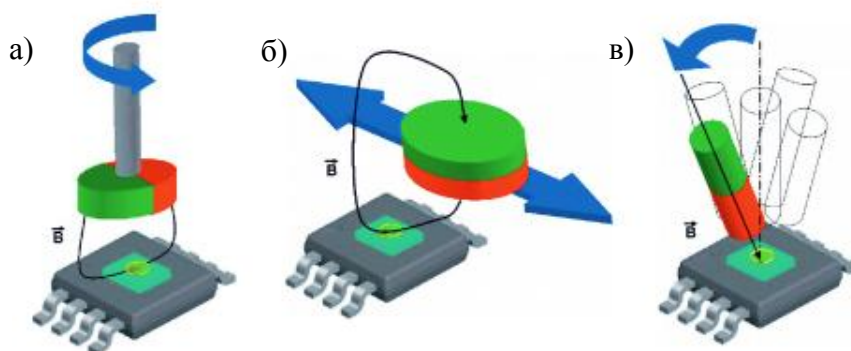


Рисунок 1.1 – Примеры использования интегрального датчика Холла в качестве бесконтактного датчика: а) угла поворота; б) линейного перемещения; в) положения рычажного манипулятора [9]

Для бесконтактного измерения координаты могут применяться полностью интегральные решения и минимум внешней обрабатывающей электроники: чувствительный элемент, схема обработки и интерфейсная часть могут быть интегрированы на одном чипе [9]. Данный принцип определения положения может быть применен в авто- и авиатехнике, робототехнике, автоматизированных станках и сборочных линиях в промышленности (например, определение положения инструмента или манипулятора относительно обрабатываемой детали). В автомобильной промышленности датчики Холла часто применяются как датчики угла поворота руля, положения дроссельной заслонки, датчики скорости колеса. Бесконтактные одноосевые датчики, основанные на эффекте Холла и магниторезистивном эффекте, позволяют определять угол поворота руля в пределах от 0° до 360° с точностью не хуже 0.5° [10].

Еще одно из возможных применений как магнитооптических так и холловских датчиков - регистрация положения в пространстве рычажного манипулятора (джойстика). Джойстик представляет собой ручку, наклоном которой можно задавать направление в плоскости. Устройство таких датчиков положения, в принципе, не отличается от датчиков линейных перемещений. Если на подвижной рукояти установить аксиально намагниченный постоянный магнит, а в корпусе манипулятора датчик, то можно считывать изменение магнитного поля, вследствие изменения координаты манипулятора в пространстве (Рисунок 1.1в). Главное преимущество такого способа регистрации координаты рычажного манипулятора в пространстве – высокая надежность (более 1 млн. полных циклов) из-за отсутствия соприкасающихся, трущихся деталей [11]. Можно сказать, что именно датчики открытия/закрытия и джойстики привели технологии эффекта Холла к применению в 2D-навигации и 3D-измерениях магнитных полей. Миниатюризация датчиков Холла позволяет локально измерять магнитное поле и проводить не инвазивные исследования поверхностной магнитной структуры материалов с пространственным разрешением <1 мкм [12, 13]. Это в свою очередь является весьма перспективным для применения датчиков в холловской зондовой микроскопии [14, 15].

Известно, что живые организмы чувствительны к магнитному полю Земли и, более того, геомагнитное поле оказывает огромное влияние на миграцию и перемещение животных. Удивительная способность детектирования магнитного поля животными носит название магниторецепция (термиты, пчелы и плодовые мухи), а у бактерий – магнитоаксис. Этот процесс происходит благодаря наличию в клетках бактерий частиц определённой формы — магнетосом, которые содержат магнитные наночастицы [3]. Механизм детектирования основан на выстраивании частиц магнетита (Fe_3O_4) или грейгита (Fe_3S_4) в цепочки внутри цитоплазмы.

Компас является одним из старейших навигационных приборов и изначально компас представлял собой намагниченную иголку, вращающуюся на стержне. В основе работы всех компасов лежит измерение магнитного поля Земли, величина которого составляет порядка 50 мкТл. В настоящее время электронные компасы практически полностью заменили устаревшую технологию намагниченной иглы, показания которой часто ошибочны из-за внешних факторов. Например, вибрация и наклон компаса от горизонтального положения не позволяют стрелке компаса свободно вращаться, что влияет на точность показаний стрелки компаса. Электронные компасы основаны на датчиках магнитного поля, которые измеряют интенсивность одной или нескольких составляющих магнитного поля Земли в той точке нахождения компаса [16]. Пара датчиков, расположенных перпендикулярно друг другу как показано на Рисунке 1.2, может служить для определения одновременно двух компонент горизонтального магнитного поля - по оси X и по оси Y.

Электронные компасы используются как отдельные устройства и в качестве встроенных модулей GPS приемников. Обычно GPS приемники комплектуются электронными компасами с двухосевым датчиком. Некоторые приемники оснащены трёхосевыми датчиками, что позволяет получать информацию о наклоне прибора.

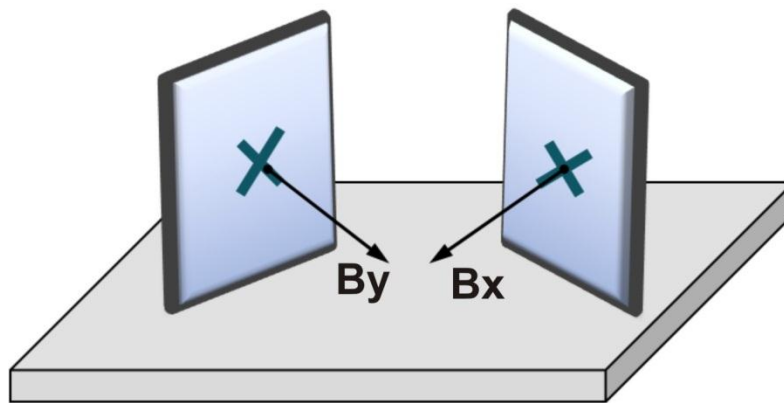


Рисунок 1.2 – Схематическое изображение конструкции двухосевого датчика для измерения магнитного поля Земли

Такие устройства можно использовать в качестве креномеров. Встроенное в GPS приемник программное обеспечение содержит параметры модели магнитного поля Земли. Таким образом, приемник может вычислять как географический (истинный), так и магнитный азимут [17].

Важными применениями миниатюрных датчиков магнитного поля являются системы мониторинга здоровья, в том числе умные хирургические инструменты [18]. В работе описана система навигации для проведения малоинвазивных эндоваскулярных операций (Рисунок 1.3).

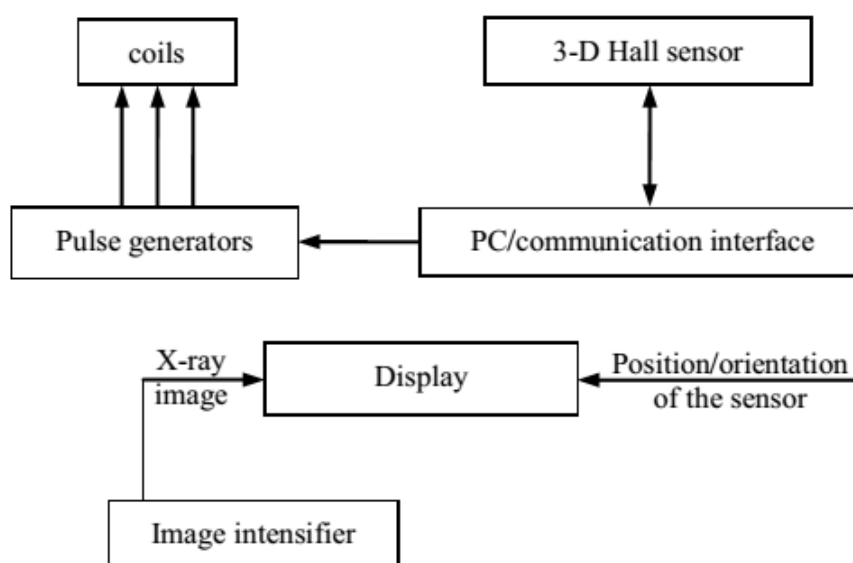


Рисунок 1.3 – Блок диаграмма предложенной навигационной системы [18]

Обычно визуализация положения хирургического катетера проводится с помощью рентгеновского излучения, однако длительное воздействие рентгеновских лучей в ходе операции негативно сказывается на здоровье пациента и медицинского персонала. Для уменьшения дозы радиации авторы предложили определять положение катетера в ходе операции с помощью магнитной навигационной системы на основе трехосевого холловского датчика (Рисунок 1.4). Датчик был изготовлен стандартными планарными методами, используемыми при производстве интегральных схем. Несмотря на достаточно малые размеры и высокую чувствительность, изготовленный датчик магнитного поля обладает перекрестными наводками между осями, которые присущи вертикальным холловским элементам и снижают точность позиционирования хирургического инструмента.

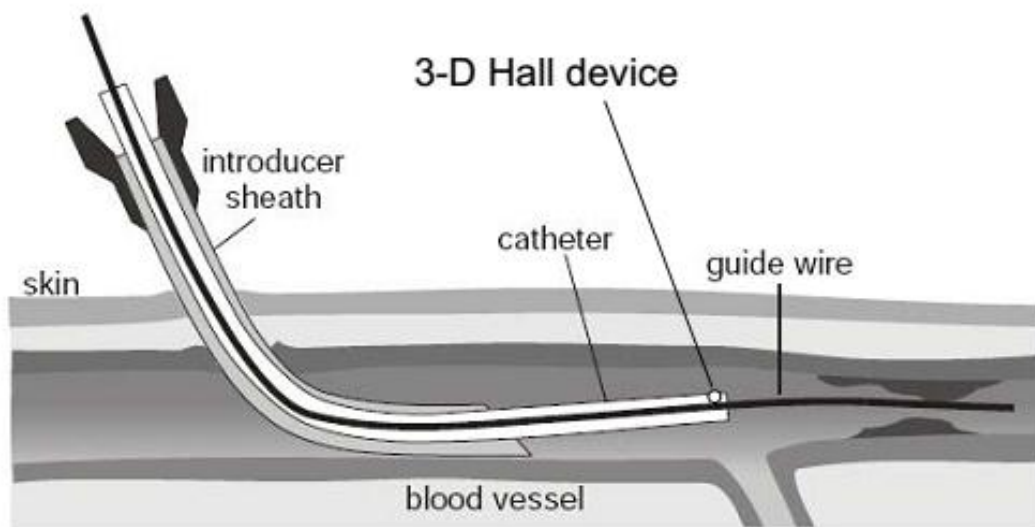


Рисунок 1.4 – Трехосевой датчик Холла, встроенный в наконечник хирургического эндоскопа [18]

1.2 Измерение электрического тока

Бесконтактное измерение силы тока является актуальной задачей, несмотря на то, что на данный момент уже существует большое количество разнообразных методов измерения. Наибольшее распространение из них получили следующие: резистивный метод, методы с применением трансформаторных датчиков и

датчиков тока на эффекте Холла [9, 19]. Резистивный метод имеет такие существенные недостатки, как большие потери мощности на резисторе и отсутствие гальванической развязки измерительной и измеряемой цепей. Кроме того, проволочные резисторы обладают значительной индуктивностью, поэтому их нельзя применять в импульсных и высокочастотных схемах. Применение трансформаторов тока возможно только при измерении переменных токов. Кроме того трансформаторы тока - достаточно дорогие устройства.

Одним из перспективных методов измерения силы тока является измерение индукции магнитного поля, создаваемого проводником с током (Рисунок 1.5) [20]. Для проводника круглого сечения радиусом r , по которому проходит ток I , тангенциальная составляющая магнитной индукции на расстоянии $R_B > r$ от центра проводника определяется выражением:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R_B}, \quad (1.1)$$

где μ_0 - магнитная постоянная, R_B - безопасное расстояние от центра проводника до центра элемента Холла.

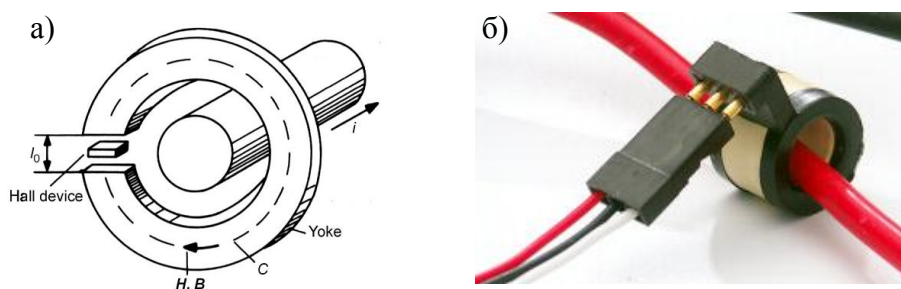


Рисунок 1.5 – Датчики тока: а) схематическое изображение тороидального магнитопровода с зазором, в котором установлен линейный датчик Холла [9]; б) фотография датчика тока

Таким образом, можно дистанционно измерить силу тока путем определения индукции магнитного поля, расположив датчик магнитного поля на безопасном расстоянии вблизи токонесущего проводника или кабеля. Такие бесконтактные датчики тока позволяют избежать потерь проводимости в измеряемой цепи, а также измерять как переменные, так и постоянные токи. Помимо того, дистанционное измерение магнитного поля обеспечивает гальваническую развязку в отличие от резистивных датчиков и трансформаторов тока [21]. Важнейшими применениям магнитных датчиков тока являются схемы защиты, мониторинга тока, контроля двигателей и инверторов. В зависимости от диапазона измеряемых значений тока, могут применяться различные конфигурации магнитной цепи датчика [22]. При значениях тока более десятков ампер, датчик может находиться непосредственно вблизи проводника с током, без дополнительных магнитопроводов. Повысить чувствительность [23] в случае измерения малых токов позволяют конструкции, включающие в себя кроме самого датчика Холла еще и ферромагнитный магнитопровод (Рисунок 1.5а).

1.3 Магнитооптические датчики на эффекте Керра

Для многих практических применений важным является дистанционное бесконтактное измерение магнитного поля, и, в принципе, такие измерения можно осуществлять с помощью оптических методов регистрации. Магнитооптический эффект Керра заключается в том, что при перемагничивании материала происходит модуляция интенсивности отраженного света. Однако, на данный момент глубина модуляции магнитооптических структур не превышает десятых долей процента, что ограничивает их практическое применение. Повышение чувствительности оптического отклика к магнитному полю становится достижимым с помощью современных методов нанотехнологии и материаловедения [4]. Значительного усиления магнитооптического отклика возможно достичь в магнитооптических наноструктурах поддерживающих плазмонные резонансы [24, 25]. Известно, что спектральный отклик плазмонных структур обладает высокой чувствительностью к диэлектрическому окружению,

поэтому изменение компонент тензора диэлектрической проницаемости магнитного материала приводит к сдвигу плазмонного резонанса. Основной проблемой большинства работ является то, что в структуре присутствуют ферромагнитные металлы и это приводит к значительным оптическим потерям.

Группа российских авторов для создания плазмонноусиленных магнитооптических структур использовали ферромагнитные диэлектрики [24]. Эти материалы обладают несколько меньшей величиной магнитооптического отклика, но с другой стороны имеют значительно меньшие потери по сравнению с ферромагнитными металлами. В их работе [24] численными методами был рассчитан и затем экспериментально изготовлен магнитооптический материал, состоящий из слоя висмут-замещенного феррит-граната Bi:YIG, покрытого наноструктурированной золотой пленкой для возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов (Рисунок 1.6).

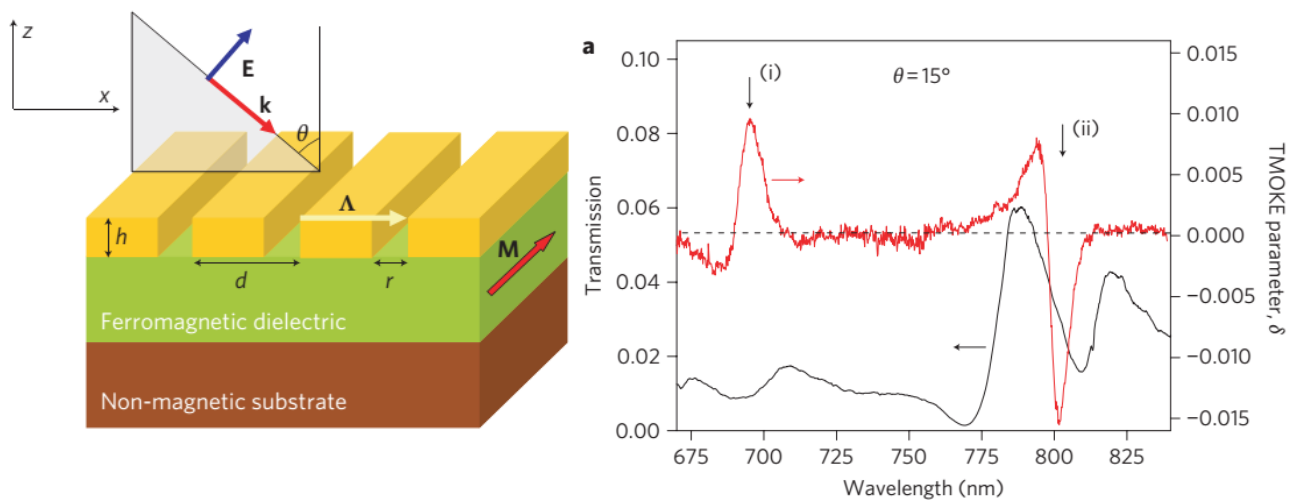


Рисунок 1.6 – Магнитоплазмонный датчик: а) наноструктура, состоящая из периодически перфорированного золотого слоя на поверхности пленки висмут-замещенного феррита-граната; б) спектры коэффициента оптического пропускания (красная кривая) и магнитооптического отклика (серая кривая), измеренные при угле падения света $\theta=15^\circ$ и внешнем магнитном поле равном 200 мТл [24]

В результате была достигнута величина относительного магнитооптического отклика равная $\delta = 1.5 * 10^{-2}$ при величине экстраординарного прохождения через структуру $T = 0.03$ (Рисунок 1.6б).

В ряде работ была показана эффективность использования магнитоплазмонных наноструктур в качестве сенсоров магнитного поля, работающих при комнатных температурах, и безметочных биосенсоров [26, 27]. Более того, возникающие при этом магнитооптические эффекты позволяют проводить считывание спиновых состояний электронов в магнитных структурах, что может оказаться полезным для создания устройств логики нового поколения [28-30]. Магнитооптика открывает путь к созданию сверхбыстрых оптических модуляторов, работающих в терагерцовой области частот [31-33].

Применение магнитоплазмонных наноструктур перспективно с точки зрения их использования в качестве чувствительного элемента биологических сенсоров [34, 35]. Традиционные плазмонные решеточные биосенсоры измеряют изменение коэффициента отражения или сдвиг плазмонного резонанса, в то время как плазмонноусиленные магнитооптические датчики измеряют изменение магнитооптического отклика, которое является более чувствительным к диэлектрическому окружению. Более того, поскольку внешнее магнитное поле может быть промодулировано, отношение сигнал шум сенсора может быть существенно улучшено с применением техники синхронного детектирования [27].

1.4 Анализ методов создания датчиков магнитного поля

Появление нового поколения сенсоров физических величин обусловлено бурным развитием аддитивных технологий. Ниже будут коротко описаны новые способы изготовления датчиков с применением 3D печати и технологий быстрого прототипирования.

Возможность использования современных аддитивных технологий для изготовления сенсоров показана в работе [36]. Корпус датчика линейных перемещений был изготовлен с помощью технологий трехмерной печати. Измерительная часть системы состоит из двух коммерческих датчиков Холла

HW108A и миниатюрного постоянного магнита Nd-Fe-B. Конструкция всей системы, состоящей из пары датчиков Холла и одного микромагнита, показана на Рисунке 1.7. На графике (Рисунок 1.7б) показана зависимость дифференциального напряжения U от величины линейного смещения x . Из графика видно, что зависимость имеет линейный вид.

Представленные в работе [36] результаты подтверждают, что можно изготавливать с помощью технологий трехмерной печати и быстрого прототипирования миниатюрные и недорогие преобразователи смещений с удовлетворительными метрологическими параметрами.

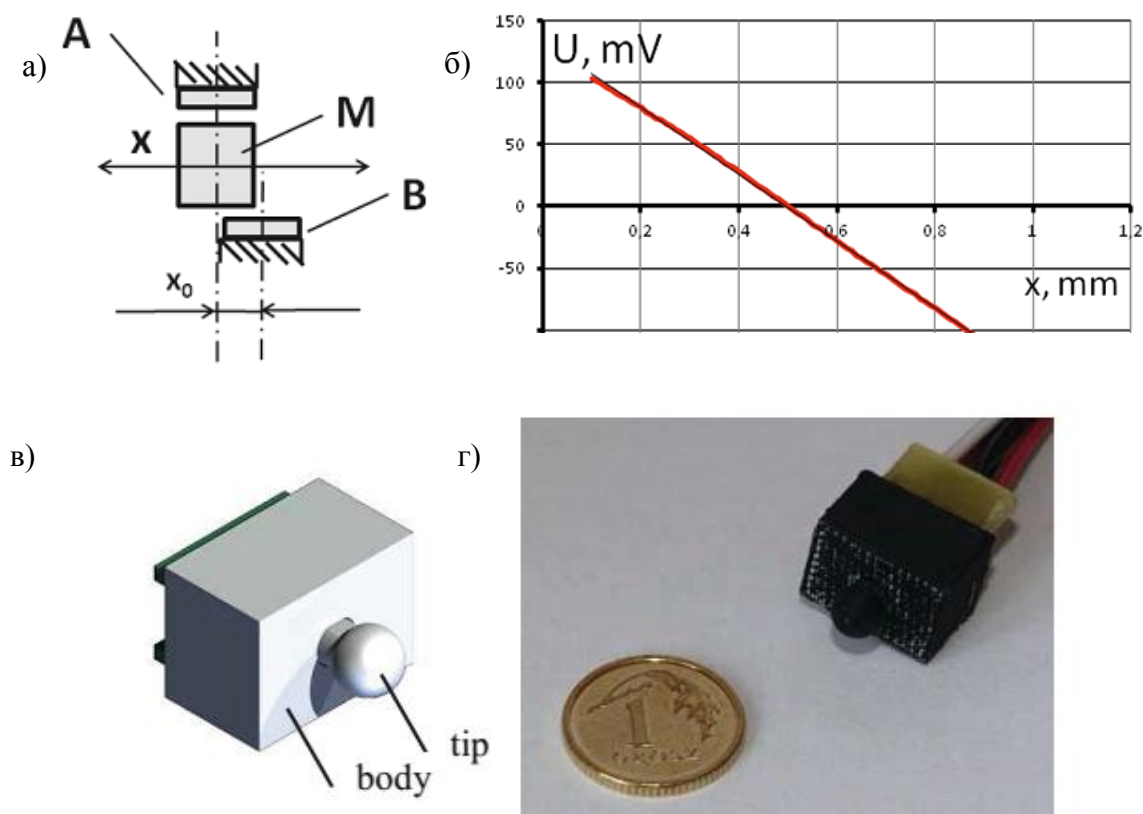


Рисунок 1.7 – Датчик линейных перемещений: а) конструкция дифференциального датчика, где М- микромагнит, А и В- датчики Холла, x - линейное перемещение в мм, x_0 - смещение одного из датчиков Холла для повышения чувствительности; б) выходная характеристика датчика перемещений; в) 3D модель; г) фотография изготовленного датчика [36]

В работе [37] авторы предложили метод изготовления датчиков магнитного поля на основе микроструктур кантилеверного типа, состоящих из ферромагнитных фотополимеров (Рисунок 1.8).

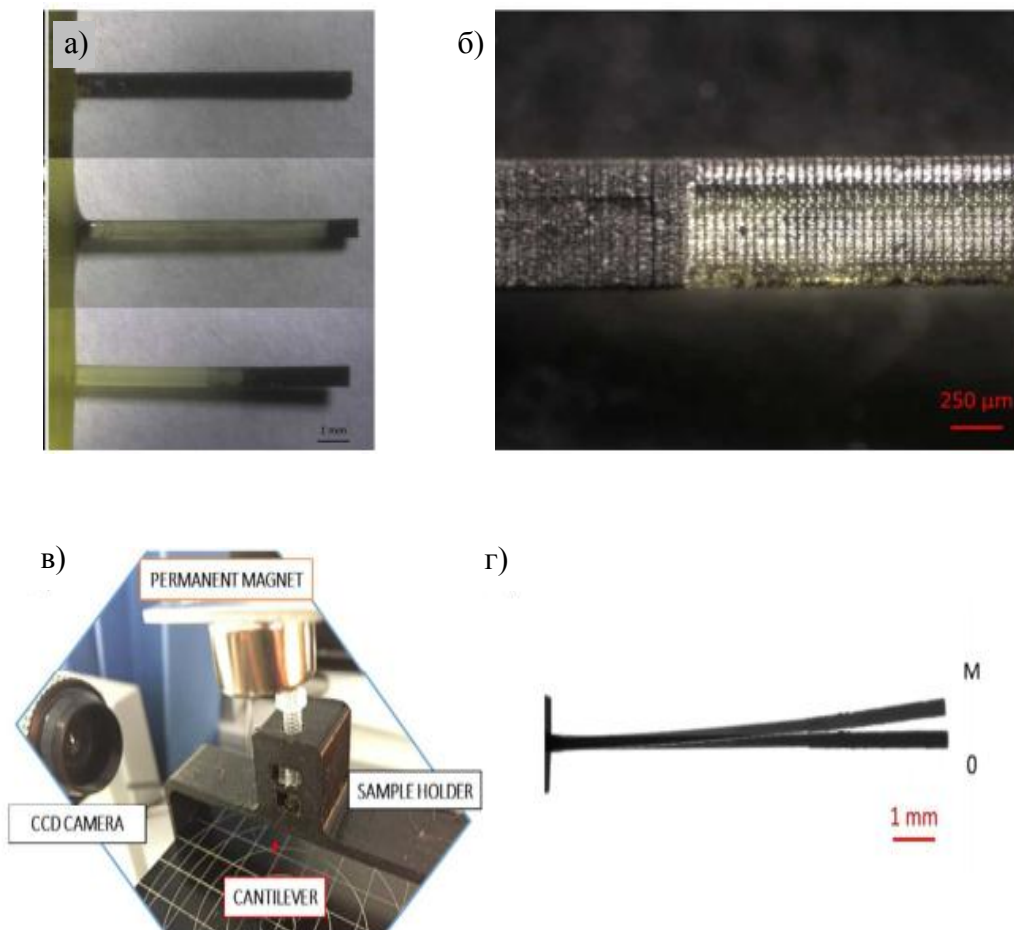


Рисунок 1.8 – Сенсор кантилеверного типа: а) изображения полученных образцов с различной длиной магнитной части; б) увеличенное изображение сенсора; в) фотография экспериментальной установки для определения механического отклика при приложении магнитного поля; г) наложение двух изображений кантилевера в отсутствии (0) и при приложении внешнего статического магнитного поля (M) [37]

Принцип работы кантилеверного датчика основан на статическом изгибе полимерной балки под действием магнитного поля. Полимерные микроструктуры кантилеверного типа с высоким аспектным соотношением изготавливались

последовательно методами стереолитографии. Данный метод позволяет значительно удешевить и ускорить процесс изготовления.

С помощью метода 3D печати с высоким разрешением были сформированы образцы с длиной 9 мм и квадратным сечением 0.6×0.2 мм. Сочетание процесса стереолитографии и использование современных ферромагнитных фотополимеров открывает путь к изготовлению сложных микромагнитных структур и трехмерных магнитных датчиков. Конструкция датчика, описанная выше, имеет большие размеры и неустойчива к вибрации и внешним механическим воздействиям по сравнению с конструкцией, предлагаемой в рамках данной диссертационной работы.

В ряде работ [38, 39] продемонстрирована возможность создания датчиков магнитного поля с изменяемой формой и осью чувствительности для нужд гибкой электроники (Рисунок 1.9а). Такие сенсоры могут быть изогнуты, например, вокруг кисти или расположены на пальце (Рисунок 1.9б, в) для определения относительного положения в пространстве.

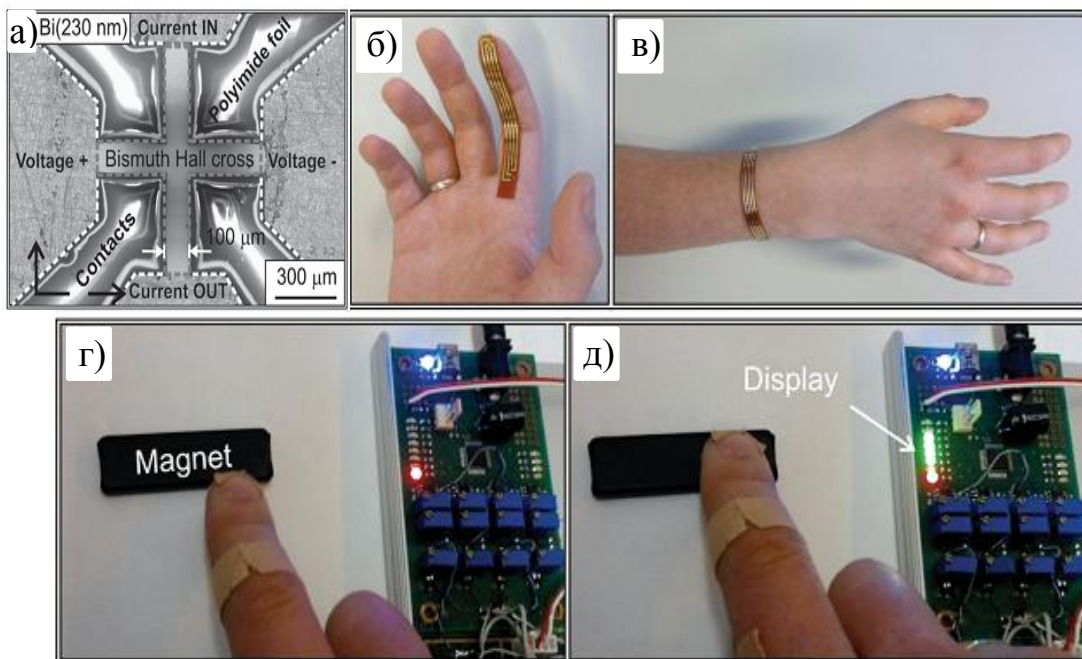


Рисунок 1.9 – Полностью гибкий датчик на эффекте Холла: а) наномембрана на основе висмута ; б-д) - его применение в качестве носимой электроники [39]

Полупроводниковые датчики Холла обычно имеют толщину порядка 400 мкм и являются жесткими, что ограничивает возможность их применения в гибкой электронике. Для преодоления данного ограничения в работе [39] в качестве чувствительного холловского элемента было предложено использовать наномембрану на основе висмута.

Преимуществом использования висмута в работе [39] является возможность применения стандартных методов напыления и литографии. В качестве гибкой подложки использовалась пленка полимерного полиамида. После напыления пленки висмута проводился отжиг на воздухе при температуре 250 С° в течение 3 часов. Была проведена оптимизация толщины чувствительной пленки, и она составила 230 нм. Однако чувствительность изготовленных полностью гибких холловских датчиков на основе висмута достаточно низкая и сравнима с чувствительностью объемных полупроводниковых холловских датчиков и составляет 2.3 Ом/Тл, что как минимум на два порядка ниже чувствительности тонкопленочных датчиков Холла на основе полупроводниковых гетероструктур.

Еще один простой способ изготовления датчика, имитирующего гибкую кожу для применения в робототехнике был предложен в работе [40]. Принцип работы основан на смещении из начального положения маленького магнита под действием внешней силы, что в свою очередь приводит к изменению направления и величины магнитного поля. Одиночный MLX90393 чип использовался для измерения изменений магнитного поля и температуры. Чип размещался внутри мягкого силиконового полимерного слоя. Затем над ним размещался миниатюрный неодимовый магнит покрытый никелем с размерами 2 мм × 2.5 мм × 1.7 мм, как показано на Рисунке 1.10. Мягкий полимерный материал действует как податливый слой и передает силу, которая приложена к поверхности всей конструкции.

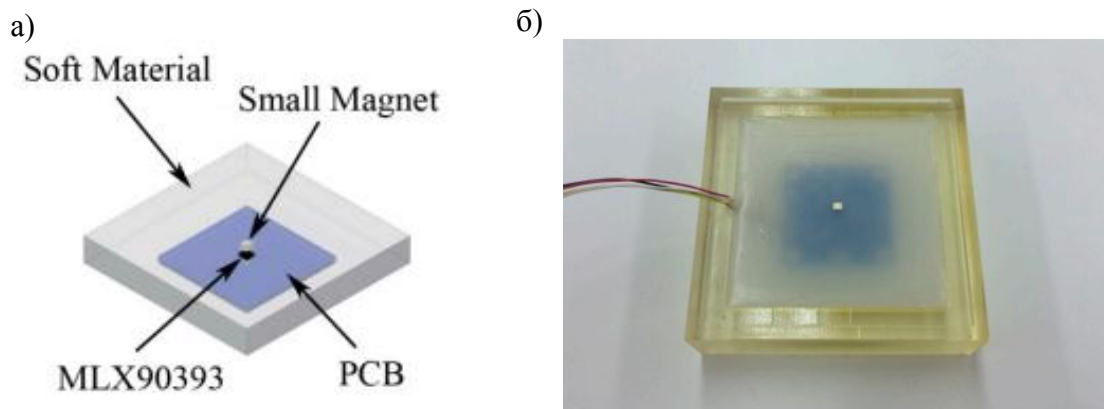


Рисунок 1.10 – Гибкий датчик, имитирующий гибкую кожу: а) конструкция на основе коммерческого датчика Холла и постоянного магнита; б) фотография изготовленного прототипа [40]

В результате тестирования датчика была продемонстрирована возможность измерения различных компонент вектора силы (Рисунок 1.11). Регистрируемые чипом данные передавались через четырехпроводной цифровой скоростной I2C протокол.

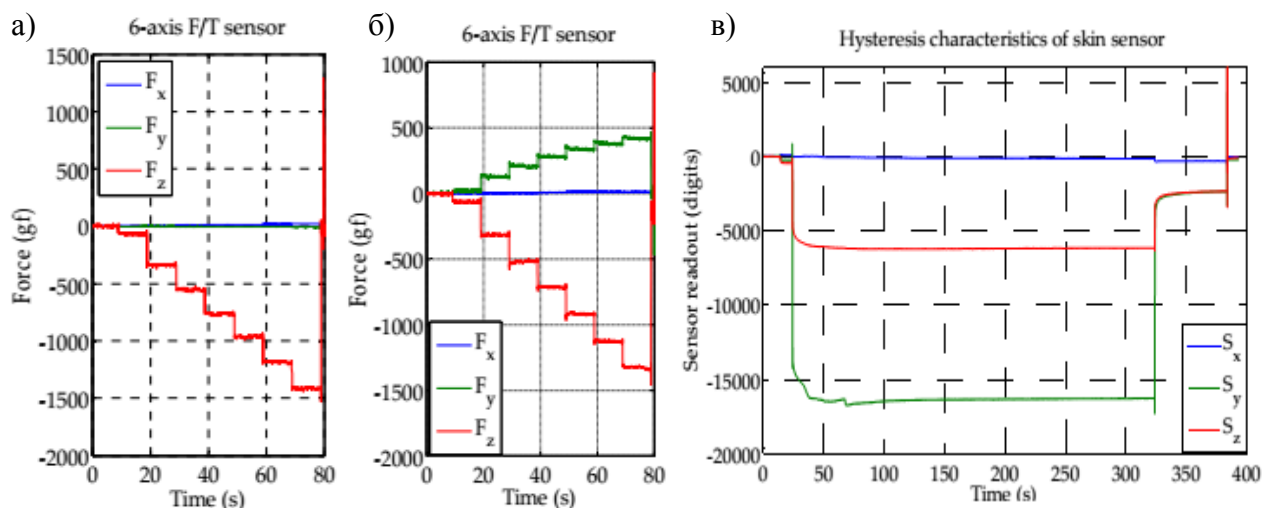


Рисунок 1.11 – Полученные зависимости приложенной силы/сдвига от времени при приложении а) - только нормальной компоненты векторы силы; б) - сдвигающей силы под углом 45 градусов в направлении оси у; в) - гистерезисные характеристики изготовленного датчика [40]

Было показано, что изготовленный датчик позволяет измерять минимальную величину силы равную 1 гс. Существенными недостатками датчика-кожи являются гистерезис и низкое время отклика (~ 5 секунд). Для того чтобы датчик достиг своего квазистатического состояния, в эксперименте потребовалось около одной минуты, как при приложении нагрузки, так и при ее снятии с датчика. А ось X, которая не была загружена, показала незначительный отрицательный дрейф. Однако, как утверждают авторы, целью работы не являлся подбор гибкого материала и конструкции датчика и, вероятно, имеется возможность дальнейшей оптимизации параметров.

Гибкие магнитные пленки являются очень привлекательными для применения в детектировании магнитного поля на произвольной поверхности и необходимы для реализации различных функциональных устройств [41]. Например, магнитные сенсорные структуры, изогнутые в трубку, могут находить применение в качестве микрофлюидных биосенсоров, как описано в работе [42]. Авторами был разработан свернутый в трубку-свиток сенсор на основе гигантского магниторезистивного эффекта (ГМР) для осуществления динамического обнаружения магнитных наночастиц CrO_2 в потоке. Концепция, заключается в том, что ГМР-сенсор покрывает часть внутренней стенки флюидного канала и позволяет проводить обнаружение наночастиц в потоке жидкости (Рисунок 1.12а). Предложенная геометрия приводит к улучшению отношения сигнал/шум и позволяет измерять магнитные поля в непосредственной близости от исследуемых частиц.

Многослойная пленочная ГМР-структура $[\text{Py}/\text{Cu}]_{30}$ изготавливалась методом магнетронного напыления при комнатной температуре и затем формировалась в форме меандра с помощью метода фотолитографии (Рисунок 1.12б). ГМР-сенсоры имеют ограниченный диапазон рабочих температур, поскольку ферромагнитные свойства пермаллоя проявляются лишь при температурах ниже точки Кюри. Для увеличения чувствительности и улучшения температурной стабильности при работе с биологическими объектами в данной работе использовалась дифференциальная схема включения.

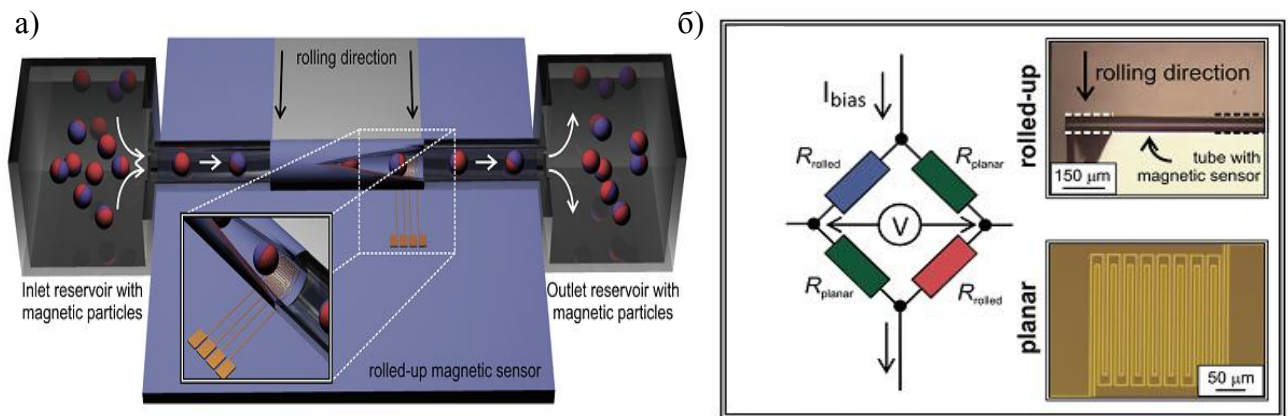


Рисунок 1.12 – Микрофлюидный биосенсор: а) схематическое изображение предложенной концепции детектирования магнитных маркеров с помощью изогнутого ГМР – сенсора; б) мостовая схема подключения сенсора. На вставке показана микрофотография изогнутого и плоского ГМР – сенсоров [42]

Два из четырех ГМР-сенсоров сворачивались в трубку-свиток, в то время как два других оставались плоскими в качестве эталонных. Метод сворачивания функциональной наномембраны основан на упругой деформации напряженной пленки CuNiMn в процессе отделения ее от подложки селективным жидкостным травлением жертвенного слоя [42].

ГМР-сенсоры при сравнительной простоте изготовления демонстрируют достаточную для многих технических приложений величину ГМР-эффекта и высокую чувствительность в области малых магнитных полей. Но поскольку ГМР-сенсоры обладают остаточной намагниченностью и петлей гистерезиса, как правило, в отличие от холловских датчиков они не находят применения в качестве линейных датчиков магнитного поля и находят применение в цифровых считывающих головках накопителей на жестких магнитных дисках, биосенсорах и других средствах детекции [43, 44].

Чувствительность свернутого ГМР - сенсора сравнима с чувствительностью плоского и достигает 2.8 мВ/мТл в диапазоне полей <1.4 мТл. В работе [42] была продемонстрирована возможность динамического детектирования магнитных наночастиц в области свернутого ГМР - сенсора (Рисунок 1.13).

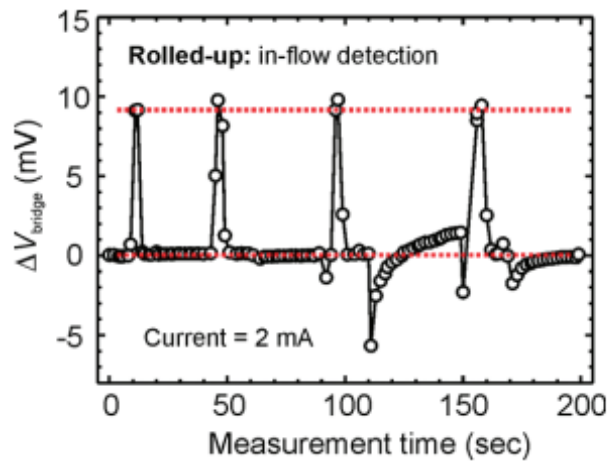


Рисунок 1.13 – Выходное напряжение изготовленного ГМР биосенсора, измеренное при прохождении магнитных частиц через микрофлюидный канал [42]

1.5 Существующие способы изготовления двух- и трёхосевых датчиков

Как уже упоминалось, традиционные датчики Холла чувствительны только к одной компоненте вектора магнитного поля, перпендикулярной его поверхности. Однако если на поверхности датчика расположить ферромагнитный объект, то появится возможность преобразовывать магнитное поле параллельное поверхности датчика в перпендикулярное [46-48]. На Рисунке 1.14а показан результат численного моделирования распределения магнитного поля вблизи планарного ферромагнитного концентратора, состоящего из двух частей [8]. Эффект концентрации магнитного поля основан на увеличении плотности магнитного потока и величина эффекта зависит от размера ферромагнитного концентратора. Благодаря этому, магнитные концентраторы способны выполнять функцию пассивного магнитного усилителя и увеличивать выходную чувствительность датчика без увеличения его собственных шумов.

Ранее была разработана технология производства интегральных магнитных концентраторов (ИМК), совместимая с промышленной технологией производства интегральных схем. Обычно магнитные концентраторы изготавливают из магнитомягких ферромагнетиков с высокой магнитной проницаемостью (>100) и полем насыщения (>0.5 мТл) [40].

Метод фотолитографии используется для задания формы и расположения магнитного концентратора на поверхности холловского элемента (Рисунок 1.14 б). Благодаря тому, что датчики с магнитными концентраторами чувствительны к полям параллельным поверхности, они подходят для измерения тока в проводнике, находящемся над или под поверхностью такого датчика (Рисунок 1.14в) [48].

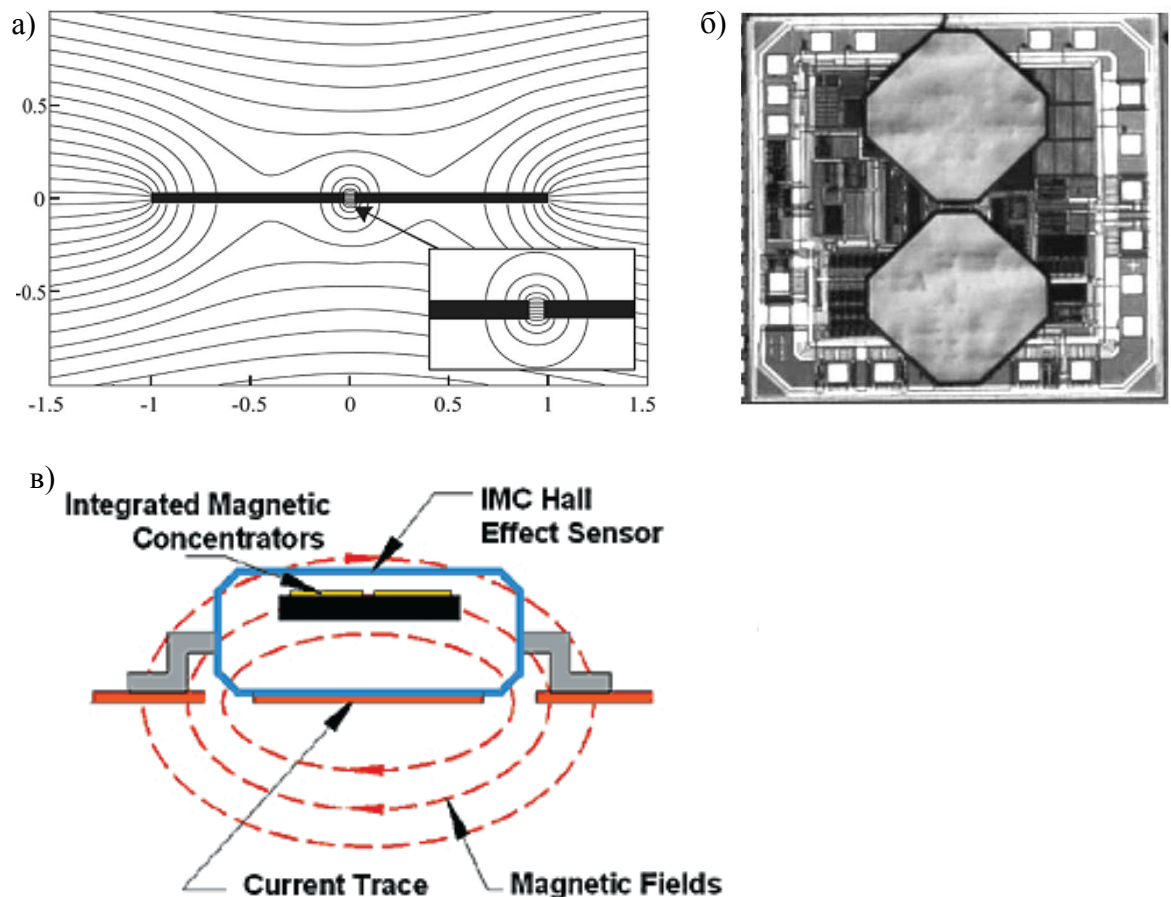


Рисунок 1.14 – Ферромагнитные концентраторы: а) планарный ферромагнитный концентратор, помещенный в однородное магнитное поле параллельное его плоскости. Линиями представлено распределение магнитного поля; б) фотография КМОП датчика Холла с двойным планарным ИМК на поверхности [9]; в) схематическое изображение холловского датчика для измерения тока в проводнике, совмещенного с интегральным магнитным концентратором [48]

Наряду с плюсами, также существует ряд проблем, связанный с использованием ферромагнитных металлов. Например, насыщение и остаточная намагниченность вводят нелинейности и ограничивают диапазон измеряемых полей. Такая нежелательная особенность, характерная для ферромагнетиков, как точка Кюри, также ограничивает области применения датчиков с ИМК.

Для измерения компонент вектора магнитного поля, параллельных плоскости поверхности холловского сенсора, без использования ферромагнитных материалов было предложено использовать так называемые вертикальные элементы Холла [49, 50]. В отличие от традиционных датчиков Холла, в которых отклонение носителей заряда под действием силы Лоренца происходит в плоскости датчика и ось чувствительности которых перпендикулярна поверхности структуры (Рисунок 1.15а), отклонение подвижных носителей в вертикальных датчиках Холла происходит по толщине полупроводниковой пластины (Рисунок 1.15б-г).

Основной проблемой двух- и трехосевых датчиков магнитного поля на основе объемных вертикальных элементов Холла является хорошо известная перекрестная чувствительность между каналами осей. Перекрестная чувствительность – это паразитный выходной сигнал в данном канале, когда магнитное поле действует в направлении двух других осей. Ее возникновение обусловлено физическими эффектами, связанными с асимметричным распределением токов и потенциалов в активной области датчика. Более того, изготовление вертикальных элементов Холла предполагает использование объемных полупроводников толщиной порядка 10 мкм и более. Датчики Холла на основе объемных полупроводников обладают на 1-2 порядка меньшей чувствительностью к магнитному полю по сравнению с датчиками на основе гетероструктур с двумерным электронным газом [51-53], поскольку холловская ЭДС обратно пропорциональна толщине датчика.

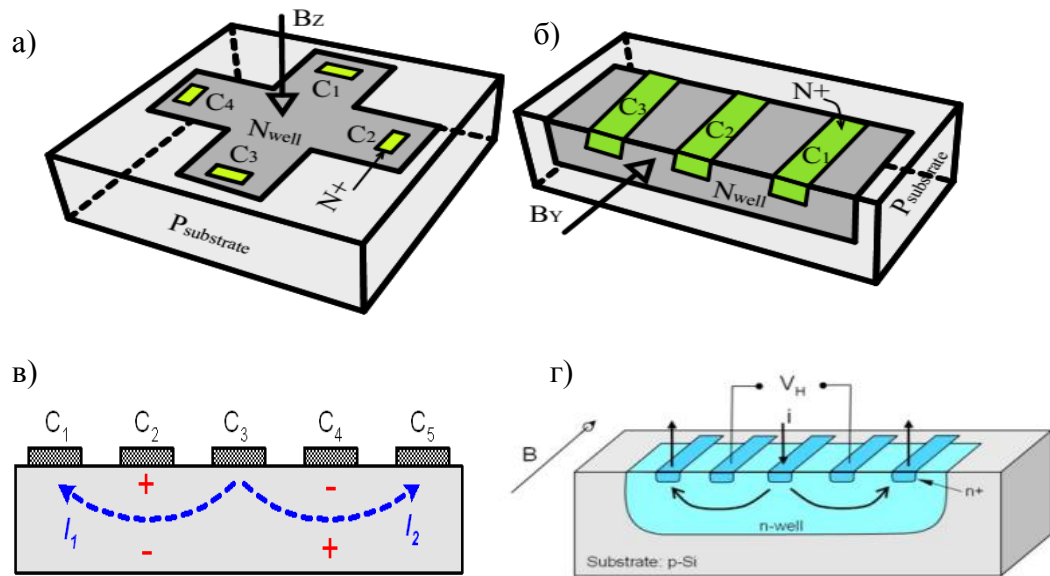


Рисунок 1.15 – Схематическое изображение датчиков: а) традиционного горизонтального холловского датчика в форме перекрестия; б) вертикального холловского элемента [49]; в) распределения токов и потенциалов в объеме вертикального элемента Холла (С3 – центральный токовый контакт, С1, С5 – боковые токовые контакты, С2, С4 – потенциальные контакты); г) структуры кремниевого вертикального элемента Холла

Альтернативными способами решения проблемы изготовления трехосевых датчиков являются методы, основанные на самосборке из планарных одноосевых устройств. Процесс самосборки с помощью сил поверхностного натяжения получил название «микрооригами» [54]. Взаимодействие между капиллярностью и силами упругости становится особенно сильным при уменьшении размеров объектов. Зачастую действие капиллярных сил в микро- и наномасштабе сказывается негативно при производстве тонкопленочных структур и приводит к залипанию и, следовательно, разрушению структур. Однако данный метод является актуальным и может быть использован для складывания и сборки планарных объектов в изящные трехмерные формы, в то время как большинство стандартных технологий изготовления микроструктур имеет дело только лишь с травлением планарных поверхностей.

Успешная попытка создания самособирающихся трехмерных кантилеверных устройств была предпринята в 2008 году группой американских ученых [55]. В их работе подробно описана методика изготовления самособирающихся кубических кантилеверных устройств (Рисунок 1.16).

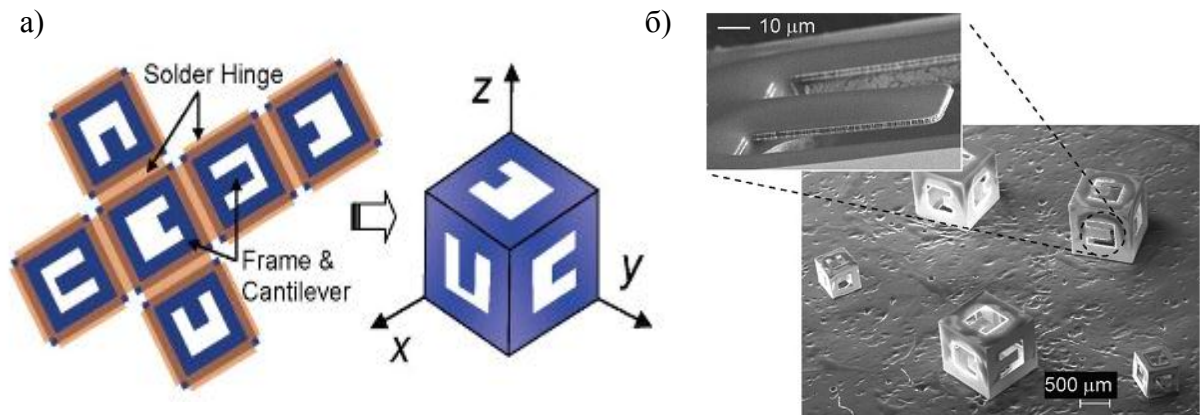


Рисунок 1.16 – Трехосевой кубический датчик: а) схематическое изображение трехосевого кантилеверного устройства; б) СЭМ – изображение сформированных кубических устройств. На вставке показано увеличенное изображение одного кантилевера [50]

Сначала, с помощью литографии, формировался плоский образец крестообразной формы. Затем между двумя смежными сторонами куба был нанесен расплавленный припой. Самосворачивание происходило в жидкости с высокой точкой кипения, нагретой выше точки плавления припоя (~ 188 °C). Минимизация граничной свободной энергии расплавленного припоя с окружающей жидкой средой, приводила к появлению вращающего момента, который вызывал подъем смежных сторон. Данный процесс требует точного определения объема наносимого припоя, так как от него зависит угол установления граней, который в идеальном случае должен составлять 90° .

Позднее группой итальянских ученых было предложено применять микромеханический подход с использованием встроенных механических напряжений для создания трехосевых холловских датчиков. В работах [56, 57] описывается способ изготовления одновременно трех ортогональных датчиков:

один, лежащий в плоскости подложки, и два - вне плоскости (Рисунок 1.17). Для создания данного датчика в работе методом молекулярно-лучевой эпитаксии выращивалась дельта-легированная псевдоморфная гетероструктура AlGaAs/InGaAs/GaAs, содержащая напряженный слой InGaAs. Процесс изготовления включал в себя стандартные методы, используемые при производстве интегральных схем, такие как процесс фотолитографии, химического травления, изготовления металлических контактов. Процесс формирования ортогональных подложке частей конструкции основан на релаксации встроенных механических напряжений при освобождении чувствительной пленки датчика от подложки в процессе травления жертвенного слоя AlAs. В результате освобождения от подложки, под действием встроенных механических напряжений происходит изгиб части устройства и установление её под углом в 90° . В работе [56] был продемонстрирован подъём двух холловских датчиков из плоскости подложки и функционирование двухосевого датчика магнитного поля. Было показано, что холловские датчики на основе гетероструктуры AlGaAs/InGaAs/GaAs, лежащие в плоскости и ортогонально плоскости подложки, обладают линейностью по магнитному полю и высокой относительной и абсолютной чувствительностью, которая составляет порядка 1000 Ом/Тл и 0.05 В/Тл (при токе $I=50$ мкА) соответственно.

Несмотря на то, что существует потенциальная возможность измерения трех компонент вектора магнитного поля с помощью предложенной конструкции датчика, определение всех трех компонент вектора магнитного поля одним устройством в работе продемонстрировано не было, по-видимому, по причине выбора механически неустойчивой конструкции и, как следствие, плохой воспроизводимости ортогональных подложке частей датчика.

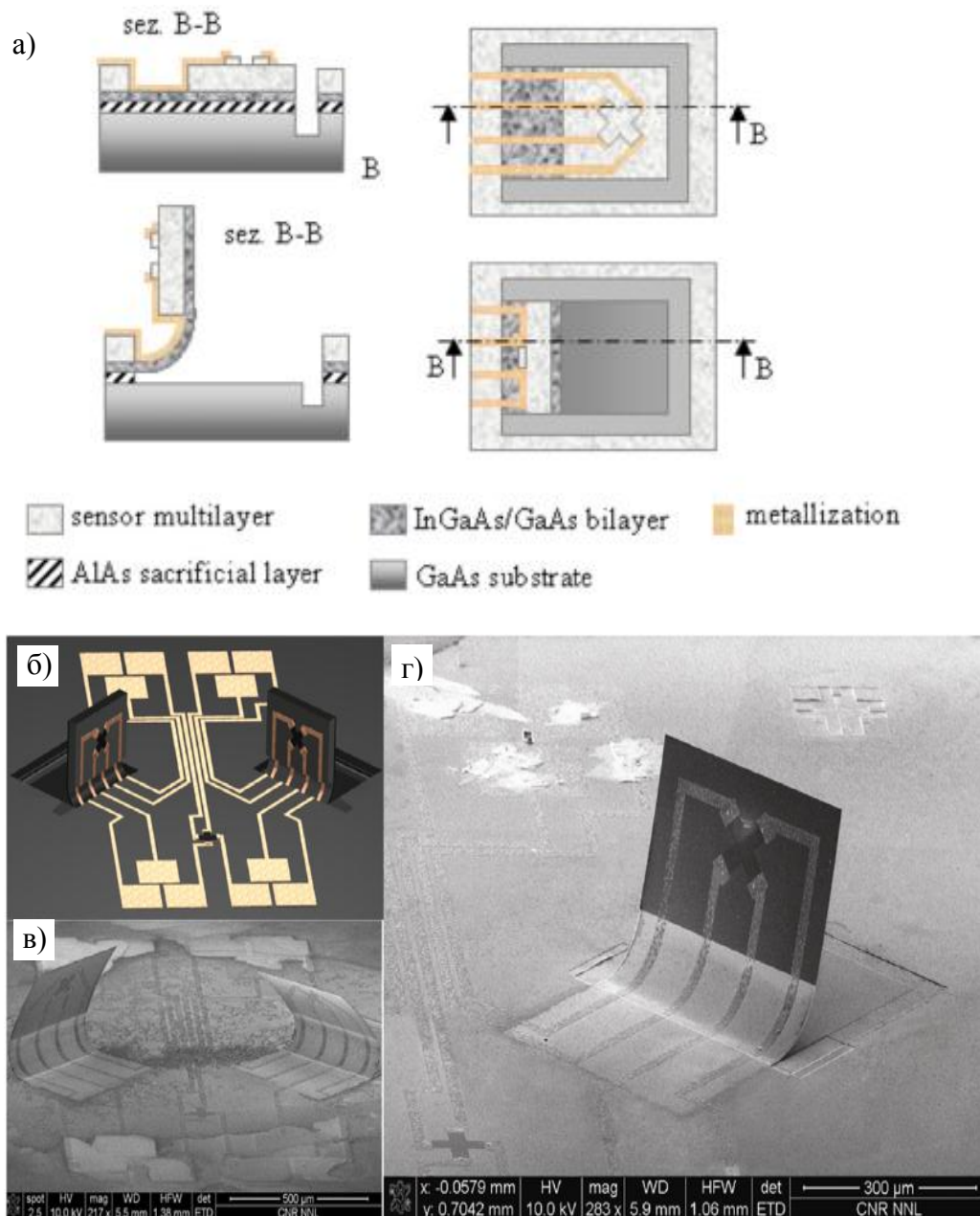


Рисунок 1.17 – Трёхосевой датчик магнитного поля: а) последние этапы процесса изготовления: разрез и вид сверху до и после освобождения от подложки; б) схематическое изображение трёхосевого датчика; в) СЭМ - изображение изготовленного датчика; г) увеличенное изображение двух холловских датчиков: поднятого и в плоскости подложки [56]

Выводы по главе 1

Необходимость в бесконтактном измерении вектора магнитного поля в пространстве с каждым годом растет и зачастую требуется одновременно и локально измерять все три компоненты вектора магнитного поля и величину его градиента. Традиционные датчики на эффекте Холла позволяют измерять только одну компоненту вектора магнитного поля, перпендикулярную плоскости датчика. В настоящее время отсутствует технология создания массивов трехосевых холловских микродатчиков и их изготовление представляет собой последовательную сборку из трех одноосевых. Из анализа литературных источников и современных методов создания датчиков магнитного поля следует, что в настоящее время существует потребность в технологии создания двух- и трёхосевых микродатчиков магнитного поля, способной обеспечить единовременное создание сразу двух или трех преобразователей за один технологический процесс на одном чипе. Одним из наиболее перспективных решений данной проблемы является использование подхода трехмерного микроструктурирования плоских полупроводниковых пленок с двумерным электронным газом [58].

Другим перспективным направлением является разработка плазмонноусиленных магнитооптических бесконтактных датчиков на основе экваториального эффекта Керра. Современное положение дел в области магнитооптики таково, что практическое применение устройств ограничено низкими величинами магнитооптического отклика. В последние годы наблюдается повышенный интерес к исследованию плазмон-плазмонных взаимодействий в немагнитных системах. В них удастся достичь беспрецедентного усиления и локализации электрических полей. Мы ожидаем, что сочетание магнитных материалов и структур с плазмон-плазмонным взаимодействием приведет к дополнительному усилению магнитооптического отклика.

2 РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ТРЁХОСЕВЫХ ХОЛЛОВСКИХ ДАТЧИКОВ

В работе предлагается оригинальная методика создания трехосевого датчика для локального измерения магнитного поля на основе полупроводниковых микротрубок с двумерным электронным газом. В данной главе подробно описываются особенности конструкции трехосевого холловского микродатчика и основные этапы его создания. Во второй части этой главы приведены результаты численного расчёта параметров полупроводниковой напряженной гетероструктуры GaAs/AlGaAs/InGaAs, радиуса микротрубок для ортогонального позиционирования холловских пар контактов в пространстве. Будут получены зонные диаграммы и концентрационные профили используемой в работе гетероструктуры GaAs/AlGaAs/InGaAs с помощью программы «1DPoisson», выполняющей численное решение уравнений Шрёдингера и Пуассона. Также будут рассмотрены физико-химические основы процесса селективного отсоединения напряженных полупроводниковых пленок, выращенных методом МЛЭ, от массивной подложки GaAs и сворачивания их в микротрубки, содержащие в стенках чувствительные элементы в форме холловского мостика.

2.1 Датчики на эффекте Холла

Рассмотрим эффект Холла на примере тонкопленочного образца с двумерным электронным газом (2DEG), имеющего прямоугольную форму [59]. Холловской или потенциальной парой контактов будем называть пару контактов лежащую на одной прямой, перпендикулярной направлению тока в образце. При протекании тока через образец разность потенциалов между холловскими парами контактов отсутствует. Это объясняется тем, что холловская пара контактов лежит на одной эквипотенциальной поверхности, которая перпендикулярна напряженности электрического поля \vec{E} , а, следовательно, и плотности протекающего через образец тока \vec{j} .

Под действием приложенного электрического поля \vec{E} через образец протекает электрический ток, и плотность тока задается выражением:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} = -qn_{2D}\vec{v}, \quad (2.1)$$

где σ – удельная проводимость, q – заряд носителей тока, n_{2D} – двумерная концентрация электронов, \vec{v} – скорость носителей заряда.

Ситуация начинает меняться при помещении образца в слабое магнитное поле перпендикулярное направлению тока с индукцией \vec{B} . В идеальных условиях, при движении носителя заряда без соударений в магнитном поле \vec{B} (при отсутствии электрического поля) возникает сила Лоренца, всегда направленная перпендикулярно вектору скорости \vec{v} носителя заряда:

$$\vec{F} = q[\vec{v} \times \vec{B}] \quad (2.2)$$

Эффект Холла наглядно демонстрирует действие силы Лоренца на движущиеся носители заряда. Непосредственными его проявлениями служат ЭДС и ток Холла, направленные перпендикулярно скрещенным первичным электрическому и магнитному полям. Эффект Холла можно рассматривать в режимах ЭДС и тока Холла [60]. В диссертационной работе используется режим ЭДС Холла. В длинном образце при появлении магнитного поля B , перпендикулярного поверхности образца, электроны под действием силы Лоренца будут отклоняться к одной из граней образца.

Это приведет к накоплению отрицательного заряда возле одной грани и положительного возле противоположной и между потенциальными контактами возникнет ЭДС Холла:

$$V_H = -\frac{BI}{qn_{2D}}, \quad (2.3)$$

где I - сила тока.

Датчики на эффекте Холла с момента открытия эффекта претерпели серьезные изменения и нашли широкое практическое применение для измерения сильных и средних магнитных полей. Номенклатура изготавливаемых промышленностью холловских датчиков насчитывает десятки тысяч наименований с разнообразными характеристиками, пригодных для различных применений [1]. Они обладают рядом таких достоинств как линейность выходной характеристики по полю, малая инерционность и широкий частотный диапазон (~ 1 МГц) [9].

В Таблице 2 приводятся ключевые достоинства и недостатки различных типов датчиков магнитного поля. Анализ данных приведенных в Таблице 2 показал, что, несмотря на имеющиеся недостатки, датчики на эффекте Холла являются наиболее перспективными для создания миниатюрных трехосевых датчиков магнитного поля с использованием встроенных механических напряжений. Использование методики сворачивания планарных полупроводниковых гетеропленок в микротрубки, содержащие холловские датчики, позволит локально и одновременно проводить трехосевые измерения магнитного поля.

Таблица 2 – Достоинства и недостатки основных типов датчиков магнитного поля

Тип датчика	Достоинства	Недостатки
Анизотропные магниторезистивные (АМР) датчики	<ol style="list-style-type: none"> 1. Высокая температурная стабильность 2. Устойчивость к влажности и загрязнениям 3. Малые размер и вес 4. Низкая цена 	<ol style="list-style-type: none"> 1. Нелинейность базовой характеристики 2. Существенный гистерезис 3. Заметное потребление мощности
Гигантские магниторезистивные (ГМР) датчики	<ol style="list-style-type: none"> 1. Высокая температурная стабильность 2. Малое энергопотребление 3. Малые размер и вес 4. Низкая цена 	<ol style="list-style-type: none"> 1. Нелинейность рабочих характеристик 2. Существенный гистерезис 3. Заметный высокочастотный тепловой шум
Датчики Холла	<ol style="list-style-type: none"> 1. Высокая линейность 2. Высокая надежность 3. Широкий диапазон измеряемых полей 4. Малые размер и вес 5. Низкая цена 	<ol style="list-style-type: none"> 1. Повышенная температурная и пьезочувствительность
Датчики Холла с магнитными концентраторами (ИМК)	<ol style="list-style-type: none"> 1. Большая чувствительность, чем без ИМК 2. КМОП-совместимая технология 	<ol style="list-style-type: none"> 1. Ограниченный диапазон измеряемых полей и рабочих температур 2. Насыщение ИМК
Сверхпроводящие квантовые интерференционные (СКВИД) магнетометры	<ol style="list-style-type: none"> 1. Высокая чувствительность ($<1\text{пТл}$) 2. Высокая надежность 	<ol style="list-style-type: none"> 1. Высокая цена 2. Большие габаритные размеры 3. Охлаждение до уровня гелиевых температур
Магнитооптические датчики	<ol style="list-style-type: none"> 1. Бесконтактность 2. Устойчивость к радиочастотным электромагнитным помехам 	<ol style="list-style-type: none"> 1. Низкая чувствительность 2. Чувствительность к загрязнениям 3. Чувствительность к вибрации

2.2 Способ изготовления трехосевого холловского датчика

Традиционные датчики на эффекте Холла представляют собой одноосевые датчики магнитного поля. Одноосевой датчик – устройство, в котором влияние на ЭДС Холла оказывает только одна составляющая магнитного поля B_z , перпендикулярная плоскости датчика (Рисунок 2.1а). Но зачастую на практике возникает необходимость измерения трех составляющих магнитного поля \vec{B} , что возможно осуществить с помощью трёхосевых преобразователей Холла (Рисунок 2.1б).

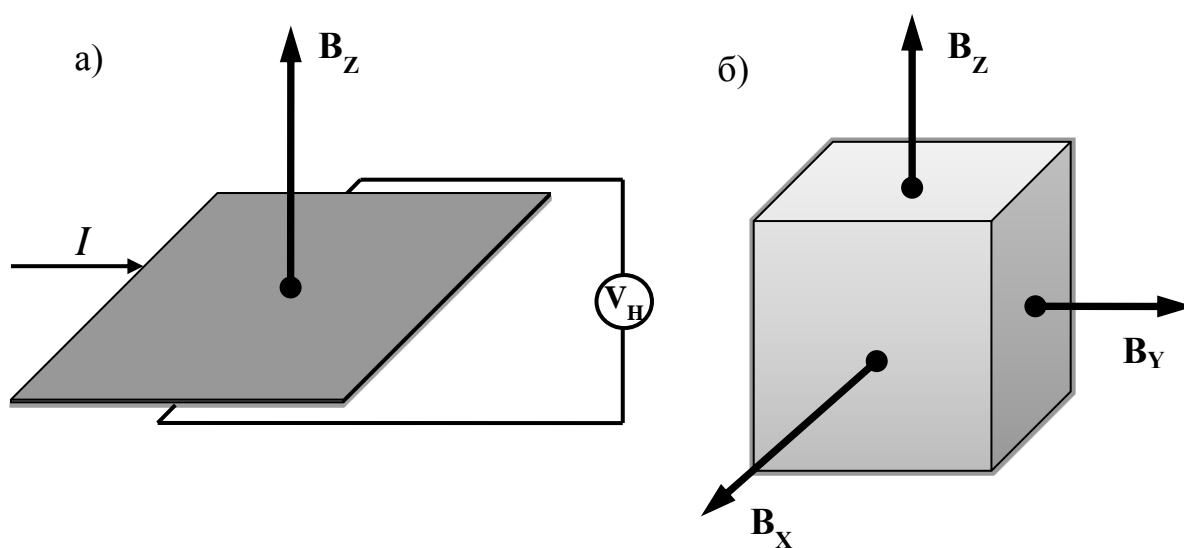


Рисунок 2.1 – Схематическое изображение холловского датчика: а) одноосевого планарного; б) ориентация в пространстве одноосевых преобразователей, позволяющая реализовать трёхосевые измерения магнитного поля

На данный момент достаточно хорошо развита технология планарных одноосевых датчиков Холла [61]. Однако повышение уровня интеграции электронных приборов требует, среди прочего соответствующего уменьшения размеров датчиков физических величин и перехода от одноосевых датчиков (измеряющих проекцию какой-либо величины на одну координатную ось) к двух- и трёхосевым.

Изготовление трёхосевого датчика магнитного поля на основе трёх одноосевых представляет собой последовательную сборку и ориентацию холловских элементов, например, на гранях куба, как показано на Рисунке 2.2. Подобные решения не позволяют существенно уменьшать габаритные размеры датчика. Кроме того, в промышленном производстве необходима технология одновременного создания трёхосевого датчика в одном технологическом процессе, а не последовательная сборка.

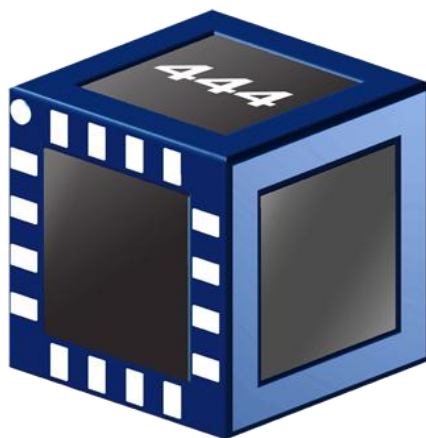


Рисунок 2.2 – Схематическое изображение коммерческого трёхосевого холловского датчика (HE444 Ultra Stable 3D Hall Sensor)

Ранее было экспериментально показано, что, используя явление самосворачивания напряжённых плёнок, можно изготовить структуры, содержащие двумерный электронный газ на цилиндрической поверхности, и снабдить их электрическими контактами в холловской конфигурации (Рисунок 2.3) [62]. Измерения в магнитном поле подтвердили, что значение холловской ЭДС определяется локальным значением нормальной к поверхности компоненты вектора магнитного поля в области между парой холловских контактов.

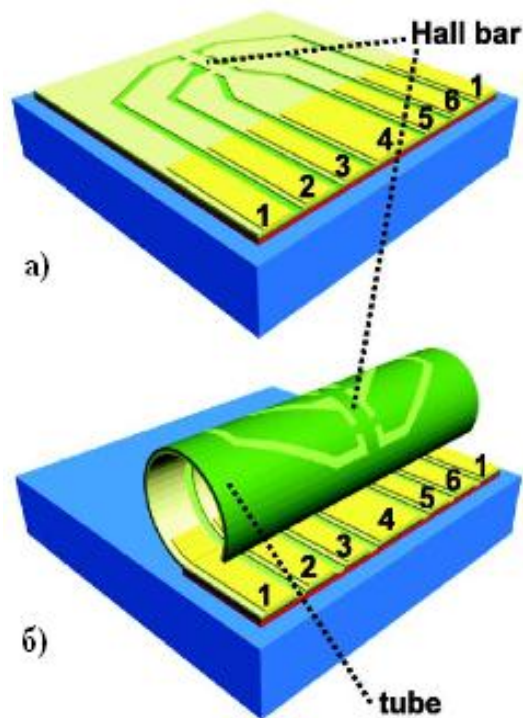


Рисунок 2.3 – Холловский мостик, свернутый в микротрубку: а) плоская и б) изогнутая мезаструктура [62]

Из вышесказанного следует, что если расположить две пары потенциальных контактов холловского мостика на цилиндрической поверхности, как показано на Рисунке 2.4, то измеряемые холловские ЭДС будут пропорциональны двум взаимно ортогональным компонентам вектора магнитного поля V_x и V_z . Преимуществом такого двухосевого датчика является возможность локального измерения сразу двух компонент вектора магнитного поля на расстоянии равном радиусу микротрубки (~ 10 мкм). Трубчатая конфигурация холловского датчика является перспективной для создания микрофлюидных сенсоров. Микротрубка может использоваться в качестве флюидного канала, а холловский датчик в ее стенках способен регистрировать магнитные маркеры в потоке жидкости.

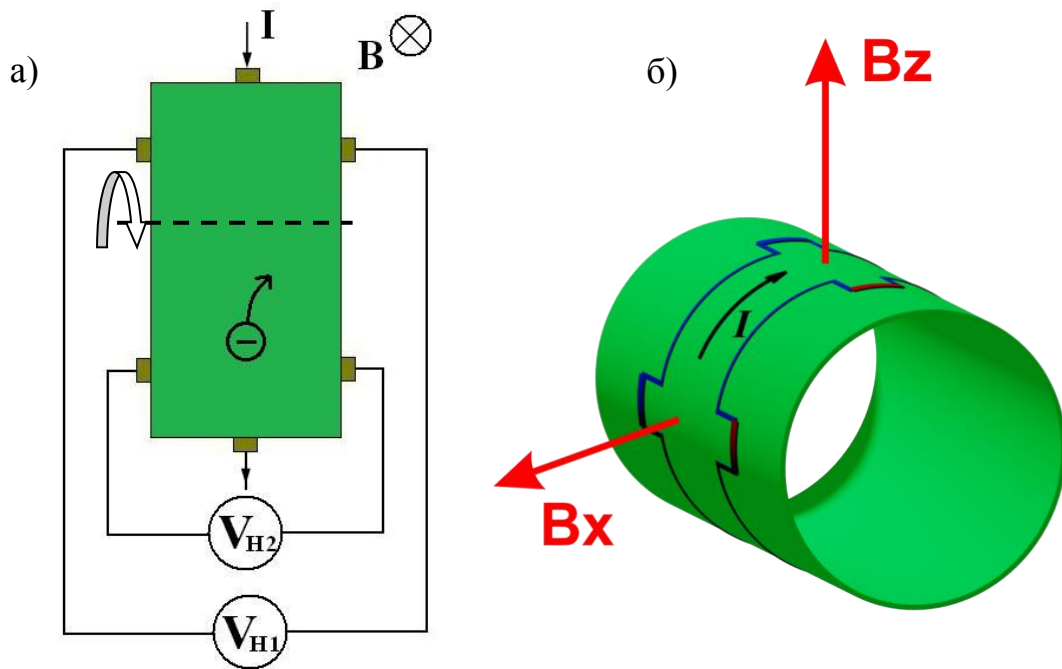


Рисунок 2.4 – Схематическое изображение: а) плоского и б) изогнутого холловского мостика. Стрелками показано направление осей чувствительности свернутого холловского мостика

Добавив вторую трубку с тонкоплёночным чувствительным элементом, ось которой перпендикулярна оси первой, можно измерить и третью компоненту вектора магнитного поля B_y (Рисунок 2.5). Таким образом, система из двух микротрубок с чувствительными холловскими элементами позволит одновременно и локально проводить измерения трех компонент вектора магнитного поля в пространстве.

Предлагаемый метод создания трехосевых холловских датчиков полностью совместим с планарной технологией, используемой при производстве интегральных схем. Как следствие, возможно размещения на одном чипе с активным чувствительным элементом схем обработки сигнала (усиление, фильтрация шумов и т.п.), а также изготовление массивов одинаковых трехосевых датчиков для измерения пространственного распределения магнитного поля и его градиента.

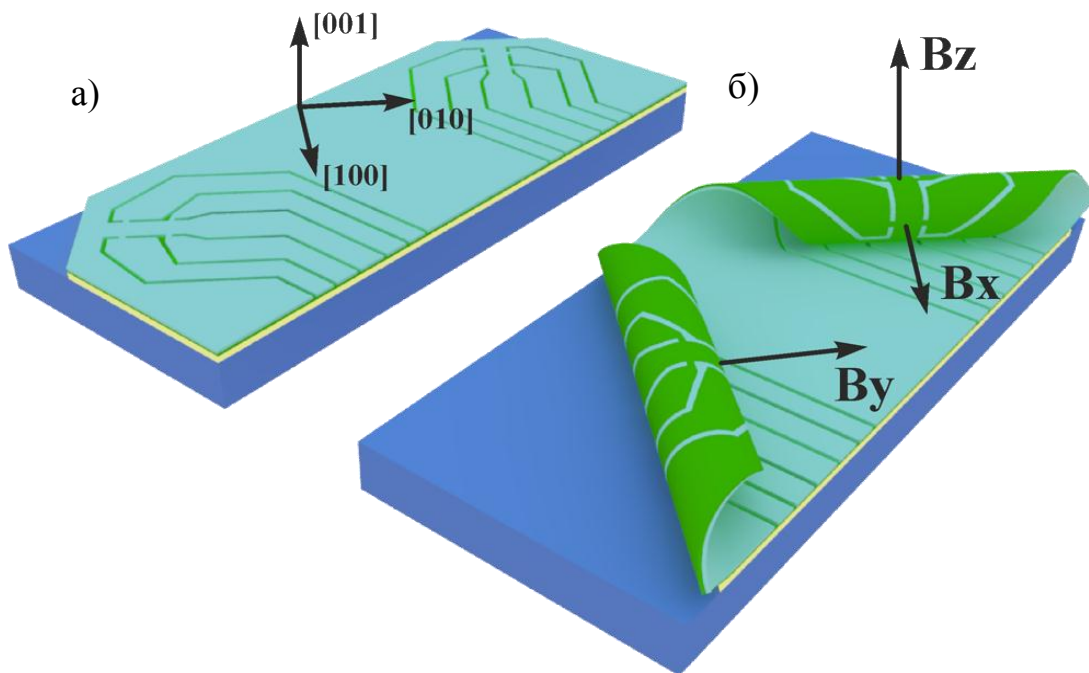


Рисунок 2.5 – Холловские датчики, свернутые в трубки: а) плоская и б) изогнутая литографически подготовленная мезаструктура. Стрелки B_x , B_y и B_z показывают направления ортогональных компонент вектора внешнего магнитного поля

Радиус кривизны R_c свернутых гетероструктур определяется толщиной сворачиваемой гетеропленки d и величиной упругих напряжений в ней. Толщины слоёв могут быть заданы в процессе МЛЭ с точностью до одного атомного слоя в диапазоне от сотен микрон до нескольких нанометров. Собственно активный элемент трубчатого датчика может быть масштабирован до радиуса ~ 0.1 мкм при толщине напряженного бислоя $d \sim 10 \pm 1$ нм. Размеры всего чипа будут определяться размерами контактных полей для сопряжения с внешней измерительной схемой.

2.3 Чувствительность и порог чувствительности холловских датчиков

Важнейшей характеристикой датчиков Холла является чувствительность к магнитному полю. Различают относительную и абсолютную чувствительности

холловских датчиков [56]. Абсолютная чувствительность S_A и определяется как изменение выходного (холловского) напряжения от магнитного поля:

$$S_A = \left| \frac{\partial V_H}{\partial B} \right| = \left| \frac{I}{qn_{2D}} \right|, \quad (2.4)$$

где V_H – холловское напряжение, I – ток смещения, B – внешнее магнитное поле, n_{2D} – концентрация двумерных электронов.

Единица измерения абсолютной чувствительности - $\left(\frac{B}{Tl}\right)$. Из выражения (2.4) видно, что абсолютная чувствительность обратно пропорциональна n_{2D} и прямо пропорциональна I . Таким образом, уменьшением концентрации носителей заряда n_{2D} и увеличением подвижности μ можно добиться увеличения абсолютной чувствительности датчика.

Относительная чувствительность S_I представляет собой абсолютную чувствительность, нормированную на ток, протекающий через холловский датчик, и измеряется в $\left(\frac{Om}{Tl}\right)$:

$$S_I = \left| \frac{1}{I} \frac{\partial V_H}{\partial B} \right| = \left| \frac{1}{qn_{2D}} \right| = \left| \frac{S_A}{I} \right| \quad (2.5)$$

Температурная стабильность чувствительности датчиков на эффекте Холла определяется величиной температурного изменения концентрации носителей заряда в датчике. Например, для датчиков на основе собственных узкозонных полупроводников типа InAs концентрация носителей заряда сильно зависит от температуры и температурный коэффициент чувствительности достигает $-2\%/^{\circ}C$, что ограничивает их практическое применение [63]. Использование дельта легированных гетероструктур с квантовой ямой, содержащей двумерный электронный газ, позволяет добиться высокой температурной стабильности датчиков в широком диапазоне температур от $-40^{\circ}C$ и вплоть до $+150^{\circ}C$.

Наименьшее магнитное поле, которое может быть измерено с помощью датчика, определяется чувствительностью и уровнем собственных шумов датчика. Одной из самых важных характеристик шума является спектральная плотность шума $S_N(f)$. Данная величина показывает, какая мощность шума сосредоточена в полосе 1 Гц на частоте f . Напряжение шума v_N в интервале частот $\Delta f = f_2 - f_1$ может быть выражено как интеграл от $S_N(f)$:

$$v_N = \left(\int_{f_1}^{f_2} S_N(f) df \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.6)$$

Спектральную плотность шума в полупроводниковом датчике Холла можно представить в виде суммы трёх основных видов шума:

$$S_N(f) = S_{NT}(f) + S_{VGR}(f) + S_{N\alpha}(f), \quad (2.7)$$

где S_{NT} - спектральная плотность теплового шума, S_{VGR} - спектральная плотность шума генерации-рекомбинации, $S_{N\alpha}$ - спектральная плотность 1/f - шума [64].

Частотная зависимость спектральной плотности шума имеет два характерных участка. На низких частотах преобладает 1/f - шум, спектральную плотность которого можно представить в следующем виде [65]:

$$S_{N\alpha}(f) = \frac{\alpha_H \cdot U^2}{N \cdot f^\gamma}, \quad (2.8)$$

где α_H - безразмерный параметр Хуга, U - напряжение приложенное к холловскому мостику, N - полное число носителей заряда в активной области датчика, γ - показатель степени близкий к единице.

На высоких частотах перестает доминировать 1/f - шум. Спектральная плотность теплового шума, который связан с хаотическим движением носителей заряда, не зависит от частоты и определяется по формуле Найквиста [66]:

$$S_{NT}(f) = 4kTR, \quad (2.9)$$

где R – сопротивление образца, T – температура, k – постоянная Больцмана.

Порог чувствительности в единичной полосе частот является минимальным уровнем магнитного поля, регистрируемым датчиком Холла, и зависит от величины шума эквивалентного магнитному полю [1]. Частотный спектр шума эквивалентного магнитному полю $B_N(f)$ определяется как спектральная плотность шума, нормированная на абсолютную чувствительность, а, следовательно, зависит от концентрации n_{2D} и тока через образец:

$$B_N(f) = \frac{S_N(f)^{1/2}}{S_A} = \frac{q \cdot n_{2D} \cdot S_N(f)^{1/2}}{I} \quad (2.10)$$

Из выражения (2.10) видно, что если проводить измерения на высоких частотах, где доминирует тепловой шум, то увеличение тока через холловский мостик приведет к уменьшению порога чувствительности. Но важно учитывать, что значительное увеличение тока будет приводить не только к разогреву образца, но и к росту 1/f-шума и шума генерации-рекомбинации и проявлению данных видов шума на высоких частотах.

2.4 Форма контактов и геометрия чувствительного элемента

Поскольку геометрия образцов и контактов оказывает влияние на измеряемые напряжения при проведении холловских измерений, то следует уделять особое внимание вопросу формы и геометрии чувствительных элементов [9]. Необходимо учитывать шунтирующее действие токовых и потенциальных контактов вследствие закорачивания ЭДС Холла [60]. Очевидным решением является использование точечных контактов, однако это будет приводить к значительному повышению уровня шумов.

Более того, чем короче образец, тем сильнее сказывается шунтирующее влияние токовых контактов. Зависимость холловского напряжения для слабых магнитных полей от величины отношения длины к ширине a/b образца приведена на Рисунке 2.6а. При проектировании датчиков Холла необходимо чтобы выполнялось условие $a/b > 3$ и в этом случае образец можно считать длинным и пренебрегать шунтирующим действием токовых контактов.

На Рисунках 2.6б-д приведены наиболее распространенные конфигурации холловских датчиков. Шунтирующего действия потенциальных контактов можно избежать, если создавать контакты в форме выступов. При увеличении соотношения длины выступа к его ширине шунтирующее действие контактов будет сведено к минимуму, и в предельном случае образец будет иметь форму греческого креста (Рисунок 2.6в).

Другая конфигурация, при которой образец содержит несколько выступающих потенциальных пар контактов вдоль длины токового канала, называется холловский мостик (Рисунок 2.6б).

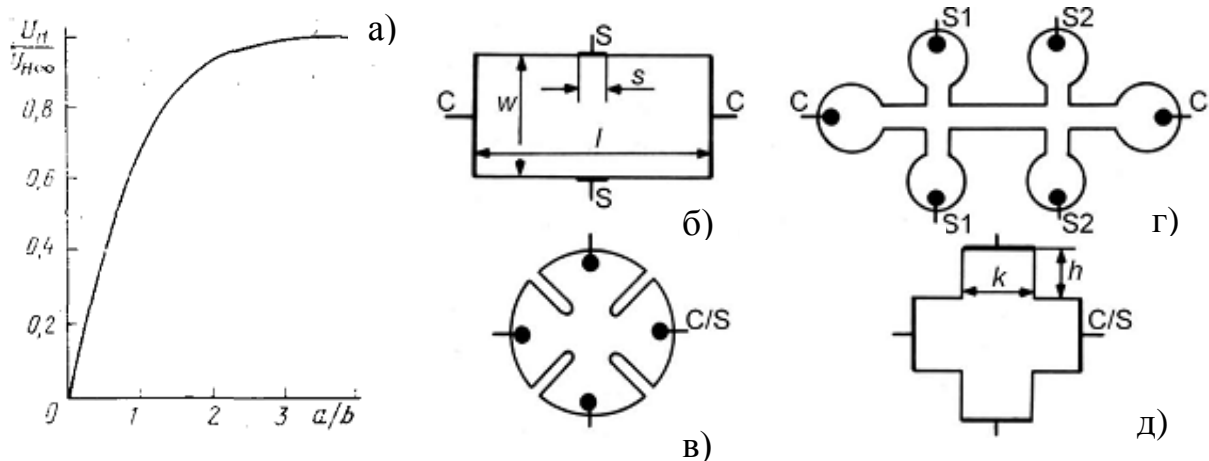


Рисунок 2.6 – Геометрия чувствительного элемента: а) зависимость нормированного напряжения Холла от отношения длины образца к его ширине [57]; б) различные варианты формы холловских датчиков, где С-токовый контакт, S-потенциальный контакт, C/S -взаимозаменяемые потенциальные и токовые контакты [9]

Благодаря наличию двух пар потенциальных контактов у холловского мостика появляется возможность измерения нескольких компонент вектора магнитного поля, путем изменения формы и направления осей чувствительности образца в процессе трехмерного микроstructuring. Например, если образец в форме холловского мостика, изогнуть на цилиндрической поверхности, как показано на Рисунке 2.4, то холловская ЭДС между разными парами контактов будет иметь различные значения. Причем измеряемые холловские напряжения будут соответствовать двум взаимно перпендикулярным компонентам вектора внешнего магнитного поля B_1 и B_2 :

$$V_{H1} = -\frac{B_1 I}{q n_{2D}} \quad (2.11)$$

$$V_{H2} = -\frac{B_2 I}{q n_{2D}} \quad (2.12)$$

2.5 Исходная многослойная гетероструктура

Проведенный нами анализ показал, что наиболее технологичной системой для создания трёхосевых датчиков магнитного поля на основе пары микротрубок является использование эпитаксиальных пленок InGaAs/AlGaAs/GaAs. Использование многослойной гетероструктуры, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии и содержащей ряд функциональных слоев (Рисунок 2.7), позволило решить две важнейших задачи: 1) обеспечить высокую чувствительность холловского датчика; 2) обеспечить возможность контролируемого сворачивания микротрубок.

δ-Si AlGaAs	30 nm
i-GaAs	13 nm QW
δ-Si AlGaAs	35 nm
i-GaAs	20 nm
i-InGaAs	20 nm напряженный слой
i-AlAs	10 nm жертвенный слой
GaAs (001) подложка	

Рисунок 2.7 – Схематическое изображение профиля используемой в работе напряженной эпитаксиальной гетероструктуры

Во-первых, чувствительный элемент представлен GaAs квантовой ямой шириной 13 нм, находящейся в обкладках тройного твердого раствора AlGaAs. В AlGaAs внедрены δ -слои кремния, которые являются поставщиками электронов в квантовую яму GaAs. Локализации электронного газа в квантовой яме GaAs обусловлена тем, что потенциальная энергия электронов в квантовой яме меньше, чем в остальных слоях гетероструктуры. Использование спейсерных слоёв AlGaAs позволяет уменьшить рассеяние на ионизованной примеси и увеличить подвижность электронов. Таким образом, использование в качестве чувствительного элемента квантовой ямы GaAs, содержащей двумерный электронный газ, позволяет добиться большей чувствительности к магнитному полю по сравнению с использованием объемных слоев полупроводника [9].

Во-вторых, гетероструктура содержит сжатый слой $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$ толщиной 20 нм, который при селективном удалении жертвенного слоя AlAs (10 нм) будет инициировать сворачивание освобожденной от связи с подложкой пленки в трубку свиток.

2.6 Принцип формирования оболочек на основе напряженных пленок

Метод формирования трёхмерных микрооболочек основан на отделении напряжённых полупроводниковых плёнок от подложки и последующего управляемого их сворачивания [67-69]. Данный способ является одним из перспективных методов создания трёхмерных (3D) полупроводниковых наноструктур и позволяет создавать целый класс прецизионных микро- и нанообъектов: трубок, спиралей, колец и т.д. На Рисунке 2.8 продемонстрирован процесс формирования нано- и микротрубок на примере полупроводниковой гетеропленки GaAs/InAs. На данный момент хорошо изучены упругих деформаций в массивных твердых телах. В предложенном методе используются физические механизмы упругой деформации в тонких полупроводниковых пленках для их изгиба и сворачивания при освобождении от связи с массивной подложкой.

В настоящее время хорошо развиты методы молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) выращивания тонких эпитаксиальных пленок, обладающих высоким кристаллическим совершенством. Более того, псевдоморфный эпитаксиальный рост позволяет получать на одной подложке тонкие монокристаллические пленки из различных материалов. Важным является то, что выращиваемые пленки наследуют параметры кристаллической решетки массивной подложки. Поэтому, если постоянная a решетки выращиваемого материала больше, чем у подложки, то выращиваемая пленка становится сжатой. Например, постоянные решеток слоев GaAs и InAs значительно различаются и величина рассогласования постоянных решеток слоёв составляет $\Delta a/a = 7.2\%$. В процессе эпитаксиального выращивания данных слоев, например на InP-подложке, образуется напряженная гетеропленка, в которой решетки материалов подстраиваются под решетку подложки, и слой InAs оказывается сжат, а слой GaAs растянут (Рисунок 2.8а, б). При освобождении от связи с подложкой гетеропленки GaAs/InAs межатомные силы будут стремиться увеличить расстояние между атомами в сжатом слое InAs и уменьшить их в растянутом слое

GaAs. Возникающие в слоях InAs и GaAs силы межатомного взаимодействия F_1 и F_2 противоположно направлены и создают момент сил M , изгибающий пленку GaAs/InAs (Рисунок 2.8в). В результате этого, в свободной пленке происходит релаксация напряжений и изначально плоская гетеропленка сворачивается в трубку-свиток. В результате сворачивания происходит перераспределение внутренних упругих напряжений между слоями гетероструктуры таким образом, что значение деформации в каждом слое становится меньше ее начального значения в плоском напряженном бислое. Величиной напряжений, и, как следствие, радиусом свертков, можно управлять путем изменения процентного содержания In в твердом растворе $In_{1-x}Ga_xAs$ в процессе эпитаксиального роста структуры. Упругая деформация сжатия в твердом растворе $In_{1-x}Ga_xAs$ возрастает с увеличением содержания In.

Радиус свертков R_c пропорционален толщине d отсоединяемой напряженной пленки, обратно пропорционален величине Δa рассогласования постоянных решеток и может быть оценен по следующей формуле [70]:

$$R_c = d \cdot \frac{3(1+m)^2 + (1+mn)(m^2 + 1/mn)}{6\Delta a(1+\nu)(1+m)^2}, \quad (2.13)$$

где d - толщина напряженного бислоя, m - отношение толщин слоёв, n - отношение модулей Юнга слоёв, Δa - отношение постоянных решеток, ν - коэффициент Пуассона. При расчетах необходимо учитывать, что в формуле (2.13) сделаны следующие замены:

$$d = d_A + d_B \quad (2.14)$$

$$m = \frac{d_A}{d_B} \quad (2.15)$$

$$n = \frac{Y_A}{Y_B} \quad (2.16)$$

$$\Delta a = \frac{(a_A + a_B)}{a_A}, \quad (2.17)$$

где $Y_{A/B}$ - модули Юнга, $a_{A/B}$ - постоянные решетки, $d_{A/B}$ - толщины слоев напряженной биplenки A и B соответственно.

Для освобождения от связи с подложкой пленки GaAs/InAs используется селективное травление жертвенного слоя AlAs, дополнительно выращенного между пленкой и подложкой (Рисунок 2.8 б, в). Этот слой селективно удаляется в слабых растворах плавиковой кислоты HF [71]. Жидкостный травитель на основе раствора HF является высокоселективным травителем по отношению к GaAs и AlAs, отношение скоростей травления данных материалов составляет 10^8 [72].

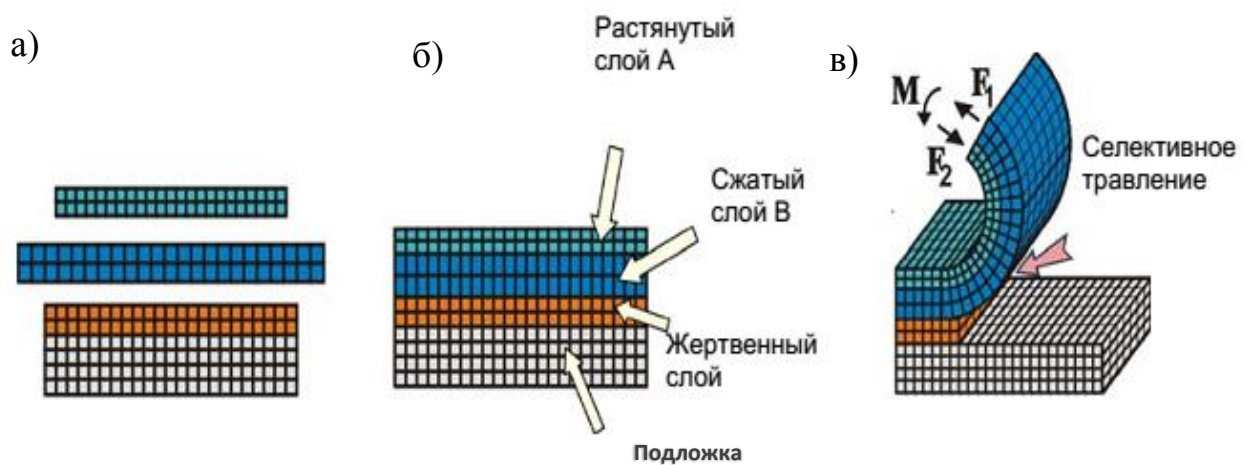


Рисунок 2.8 – Схематическая иллюстрация процесса формирования микротрубок: а) слои InAs и GaAs с разными постоянными кристаллической решетки в свободном состоянии; б) сопряжение слоев с помощью эпитаксиального роста; в) самосворачивание двухслойной пленки в трубку-свиток при селективном удалении жертвенного слоя AlAs, дополнительно выращенного между пленкой и подложкой [73]

Благодаря технологической гибкости предложенной методики также может быть создан целый класс 3D - объектов также на основе полимерных пленок и структур содержащих металлические слои. Ранее была показана возможность создавать самые разнообразные трехмерные полупроводниковые оболочки, а также собирать на их основе сложные функциональные конструкции, с заданными размерами (диаметр, длина, толщина): трубки, кольца, спирали, волокна, иглы, структуры с вертикальными стенками, открытые оболочки. Они обладают рядом уникальных свойств:

- диапазон возможных диаметров от 100 мкм до ≈ 2 нм
- тонкостенность - минимальная достигнутая толщина стенок – 0.5 нм
- высокая механическая прочность, обусловленная совершенством монокристаллических пленок, выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией
- возможность массового изготовления - более 10000 штук на пластине [73].

Более того, методом оптической литографии можно создавать мезаструктуры различной формы на поверхности напряженной гетеропленки. Но если одновременно производить травление глубокой мезаструктуры (~ 120 нм) до жертвенного слоя, определяющей край сворачивания и конфигурацию холловского мостика, то сворачивание гетеропленки будет происходить и в области мостика. Это будет приводить к механическим повреждениям микротрубок. Для преодоления таких трудностей и направленного сворачивания микротрубок в заданных направлениях используется двухуровневая литография [74]. Уникальные преимущества данного метода в том, что он хорошо совместим с общепринятыми, давно разработанными планарными литографическими методами. Поскольку технология МЛЭ позволяет контролировать толщину выращиваемых полупроводниковых пленок заданного состава с точностью вплоть до одного атомарного слоя, это позволяет управлять механическими напряжениями в эпитаксиальных пленках, а следовательно, и обеспечивает прецизионность микро- и нанооболочек на их основе. Однако при создании напряженных гетероструктур всегда необходимо следить за тем, чтобы

выполнялось условие псевдоморфного роста напряженного эпитаксиального слоя [75]. Многообразие форм, высокая точность формирования оболочек, и совместимость методов их формирования с планарной технологией изготовления ИС делают их перспективными объектами для практического использования в микроэлектромеханике, микро- и наноэлектронике.

2.7 Направленное сворачивание

Учёт анизотропии механических свойств и использование литографических методов позволяет контролировать направление сворачивания и задает форму оболочки. Сворачивание напряженной гетеропленки происходит в процессе её отделения от подложки. Предварительно на подложке выращивается жертвенный слой, который затем селективно удаляется жидкостным травителем. На пластине GaAs (100) методом молекулярно-лучевой эпитаксии выращивается жертвенный слой AlAs и напряженная гетеропленка GaAs/AlGaAs/InGaAs. Сначала необходимо проводить глубокое травление мезаструктуры до подложки, при этом по краям «глубокой» мезаструктуры жертвенный слой становится доступным для жидкостного травителя (Рисунок 2.9а). На втором этапе фотолитографии проводится «мелкое» травление неглубокой изолирующей канавки 50 нм достигающей квантовой ямы GaAs, чтобы отсечь проводящие области гетеропленки в форме холловского датчика и контактных дорожек (Рисунок 2.9б).

После этого образец с двухуровневой мезаструктурой помещается в селективный травитель – раствор плавиковой кислоты HF – который удаляет жертвенный слой AlAs (Рисунок 2.9в). При этом удаление жертвенного слоя происходит одновременно по всем сторонам «глубокой» мезаструктуры, однако, отделяясь от подложки, ненапряжённый одиночный слой InGaAs не сворачивается в трубку, в отличие от двухслойной плёнки InGaAs/GaAs (Рисунок 2.9г). По мере того, как удаляется жертвенный слой, в тех местах, где он выходит на поверхность вдоль края «глубокой» мезаструктуры, напряжённая плёнка начинает сворачиваться, отрываясь от соседних участков одиночного слоя

InGaAs. Таким образом, этот одиночный слой предотвращает сворачивание напряжённой плёнки в нежелательных направлениях [74].

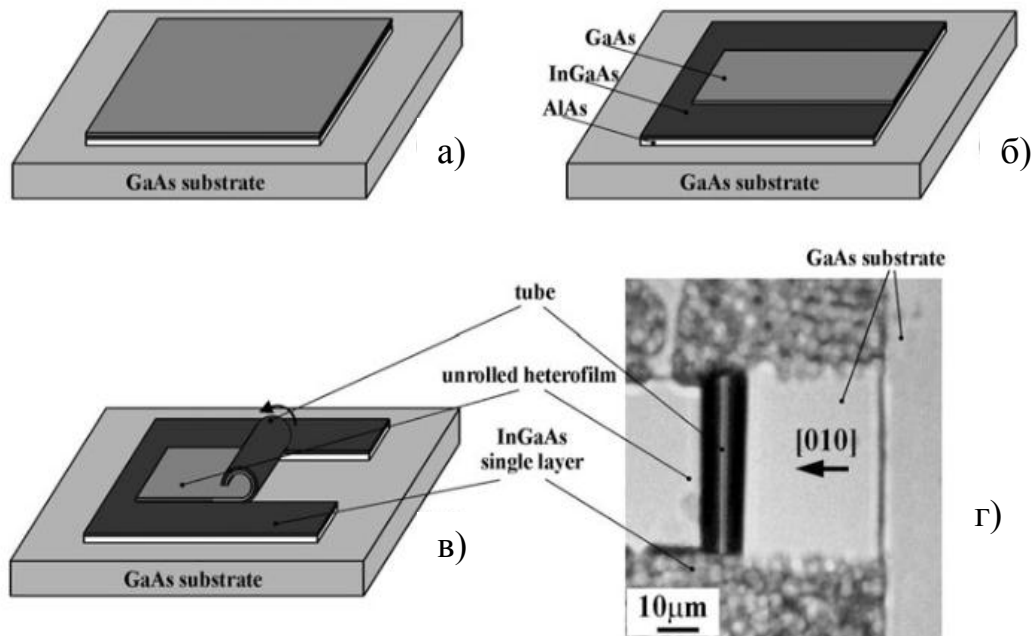


Рисунок 2.9 –Направленное сворачивание напряженной гетеропленки InGaAs/GaAs: а-г) основные этапы процесса [74]

2.8 Численный расчет зонной диаграммы и профиля распределения концентрации электронов

После отделения чувствительной пленки от подложки происходит изменение зонной диаграммы гетероструктуры и возможно ее обеднение. Для локализации электронного газа с заданной концентрацией n_{2D} в квантовой яме после сворачивания нами проводилась оптимизация толщины, расположения и уровня легирования слоёв гетероструктуры. Расчеты дна зоны проводимости и концентрации электронов проводились с помощью программы «1D Poisson», выполняющей численное решение уравнений Шрёдингера и Пуассона. В работах [76, 77] описаны методы самосогласованного решения уравнений Шрёдингера и Пуассона в полупроводниковых гетероструктурах при неравномерном шаге сетки. На основе данных методов авторами была создана свободно-распространяемая программа, которая автоматически рассчитывает зонную диаграмму

полупроводниковой структуры. В данной программе для решения уравнения Шредингера используется хорошо известный конечно-разностный метод, но с переменным шагом сетки для расчета сложных структур на основе гетеропереходов. При этом решение получается в матричной форме,

$$A\psi = \lambda\psi, \quad (2.18)$$

где A - матричный оператор; λ - собственные значения энергии, ψ - волновая функция. Однако применение переменного шага нарушает симметрию матрицы A и поэтому необходимо проводить преобразование матрицы, сохраняющее ее симметрию с помощью введения дополнительного параметра:

$$K_i^2 = (h_i + h_{i-1})/2, \quad (2.19)$$

где h_i и h_{i-1} соседние шаги сетки.

Такой подход решает проблему симметрии матрицы A и позволяет рассчитывать гетероструктуры, содержащие до 500 слоев с помощью программы «1DPoisson». Для расчета структуры необходимо сформировать входной файл, который содержит информацию о полупроводниковой структуре и создается с использованием текстового редактора. Особенностью программы является то, что в базе данных программы заложены физические параметры большинства известных полупроводниковых материалов. Для расчета плоских и изогнутых гетероструктур в текстовых файлах задавались названия и толщины слоев (t) в ангстремах, концентрации носителей заряда, концентрации внедренных дельта слоев (*sheetcharge*), общая толщина структуры и температура (*temp*). Граничные условия определяются поверхностным изгибом зон и в нашем случае высота барьера Шоттки для границы арсенида галлия с воздухом составляет 0.8 эВ, а для границы InAs 0.6 эВ [78]. На Рисунке 2.10 приведен пример файла с описанием параметров изогнутой гетероструктуры, используемых программой для расчета.

```

surface schottky=.8      v1
GaAs      t=150
AlGaAs   t=100  x=.3
sheetcharge=3e12
AlGaAs   t=150  x=.3
sheetcharge=5e11
AlGaAs   t=50  x=.3
GaAs      t=130
AlGaAs   t=50  x=.3
sheetcharge=5e11
AlGaAs   t=50  x=.3
sheetcharge=1.5e12
AlGaAs   t=250 x=.3
GaAs      t=200
InGaAs_GaAs t=200 x=.18
substrate      schottky=.6      v1

fullyionized
v1 0.0
#no holes
schrodingerstart=10
schrodingerstop=1300
ignore danger
temp=300K
dy=10

```

Рисунок 2.10 – Входной текстовый файл с параметрами слоев предложенной гетероструктуры

На Рисунке 2.11 схематически показана GaAs квантовая яма шириной 13 нм в обкладках AlGaAs. В AlGaAs внедрены δ -слои кремния, которые являются поставщиками двумерных электронов в квантовую яму GaAs. С каждой стороны квантовой ямы было задано по два легирующих δ -слоя кремния и в ходе численных расчетов проводилась оптимизация их концентрации.



Рисунок 2.11 – Схематическое изображение квантовой ямы GaAs в обкладках δ -легированного AlGaAs. Пунктирными линиями на рисунке схематически показаны δ -слои кремния

В результате численного расчета были получены зонные диаграммы и концентрационные профили разработанной гетероструктуры. На графиках приведены результаты моделирования для плоской (Рисунок 2.12) и изогнутой полупроводниковой гетеропленки после удаления жертвенного слоя (Рисунок 2.13). Расчёт распределения носителей заряда показывает, что большая часть носителей заряда сосредоточена в прямоугольной квантовой яме GaAs и обеднение чувствительной пленки в процессе освобождения её от подложки не происходит.

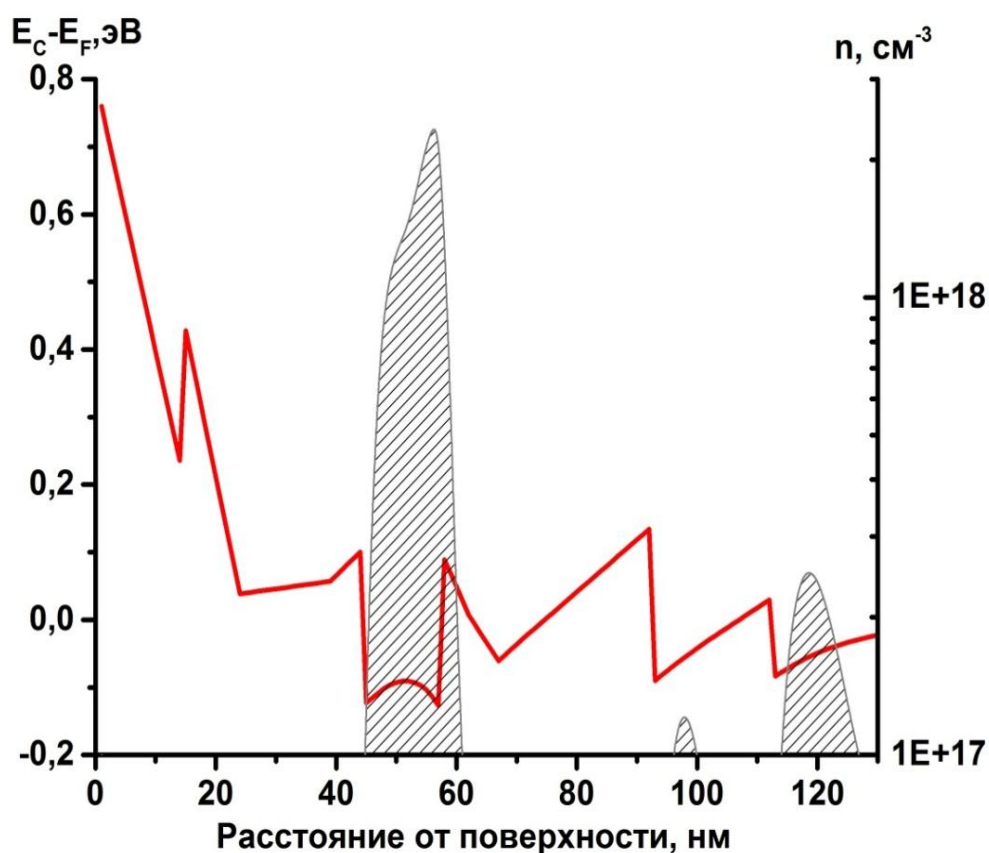


Рисунок 2.12 – Диаграмма зоны проводимости (красная линия) и соответствующее распределение концентрации электронов (заштрихованная область) в плоской гетеропленке

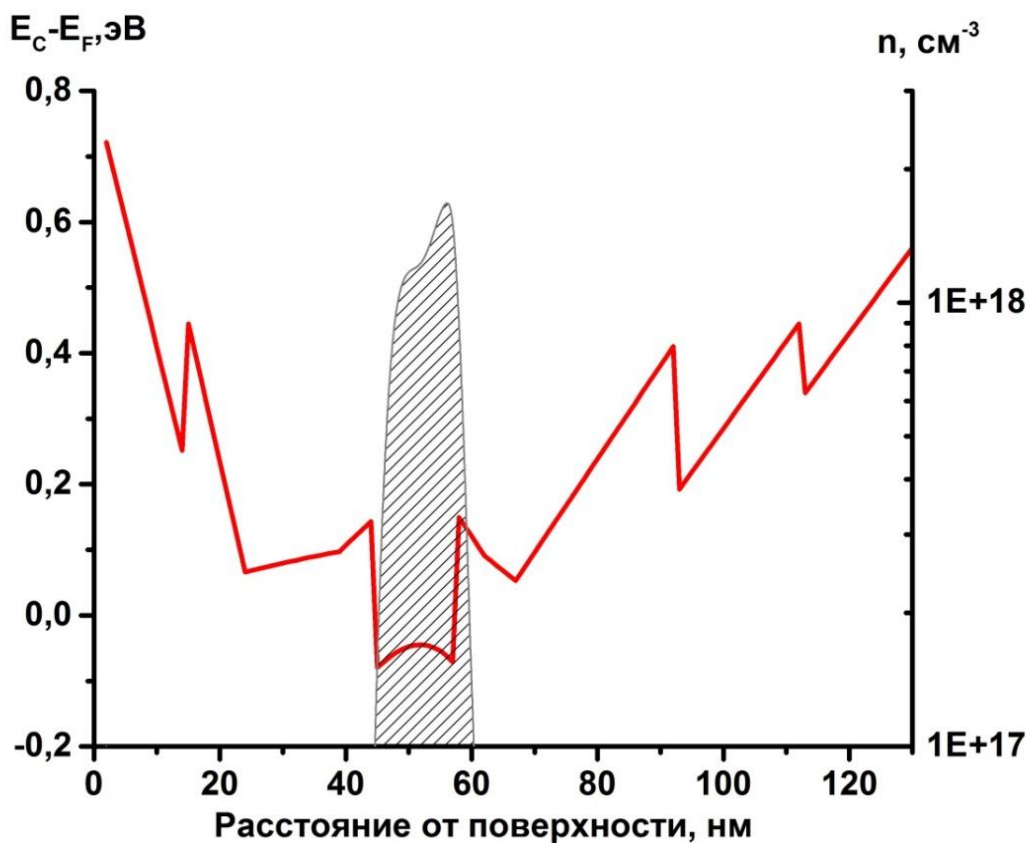


Рисунок 2.13 – Диаграмма зоны проводимости (красная линия) и соответствующее распределение концентрации электронов (заштрихованная область) в освобожденной от подложки пленке

На Рисунке 2.14 приведен результат расчета гетероструктуры с меньшими значениями концентрации носителей заряда во встроенных в AlGaAs δ -слоях. При уменьшении концентрации $<5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ дальних от квантовой ямы дельта слоев происходит полное обеднение гетеропленки (Рисунок 2.14) после ее освобождения от связи с подложкой и в данном случае чувствительная пленка становится непроводящей. Однако и значительное увеличение концентрации двумерных электронов n_{2D} в чувствительной пленке нежелательно, поскольку это будет приводить к пропорциональному уменьшению чувствительности холловского датчика в соответствии с формулами (2.4, 2.5). Оптимальные значения концентрации внедренных δ -слоев в AlGaAs приводились на Рисунке 2.11.

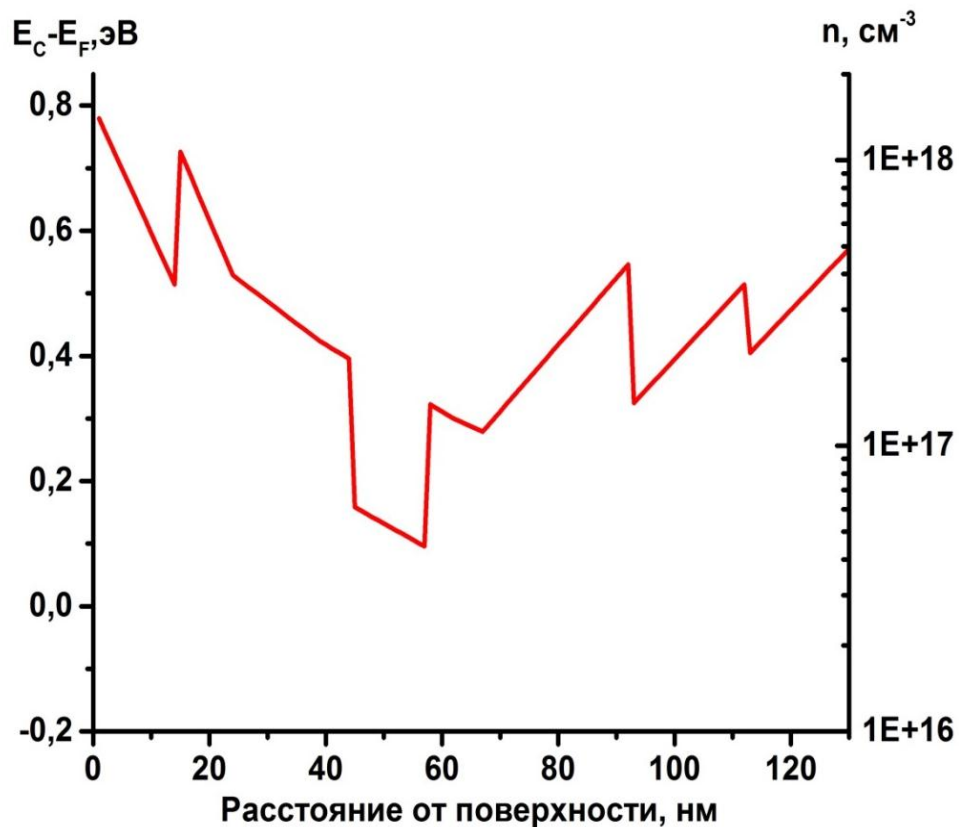


Рисунок 2.14 – Диаграмма зоны проводимости (красная линия) и соответствующее распределение концентрации электронов (заштрихованная область) освобожденной пленке в случае обеднения гетероструктуры

Был проведен расчет распределения электронов в изогнутой гетеропленке при температурах -40°C и 120°C . Результаты расчета представлены на Рисунке 2.15. Температурное изменение концентрации носителей заряда в квантовой яме в заданном диапазоне температур составило менее 5%, что соответствует температурному коэффициенту чувствительности $-0.03\%/^{\circ}\text{C}$.

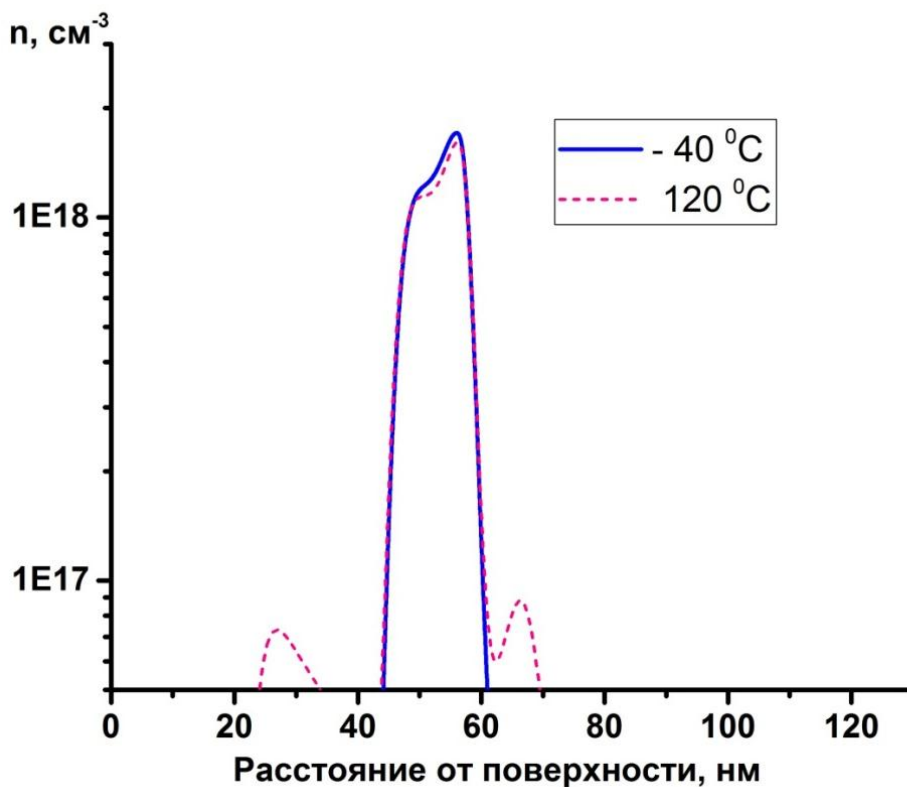


Рисунок 2.15 – Профили распределения концентрации электронов в освобожденной от подложки пленке при температурах -40°C и 120°C

Нами были также рассмотрены альтернативные варианты гетероструктур, и был проведен предварительный расчет зонной диаграммы и распределения носителей заряда в этих гетероструктурах. Одной из перспективных является структура, содержащая треугольную квантовую яму в напряженном слое InGaAs, поскольку значения подвижности электронов в материале $\text{In}_x\text{GaAs}_{1-x}$ превышают значения для GaAs и зависят от концентрации x индия в твердом тройном растворе. Из литературы известно, что при комнатной температуре значения подвижности μ составляют порядка $8500 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$ [79] и $40000 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$ [80] для GaAs и InAs соответственно. На Рисунке 2.16 приведены параметры гетероструктуры и результаты численного расчета гетероструктуры с треугольной квантовой ямой $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$.

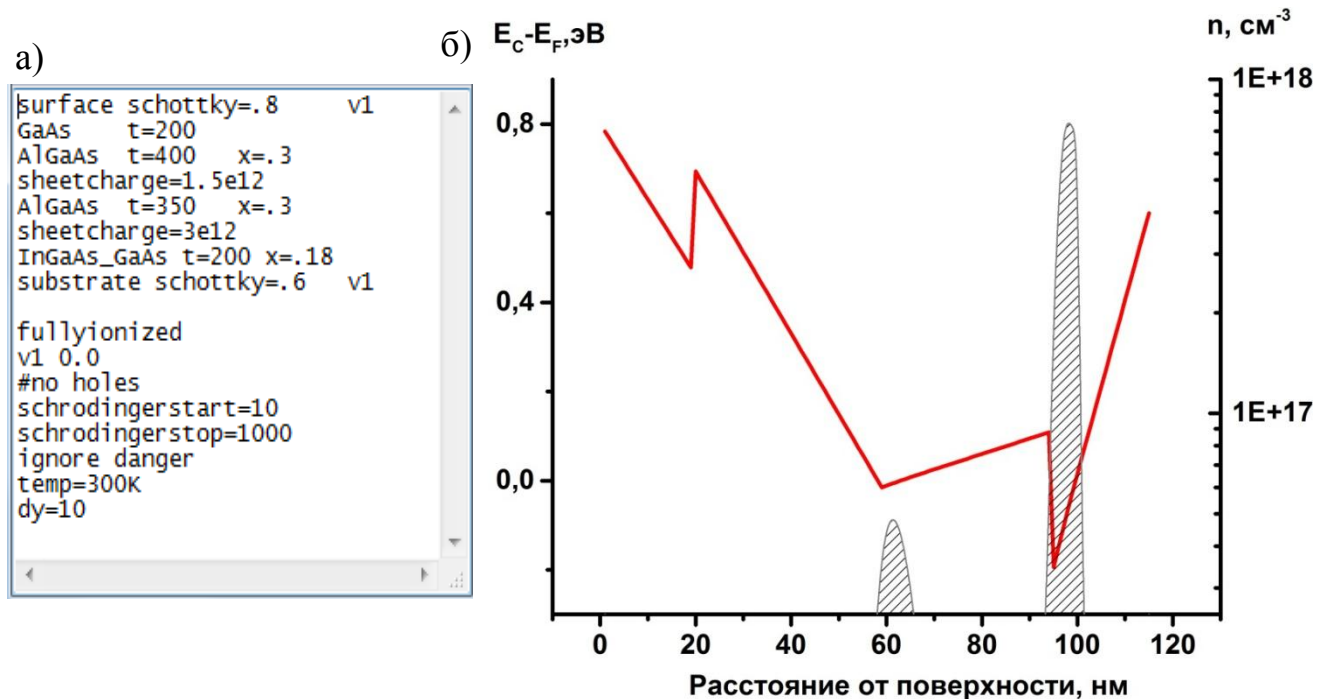


Рисунок 2.16 – Гетероструктура с треугольной квантовой ямой InGaAs: а) входной текстовый файл с параметрами слоев; б) диаграмма зоны проводимости и распределение концентрации электронов в освобожденной от подложки пленке с треугольной квантовой ямой InGaAs

Забегая немного вперед, важно отметить, что полученный нами расчет удовлетворительно описывает экспериментальные данные для изготовленных в работе плоских и изогнутых гетероструктур.

2.9 Расчет радиуса кривизны микротрубок

Для ортогонального расположения двух осей чувствительности датчика магнитного поля на основе одной микротрубки, а также для создания трехосевого датчика с взаимно ортогональным расположением осей чувствительности на основе пары микротрубок, необходимо проводить расчет геометрических параметров холловского мостика внутри стенок микротрубки. Расчет радиуса кривизны позволяет обеспечить необходимую ориентацию нормалей к поверхностям между холловскими парами контактов в процессе сворачивания

(Рисунок 2.17). Ниже приведен проведенный нами расчет радиуса кривизны свертков по формулам (2.13-2.17) для выбранной нами гетероструктуры GaAs/AlGaAs /InGaAs [70], с учетом того, что коэффициент Пуассона пленки равен $\nu = 0.31$, модули Юнга составляют $Y_A = 8.47 \cdot 10^{11}$ дин/см² и $Y_B = 8.02 \cdot 10^{11}$ дин/см², толщины $d_A = 98$ нм и $d_B = 20$ нм, постоянные решетки $a_A = 5.65$ Å и $a_B = 5.72$ Å для слоев GaAs и In_{0.18}Ga_{0.82}As соответственно [81]:

$$d = d_A + d_B = 118 \text{ нм}$$

$$m = \frac{d_A}{d_B} = 4.9$$

$$n = \frac{Y_A}{Y_B} \approx 1$$

$$\Delta a = \frac{(a_A - a_B)}{a_A} \approx 0.01$$

$$R_c = d \cdot \frac{3(1+m)^2 + (1+mn)(m^2 + 1/mn)}{6\Delta a(1+\nu)(1+m)^2} \approx 10 \text{ мкм}$$

Угловая ориентация холловских пар контактов в свою очередь зависит от радиуса кривизны данной микротрубки R_c и рассчитывается по известной формуле длины дуги окружности L :

$$L = \frac{2\pi R_c \alpha}{360^\circ}, \quad (2.20)$$

где α - центральный угол дуги.

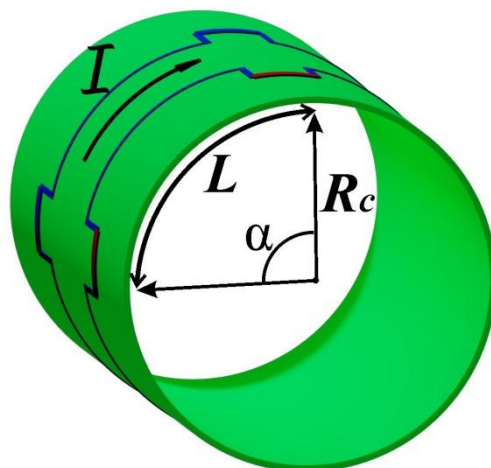


Рисунок 2.17 – Геометрия оболочек, используемая для позиционирования холловских пар контактов

Зная, величину радиуса кривизны микротрубки R_c данной гетероструктуры и что центральный угол дуги α в идеальном случае должен составлять 90° , нами было рассчитано необходимое расстояние между холловскими парами контактов, и оно составило $L = 16$ мкм. Погрешность задания расстояния L составляет ± 1 мкм, поскольку точность, с которой задается расстояние между холловскими парами контактов, определяется промышленной точностью процесса фотолитографии. В свою очередь погрешность задания L будет приводить к отклонению холловских пар контактов от строго ортогональной на угол $\pm 6^\circ$.

Выводы по главе 2

Реализован способ изготовления трехосевых датчиков магнитного поля на основе пары микротрубок GaAs/AlGaAs/InGaAs с чувствительным элементом в форме холловского мостика. Предложенный метод основан на изменении формы и направления осей чувствительности образца в процессе трехмерного микроstructuring с использованием встроенных напряжений. Выполнен расчет и оптимизация модулировано-легированной гетероструктуры, содержащей функциональные слои, такие как напряженный и жертвенный слой. Чувствительный элемент датчика представлен GaAs квантовой ямой шириной 13

нм, находящейся в обкладках тройного твердого раствора AlGaAs, δ -легированного кремнием. Использование в качестве чувствительного элемента квантовой ямы GaAs, содержащей двумерный электронный газ (2DEG), позволяет добиться увеличения чувствительности к магнитному полю до двух порядков по сравнению с использованием объемных слоев полупроводника. Для локализации электронного газа с заданной концентрацией n_{2D} в квантовой яме в квантовой яме после сворачивания проводилась оптимизация толщины, расположения и уровня легирования слоёв гетероструктуры. В результате численного расчета с помощью программы «1DPoisson» были получены зонные диаграммы и профили распределения концентрации электронов используемой гетероструктуры GaAs/AlGaAs/InGaAs. Проведен расчет радиуса кривизны микротрубок для выбранной нами гетероструктуры и он составил $R_c = 10 \pm 1$ мкм. Геометрические размеры холловского мостика были оптимизированы таким образом, чтобы после сворачивания гетеропленки все три холловских перехода лежали в ортогональных плоскостях.

Предлагаемый метод создания трехосевых микродатчиков магнитного поля полностью совместим с планарной технологией, используемой при производстве интегральных схем. Как следствие, возможно размещения на одном чипе с активным элементом датчика магнитного поля схем обработки сигнала (усиление, фильтрация шумов и т.п.), а также изготовление массивов одинаковых трехосевых микродатчиков для измерения пространственного распределения магнитного поля и его градиента. Широкое применение могут найти упрощённые варианты предложенной конструкции датчика, а именно, одна цилиндрическая оболочка с двумя холловскими переходами – в качестве двухосевого датчика магнитного поля (см. Приложение Б).

3 ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ ТРЁХОСЕВЫХ ХОЛЛОВСКИХ ДАТЧИКОВ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ ХАРАКТЕРИСТИК

Данная глава посвящена непосредственно процедуре формирования полупроводниковых микротрубок, содержащих в стенках тонкопленочные холловские датчики. Подробно описываются все этапы фотолитографии и жидкостного травления гетероструктуры, выращенной методом МЛЭ. Предложена методика защиты микротрубок от внешних механических воздействий путем запечатывания их в твердую полимерную матрицу.

В главе описываются экспериментальные установки и методики экспериментов по изучению основных характеристик изготовленных трехосевых холловских датчиков на основе двух микротрубок GaAs/AlGaAs/InGaAs с двумерным электронным газом. В конце главы приведены результаты исследования магнитополевых, угловых и шумовых характеристик изготовленных микродатчиков. На основе полученных данных была определена чувствительность к магнитному полю, минимальный порог чувствительности и нами было продемонстрировано одновременное измерение всех 3-х компонент вектора магнитного поля одним неподвижным микродатчиком. Результаты, полученные в ходе экспериментов опубликованы в работах [82, 83].

3.1 Подготовка образцов

Псевдоморфная напряженная гетероструктура выращивалась в ИФП СО РАН методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs (001). Профиль гетероструктуры схематически изображен на Рисунке 2.7. Поверх буферного слоя GaAs выращивался жертвенный слой AlAs (10 нм) и напряженный слой $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$ (20 нм), затем выращивалась квантовая яма GaAs шириной 13 нм в обкладках $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ (30 нм), δ -легированных кремнием. Поверх данной структуры выращивался защитный слой GaAs (15 нм), который предотвращает окисление нижележащих слоев AlGaAs. Для формирования изогнутых оболочек, содержащих холловские мостики, в данной работе

используется подробно описанный ранее метод направленного сворачивания мезаструктуры, подготовленной в процессе двухуровневой фотолитографии (Рисунок 3.1) [74].

Процедура изготовления включала следующие технологические шаги:

1) Травление "глубокой" мезаструктуры

Для задания стартового края сворачивания чувствительной пленки на поверхности гетероструктуры с помощью оптической литографии была сформирована маска из фоторезиста. Перед травлением с поверхности образца удалялся окисел в водном растворе соляной кислоты $HCl:H_2O$ (1:5) в течение 30 секунд. Жидкостным травлением до подложки (глубина травления $\approx 0,25$ мкм) в растворе $H_3PO_4:H_2O_2:H_2O$ (3:1:50), имеющего скорость травления около $800\text{Å}/\text{мин}$, была получена глубокая мезаструктура (Рисунок 3.1а). Используемый жидкостный травитель является неселективным по отношению к слоям гетероструктуры и удаляет участки гетеропленки, незащищенные маской из фоторезиста. По окончании травления фоторезист удалялся в кипящем ацетоне в течение 3 минут с последующей промывкой в изопропиловом спирте.

2) Травление "мелкой" мезаструктуры

Травление неглубокой мезаструктуры использовалось для формирования чувствительного элемента с холловской конфигурацией контактов. С помощью фотолитографии формировались два холловских мостика, каналы которых ориентированы в ортогональных направлениях $[100]$ и $[010]$, как показано на Рисунке 3.1б. Таким образом, после сворачивания гетеропленки токовый канал холловских мостиков должен оказаться сориентирован перпендикулярно оси микротрубки.

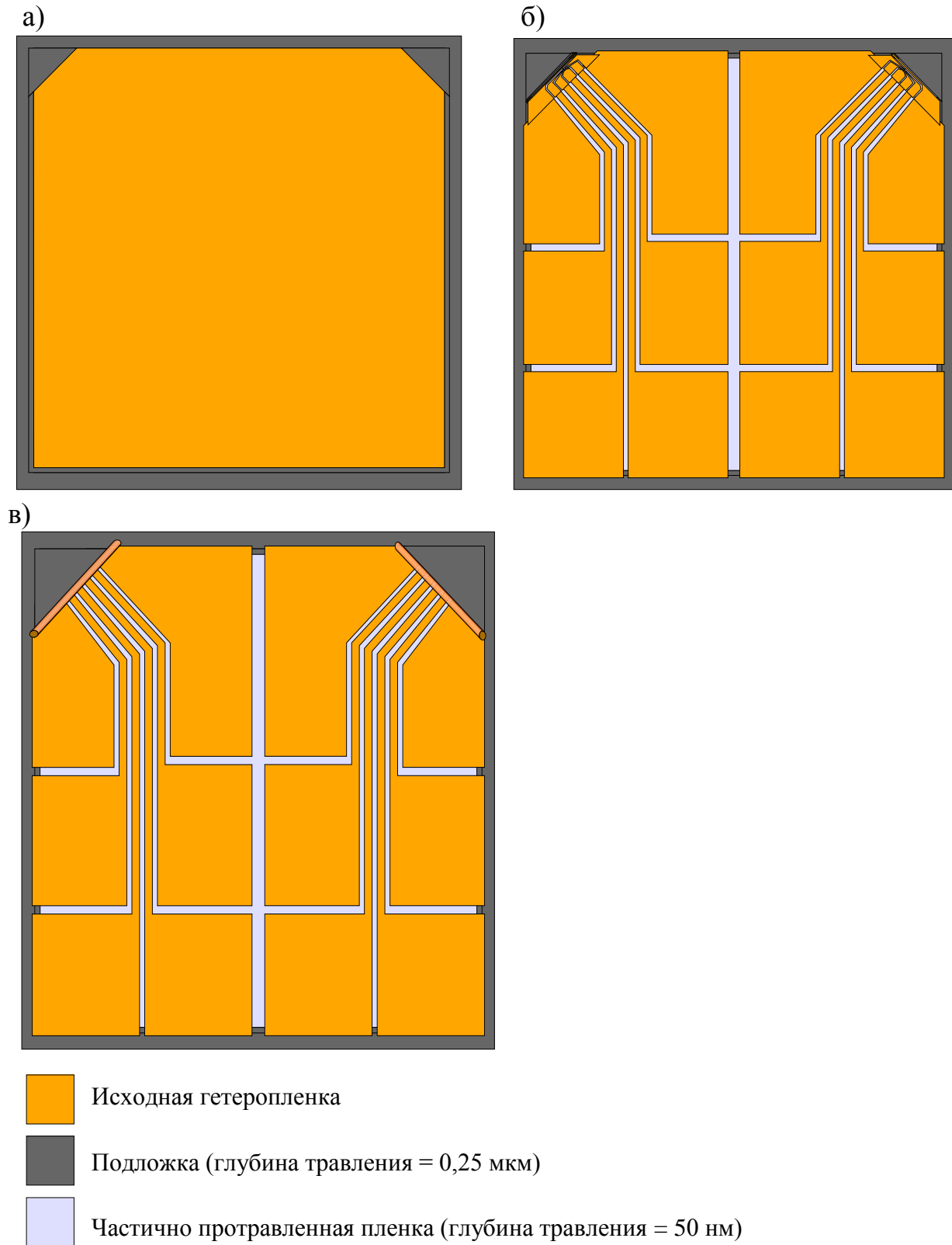


Рисунок 3.1 – Схематическое изображение: а) образца после травления глубокой мезаструктуры; б) образца после травления мелкой мезаструктуры в форме холловского мостика; в) образца после сворачивания напряженной гетеропленки

Схематическое изображение холловского мостика с указанием его геометрических размеров приведено на Рисунке 3.2. Расстояние между холловскими парами контактов составляло $L = 16 \pm 1$ мкм для выбранного радиуса микротрубок, ширина выступов потенциальных контактов $t = 4 \pm 1$ мкм, а ширина канала W холловского мостика в свою очередь варьировалась в диапазоне от 4 до 254 мкм с точностью ± 1 мкм.

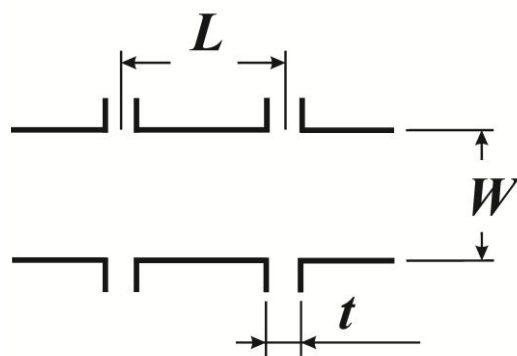


Рисунок 3.2 – Схематическое изображение холловского мостика с указанием его размеров

Перед началом травления неглубокой мезаструктуры с поверхности образца снимался окисел в течение 20 ± 5 секунд в растворе соляной кислоты $HCl:H_2O$ (2:5). Затем в образцах вытравливалась мезаструктура глубиной 50 ± 10 нм в травителе $H_3PO_4:H_2O_2:H_2O$ (3:1:50) в течение 40 ± 5 секунд.

Контроль глубины травления мезаструктуры осуществлялся с помощью сканирующего атомно-силового микроскопа Solver PRO NT-MDT. Метод атомно-силовой микроскопии (АСМ) позволяет определять толщины пленок с точностью вплоть до 0.1 нм. Полученные АСМ-изображения поверхности и профиль высоты вытравленной мезаструктуры приведены на Рисунке 3.3.

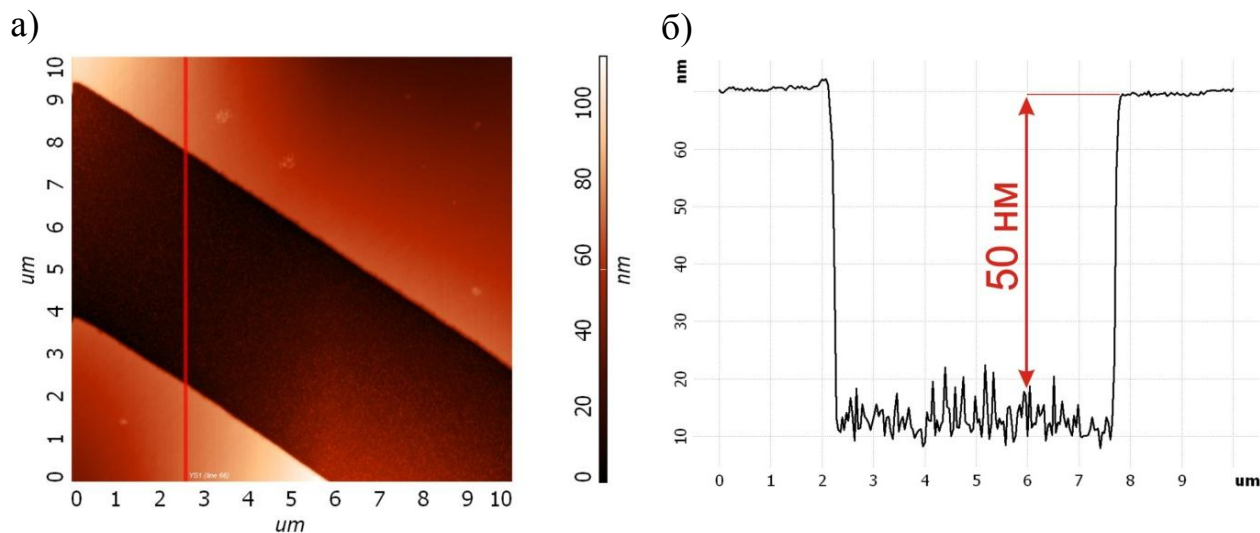


Рисунок 3.3 – Вытравленная изолирующая канавка: а) АСМ-изображение поверхности образца после травления мелкой мезаструктуры; б) профиль высоты полученного АСМ-изображения

Удаление фоторезиста проводилось кипячением в ацетоне в течение 3 минут и последующей промывкой в чистом ацетоне и изопропиловом спирте. Вид образца после травления мелкой мезаструктуры показан на Рисунке 3.4.

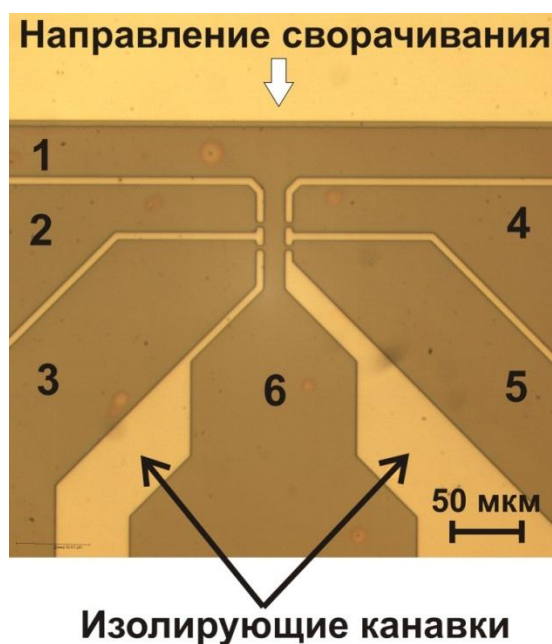


Рисунок 3.4 – Вид сверху плоского образца: 2-4, 3-5 холловские пары контактов; 1-6 токовая пара контактов

3) Сворачивание гетеропленки

Для позиционирования в пространстве всех трех холловских пар контактов необходимо контролировать скорость и селективность травления жертвенного слоя. Формирование микроотрубок осуществлялось в высокоселективном растворе плавиковой кислоты HF. Время, в течение которого проводилось селективное удаление жертвенного слоя, подбиралось таким образом, чтобы все три холловских перехода лежали в ортогональных плоскостях. В идеальном случае угол между нормальными к поверхностям между холловскими парами контактов на одной микроотрубке должен составлять 90° . Если нормаль к одной из поверхностей между парами холловских контактов на второй микроотрубке будет сориентирована под углом 90° по отношению к двум первым нормальным, то мы получим трёхосевой холловский датчик, который схематически изображен на Рисунке 2.5.

После отделения от подложки, литографически подготовленная пленка направленно сворачивалась вдоль направления $[100]$ в свиток с внешним радиусом кривизны $R_c = 10 \pm 1$ мкм. Полученные из эксперимента отклонения радиуса кривизны микроотрубок от расчетного приводят к угловому отклонению осей чувствительности от строго ортогонального на $\pm 10^\circ$. Изображения свернутых микроотрубок, полученные с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), показаны на Рисунке 3.5а, б. На СЭМ-изображениях отчетливо видны литографические особенности образца после проведения двухэтапной фотолитографии. На Рисунке 3.5в показано увеличенное изображение микроотрубки. Стрелками показаны потенциальные контакты холловского мостика внутри стенок микроотрубки. Благодаря анизотропии модуля Юнга в кристаллах III-V, направления типа $\langle 100 \rangle$ являются предпочтительными для сворачивания, поэтому трубки в данных направлениях получаются менее дефектными по сравнению с другими направлениями. В ходе экспериментов нами было показано, что наилучшие угловые характеристики получены в образцах со временем формирования микроотрубок равным 13 секунд. Однако использование данного жидкостного травителя не является строгим технологическим рецептом,

поскольку при данной концентрации и температуре водного раствора HF травление жертвенного слоя AlAs происходит с высокой скоростью (до 8 мкм/с). Изменение времени травления на 0.5 с будет приводить к угловой ошибке ориентации осей чувствительности датчика равной 20°. Достаточно высокая скорость травления в процессе сворачивания обусловлена хорошим доступом травителя из-за изгиба и отклонения напряженной гетеропленки в процессе удаления жертвенного слоя. Для уменьшения скорости травления жертвенного слоя и повышения точности угловой ориентации необходимо использовать растворы с меньшим процентным содержанием HF. Кроме того, понижение температуры жидкостного травителя на каждые 10°C будет снижать скорость травления в 2 раза. Для остановки микроотверстий в заданном месте предпочтительно использовать стоп-слои, состоящие из фоторезистов и полимеров [84]. Нанесение дополнительного препятствия из фоторезиста на пути сворачивания микроотверстий препятствует дальнейшему травлению жертвенного слоя и отгибанию напряженной гетеропленки, а также данный стоп-слой является механическим упором для микроотверстий. Описанный способ достаточно хорошо отработан и позволяет контролировать остановку микроотверстий в заданном месте. Наши пробные испытания подтвердили, что использование стоп-слоя является технологичным решением вышеуказанной проблемы.

Размеры активной области датчика на основе полупроводниковых микроотверстий составляют 500×20×20 мкм, причем потенциально возможно дальнейшее уменьшение размеров датчика и миниатюризация для ряда практических применений.

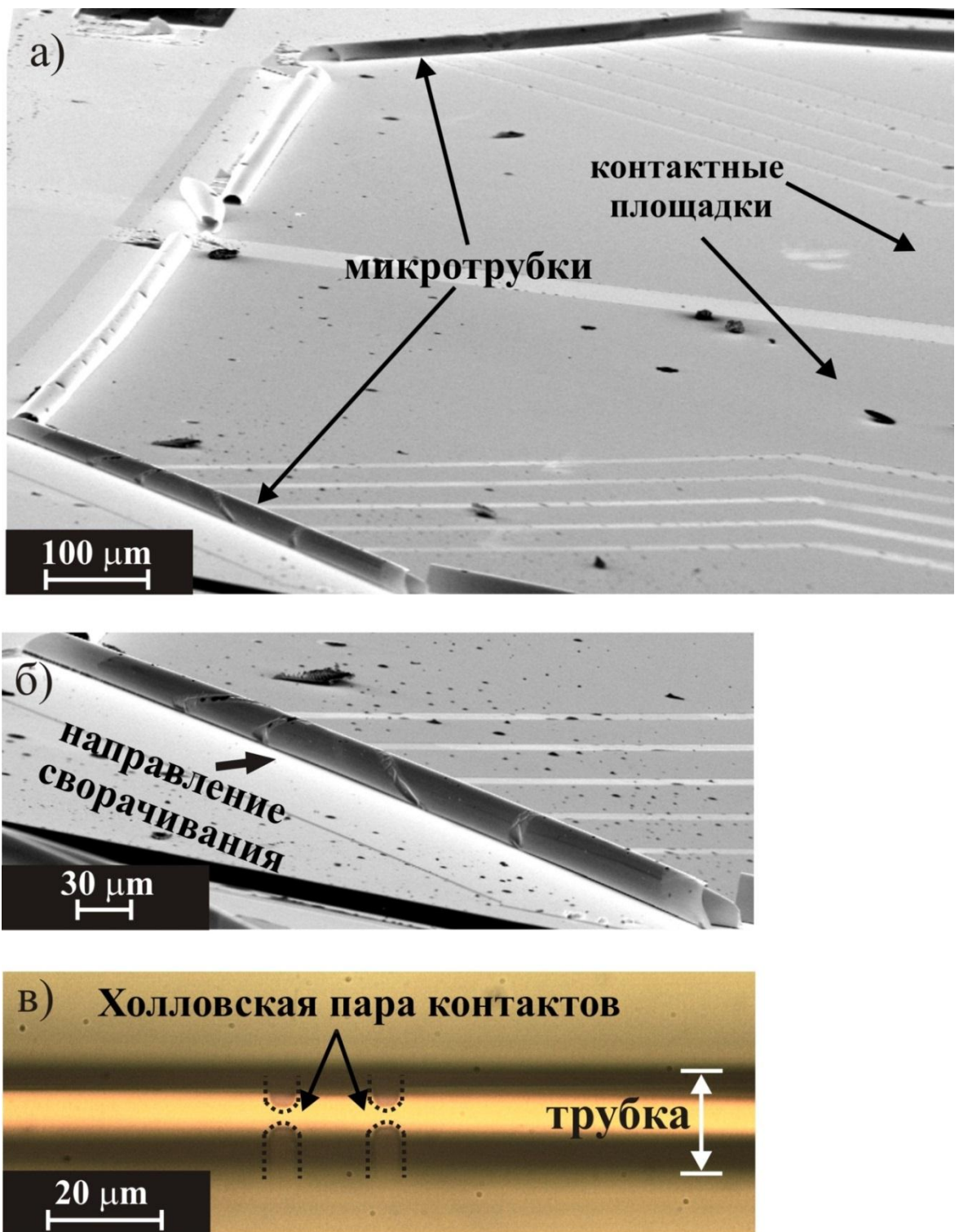


Рисунок 3.5 – Трехосевой холловский датчик: а) СЭМ изображение пары микротрубок, оси которых расположены перпендикулярно друг другу; б) - увеличенное СЭМ изображение цилиндрической оболочки с литографическими особенностями структуры. Стрелка указывает направление сворачивания; в) - фотография (вид сверху) микротрубки. Стрелками показана холловская пара контактов [82]

3.2 Создание омических контактов к образцам

Проблема изготовления высококачественных омических контактов к полупроводниковым образцам существует с тех пор, как началось исследование полупроводников и изготовление приборов на их основе [60]. Для создания контактов необходимо выбирать материал, работа выхода которого меньше, чем у полупроводников n-типа, и больше, чем у полупроводников p-типа. Однако комбинаций пар металл — полупроводник, удовлетворяющих этому требованию, очень мало, тем более что металл должен создавать основную примесь: в полупроводнике n-типа — донорную, p-типа — акцепторную. В нашем случае создание омических контактов сводилось к сплавлению металлического индия в большие контактные площадки после процедуры формирования оболочек.

Омические контакты к образцу формировались следующим способом. В первую очередь проводилась химическая обработка поверхности полупроводниковой гетероструктуры перед нанесением контактов. Необходимо удалить пленку окисла, препятствующую адгезии металла с полупроводником. Мы проводили жидкостное травление окисла на поверхности GaAs с помощью водного раствора соляной кислоты $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}$ (1:5) в течение одной минуты. Затем производилось нанесение кусочков сплава InSn (1:1) на контактные площадки образца с помощью паяльника с последующим отжигом при температуре 450°C в атмосфере аргона. При данной температуре сплав диффундирует на достаточную глубину, и возникает омический контакт металла с полупроводником.

Наиболее простым и распространенным способом оценки качества изготовленных контактов является снятие вольт-амперных характеристик при двух противоположных направлениях тока. Отклонение формы вольт-амперной характеристики от линейной свидетельствует о неомичности контакта. Все исследуемые образцы подвергались контролю качества контактов и во всех образцах нам удавалось добиться линейности вольт-амперных характеристик при величине постоянного тока не превышающей $I=150$ мкА. Сопротивление R , характерное для наших структур, составляло порядка 50 кОм. Данное значение

сопротивления было получено по двухзондовой методике, поэтому оно включает в себя, кроме сопротивления структуры, еще сопротивление контактов.

Чтобы обеспечить возможность снятия характеристик в измерительном держателе, к вожжённным контактам припаивались медные проволочки, покрытые серебром (Рисунок 3.6). Диаметр проволочек составлял $d=60$ мкм. Непосредственно для проведения измерений в магнитном поле образец устанавливался в держатель и был сориентирован должным образом (например, чтобы ось одной микротрубки совпала с осью вращения держателя, а, соответственно, ось второй оказалась сориентирована перпендикулярно оси вращения) и припаивался к контактными полям держателя.

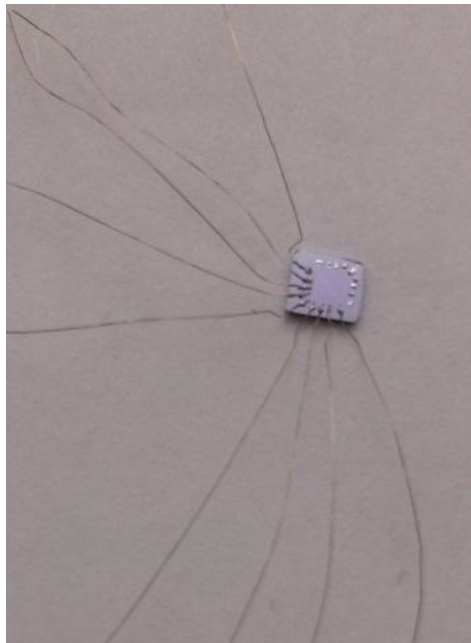


Рисунок 3.6 – Типичный внешний вид образца после припаивания металлических проводников

3.3 Экспериментальная установка для проведения магнитопольевых измерений

Для исследования характеристик сформированных трехосевых датчиков магнитного поля в работе использовалась экспериментальная установка, внешний вид которой показан на Рисунке 3.7.

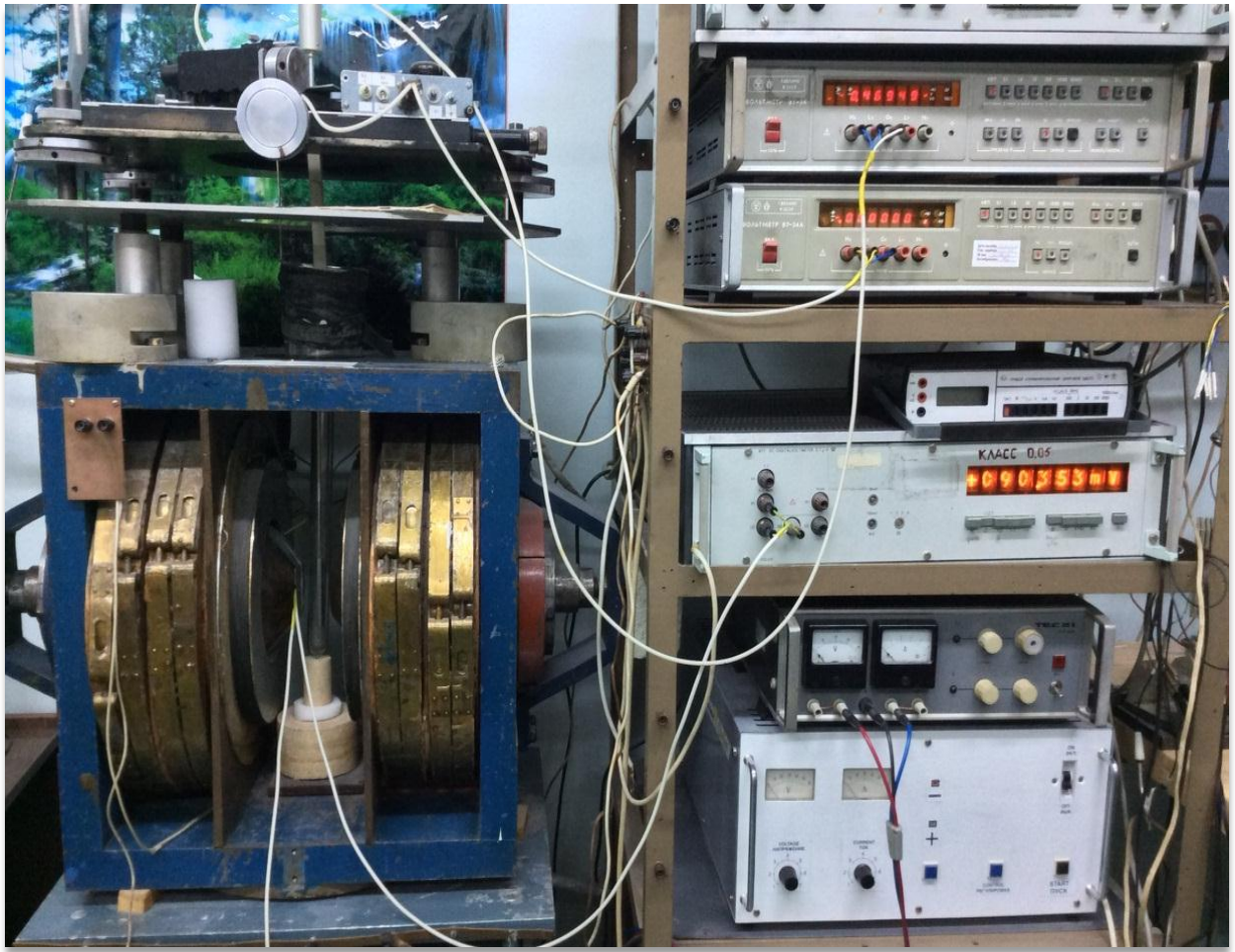


Рисунок 3.7 – Внешний вид экспериментальной установки для проведения магнитопольевых и угловых измерений

Схема измерительной установки приведена на Рисунке 3.8. В данной схеме источник постоянного тока **ИТ** подключен к обмоткам электромагнита (**1**), между полюсами которого величина магнитного поля могла варьироваться в диапазоне $B = \pm 1.1$ Тл. Измерение внешнего магнитного поля, создаваемого электромагнитом, осуществлялось с помощью холловского преобразователя (**2**) ИМ102А-1 отечественного производства **ООО НПФ «Сенсор»**, абсолютная чувствительность которого составляет 664 мВ/Тл при токе равном 100 мА. Данные преобразователи имеют коэффициент нелинейности менее 2% и обычно используются в установках для измерения величины магнитной индукции, для измерения параметров магнитных материалов, в измерителях топографии поля магнитных систем, в приборах для измерения линейных и угловых перемещений.

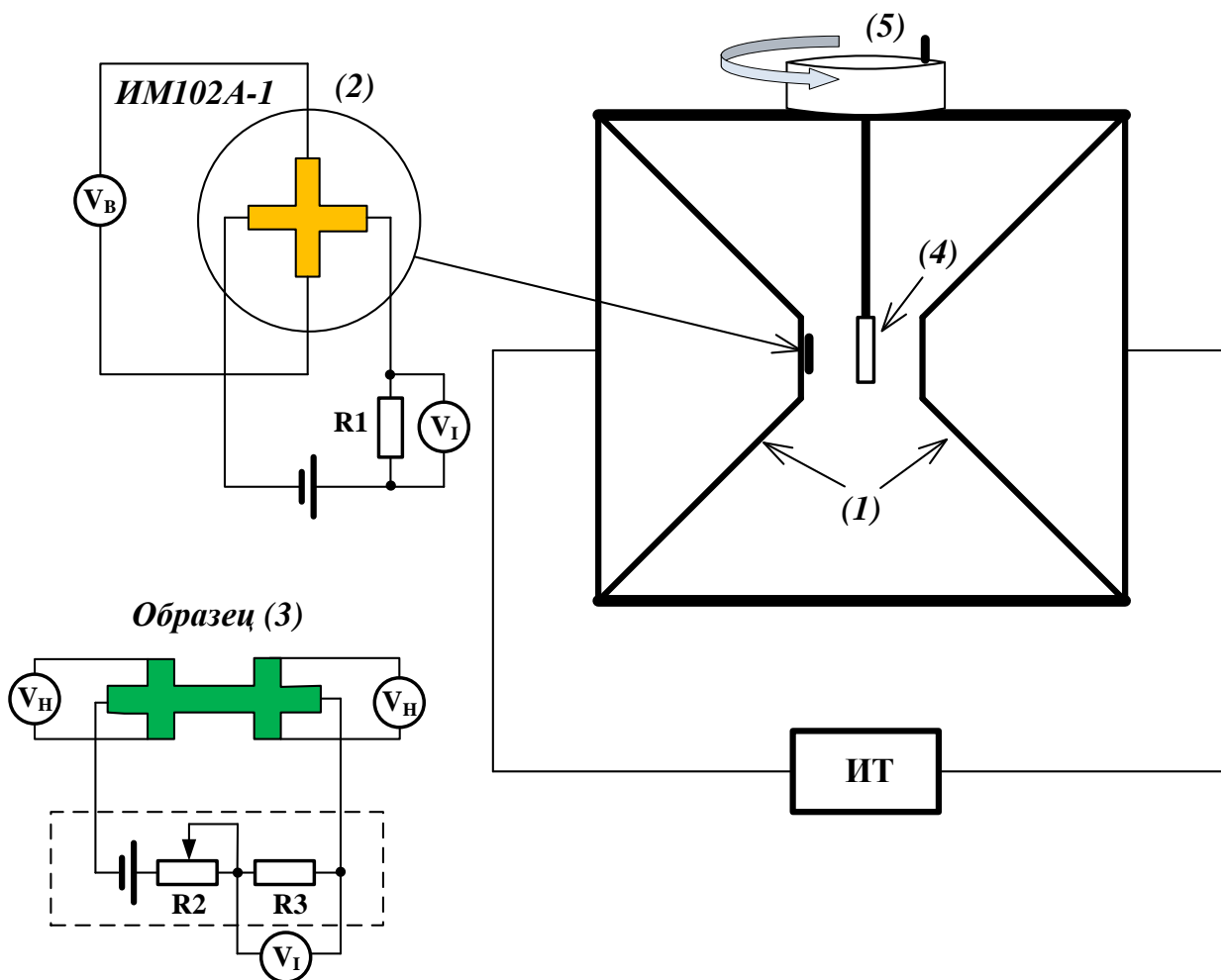


Рисунок 3.8 – Принципиальная схема измерительной установки: 1 - полюса электромагнита; 2 – преобразователь Холла ИМ102А-1 для измерения магнитного поля; 3 – исследуемый образец; 4 – держатель с исследуемым образцом; 5 – поворотное устройство

В качестве источника постоянного тока через образец (3) использовалась гальваническая батарея, поскольку именно химические источники тока обладают самым низким уровнем собственных шумов. Необходимая величина тока через исследуемый образец задавалась в ходе эксперимента с помощью переменного резистора $R2$. Гальваническая батарея напряжением 9 Вольт и токоограничивающий переменный резистор $R2$ размещались в отдельном металлическом корпусе для предотвращения внешних наводок и помех. Для

проведения магнитополевых и угловых измерений при комнатной температуре и в темноте исследуемый образец помещался в держатель (4) и с помощью поворотного механизма (5) ориентировался под нужным углом по отношению к линиям внешнего магнитного поля. Холловская ЭДС V_H с холловских пар контактов измерялась с помощью цифровых вольтметров В7-34 с основной погрешностью не более 1% на пределе измерения 0.1 В. Холловское сопротивление R_H находили путем деления измеренной холловской ЭДС на величину тока через образец.

3.4 Измерение магнитополевых зависимостей

На первом этапе эксперимента проводились измерения зависимости холловской ЭДС от магнитного поля для плоского и изогнутого холловского мостика. Как было рассмотрено выше, из магнитополевых зависимостей по наклону прямых может быть определена такая важнейшая характеристика датчиков, как чувствительность к магнитному полю. Более того, могут быть определены электрофизические параметры полупроводниковой гетероструктуры, такие как концентрация и подвижность носителей заряда.

Образец помещался в измерительный держатель, который размещался между полюсов электромагнита. При этом образец ориентировался таким образом, что направление создаваемого им магнитного поля было перпендикулярно всей поверхности образца в случае плоской гетероструктуры, либо было направлено перпендикулярно одной из холловских пар контактов в случае изогнутой гетероструктуры, как показано на Рисунке 3.9.

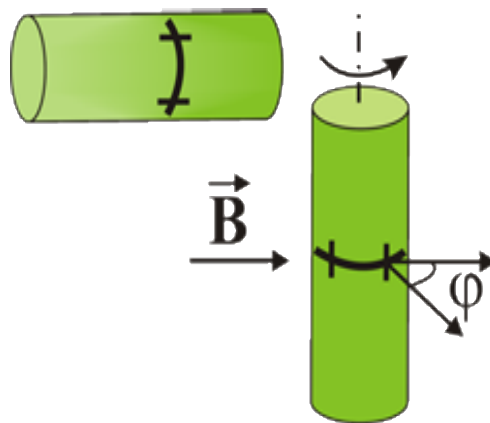


Рисунок 3.9 – Геометрия эксперимента в случае образца с микротрубками

В ходе магнитопольных измерений величина постоянного тока через образец варьировалась в диапазоне от 25 мкА до 150 мкА. На Рисунке 3.10 представлен характерный вид зависимостей холловской ЭДС V_H от величины магнитного поля для одной из холловских пар контактов изогнутого мостика при различных токах через образец. Как ожидалось, зависимости на графике линейны во всём диапазоне магнитных полей, а их наклон растет пропорционально увеличению тока через образец. Нами приводятся результаты измерений только для изогнутого холловского мостика, поскольку магнитопольные зависимости для плоского и изогнутого мостиков имели одинаковый вид с разницей только в наклонах прямых. Продольное сопротивление образцов, измеренное в направлении $\langle 100 \rangle$ в отсутствии внешнего магнитного поля, составляло $R_{xx} = (500 \pm 20) \frac{\text{Ом}}{\text{кВ}}$ и $R_{xx} = (980 \pm 30) \frac{\text{Ом}}{\text{кВ}}$ для плоской и изогнутой гетероструктуры соответственно.

Из результатов магнитопольных измерений холловской ЭДС (Рисунок 3.10) была определена чувствительность к магнитному полю изготовленных плоских и изогнутых холловских мостиков. Абсолютная чувствительность была определена по наклону прямых, полученных в результате линейной аппроксимации экспериментальных точек на графике, и она составила $S_A = (58 \pm 2) \frac{\text{мВ}}{\text{Тл}}$ в случае плоского мостика и $S_A = (70 \pm 2) \frac{\text{мВ}}{\text{Тл}}$ в случае изогнутого мостика при токе $I = 150$ мкА. Относительная чувствительность к магнитному полю составила

$S_I = (386 \pm 12) \frac{\text{Ом}}{\text{Тл}}$ и $S_I = (470 \pm 14) \frac{\text{Ом}}{\text{Тл}}$ для плоского и изогнутого холловского мостика соответственно.

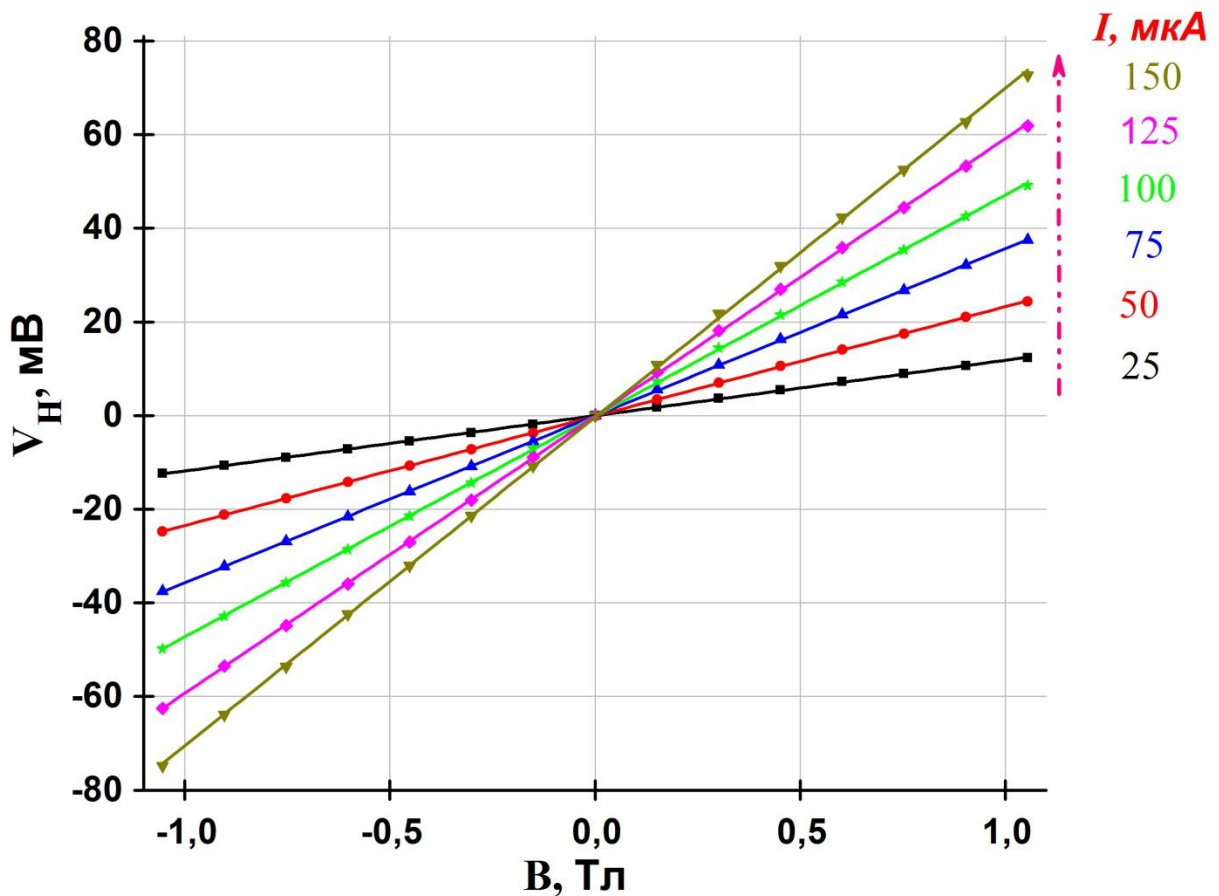


Рисунок 3.10 – Зависимость холловской ЭДС от магнитного поля изогнутого холловского датчика при различных токах через образец [82]

По наклону прямых была определена чувствительность для каждой потенциальной пары контактов холловского мостика внутри одной микротрубки. Разброс чувствительности для двух пар холловских контактов внутри одного мостика составлял менее 2%, что свидетельствует об отсутствии флуктуаций электрических параметров гетеропленки и о высокой однородности полупроводниковой гетероструктуры, выращенной методом МЛЭ.

Значения концентрации двумерных электронов n_{2D} , полученные из наклона магнитопольных зависимостей, и значения подвижности μ вдоль направлений типа $\langle 100 \rangle$ составили $n_{2D} = 1.62 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $\mu = 7700 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$ и $n_{2D} = 1.33 \cdot$

10^{12}см^{-2} , $\mu = 4700 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$ для плоской и изогнутой гетероструктуры соответственно. Полученные результаты объясняются тем, что после сворачивания чувствительной гетеропленки происходит увеличение сопротивления структуры и уменьшение концентрации n_{2D} из-за поверхностного изгиба зон вследствие возникновения у структуры второй открытой поверхности со стороны подложки. Сравнивая результаты для планарных мостиков и образцов со свернутыми микротрубками, можно сделать вывод, что сворачивание гетеропленки приводит к увеличению чувствительности датчика на 20% за счет соответствующего уменьшения концентрации носителей заряда. Большим преимуществом использования тонкопленочного чувствительного элемента на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs/InGaAs является его низкое энергопотребление. По оценкам потребляемая датчиком мощность $P_{\text{потр}}$ при токе через датчик 100 мкА и сопротивлении образца $R=50$ кОм составляет величину 0.5 мВт. По формуле (1.1) была определена величина магнитного поля, создаваемого током протекающим через образец, и она составила $B_I = 1.2$ мкТл при величине тока равной 100 мкА.

Отличие формы холловских пар контактов от идеально плоской, как показано на Рисунке 3.11, соответственно приводит к снижению измеряемой холловской ЭДС V_H . После изгиба холловских мостиков среднее значение нормальной к поверхности компоненты вектора магнитного поля B в области холловского перехода меньше, чем величина внешнего поля B_0 :

$$\langle B \rangle = \langle B_0 \cos \beta \rangle, \quad (3.1)$$

где β – половина угла дуги потенциального контакта.

Для исследованных образцов это снижение холловской ЭДС составляет величину менее 0.7%. Таким образом, в ходе измерения холловской ЭДС можно пренебречь изгибом гетеропленки в области потенциальной пары контактов и датчик можно считать плоским.

$$\frac{\Delta V_H}{V_{H0}} = 1 - \langle \cos \beta \rangle \left| \frac{t}{2R_c} \right| = 1 - \left(\frac{2R_c}{t} \right) \sin \left(\frac{t}{2R_c} \right), \quad (3.2)$$

где t – длина дуги, численно равная ширине потенциальных контактов 4 мкм.

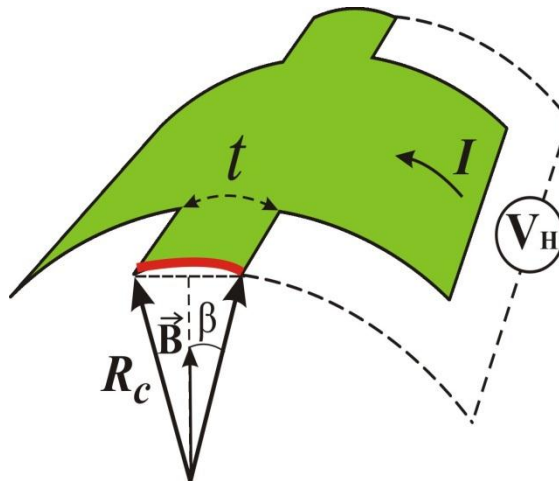


Рисунок 3.11 – Схематическое изображение изогнутой потенциальной пары контактов

3.5 Измерение угловых характеристик трёхосевого холловского датчика

После изготовления трехосевых датчиков магнитного поля на основе пары микротрубок нами исследовались зависимости холловской ЭДС от угла поворота датчика. Образец с двумя микротрубками помещали в постоянное магнитное поле величиной $B=1$ Тл, и вращали вокруг оси одной из микротрубок с шагом в $15 \pm 1^\circ$, как показано на Рисунке 3.9, и в результате нами были получены зависимости холловской ЭДС от угла поворота φ .

На Рисунке 3.12 приведены холловские напряжения V_{H1} , V_{H2} и V_{H3} , измеренные как функции поворота образца на угол φ вокруг оси Y. Из графика видно, что зависимости $V_{H1}(\varphi)$ и $V_{H2}(\varphi)$ представляют собой синусоиды равной амплитуды, сдвинутые по фазе на 90° , что подтверждает ортогональную ориентацию соответствующих холловских пар контактов. В то же время

холловское напряжение для третьего чувствительного элемента V_{H3} практически не зависит от угла поворота φ , то есть, вектор внешнего магнитного поля с хорошей точностью лежит в плоскости соответствующей холловской пары контактов. По оценке отклонение для третьей оси датчика составляет величину менее 4° . Вращение образца вокруг других координатных осей даёт аналогичные результаты с соответствующей сменой измеряемых холловских напряжений. Типичный разброс угловой ориентации осей чувствительности изготовленных датчиков в экспериментах составлял $\pm 10^\circ$.

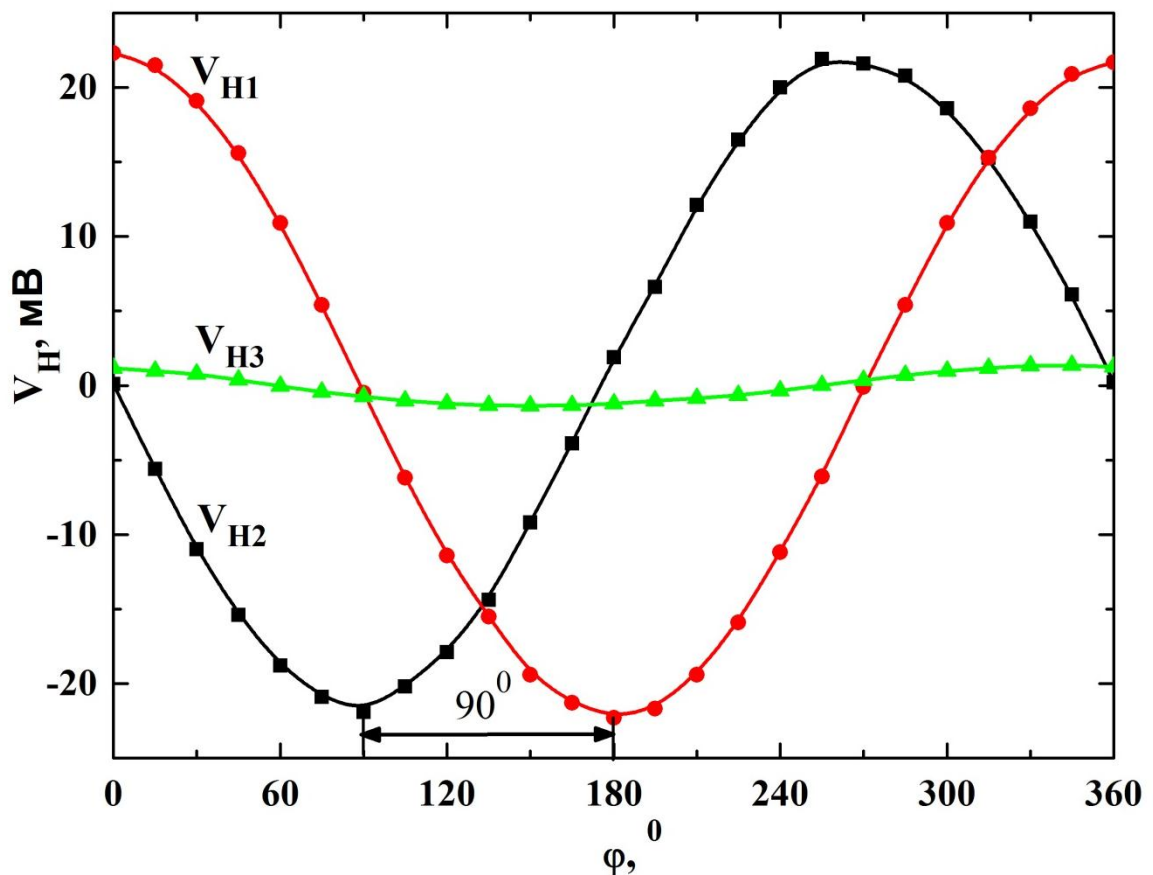


Рисунок 3.12 – Угловые зависимости холловской ЭДС трёхосевого холловского датчика ($B=1$ Тл) [82]

Для того чтобы убедиться, что зависимости действительно имеют форму синусоид, на экспериментальные зависимости холловской ЭДС от угла поворота $V_{H1}(\varphi)$ нами был наложен график функции синус. Параметры функции синус (фаза, период и амплитуда) подбирались таким образом, чтобы график функции

совпал с кривой $V_{H1}(\varphi)$, измеренной в ходе эксперимента. Результаты подгонки показаны на Рисунке 3.13. Из графика видно, что получено хорошее совпадение форм экспериментальных кривых с функцией $\sin(\varphi)$. Полученный результат говорит об отсутствии случайных ошибок, связанных с вращением и вибрацией при измерении холловской ЭДС в ходе эксперимента, а также том, что форма холловских переходов действительно близка к идеальной планарной, несмотря на изгиб мостика.

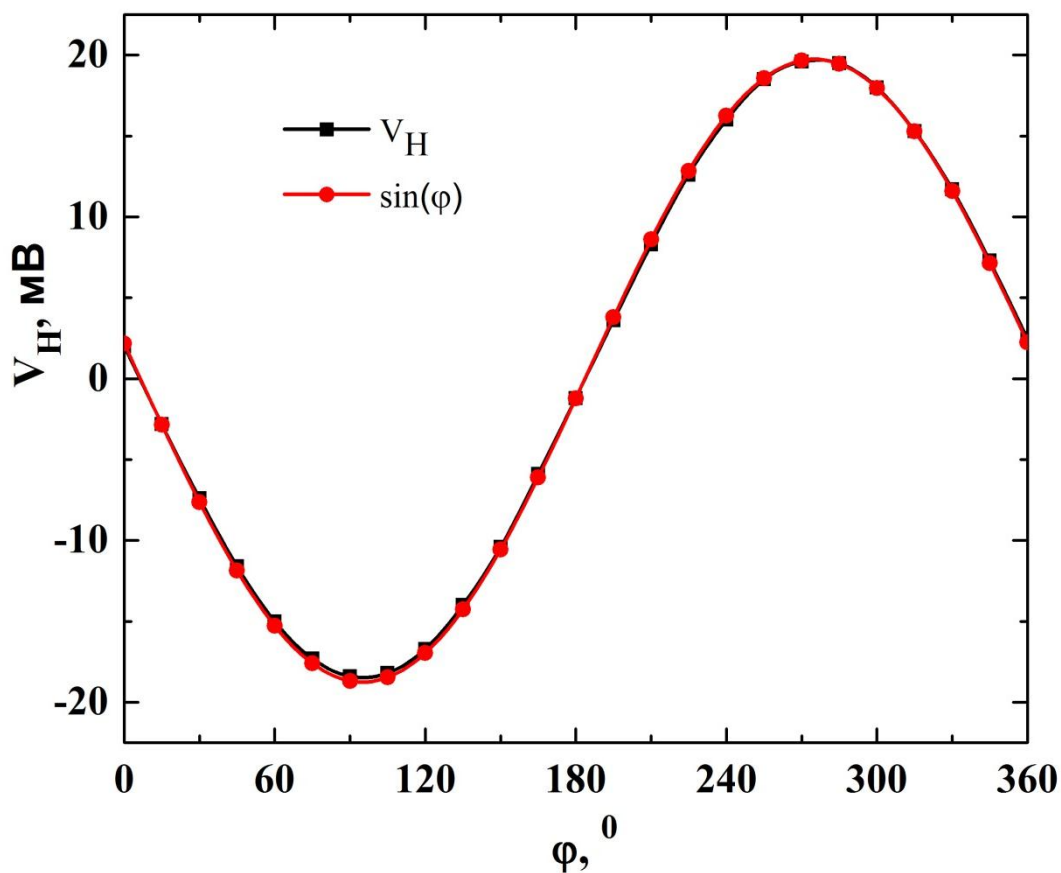


Рисунок 3.13 – Сравнение форм экспериментальной кривой ($B=0.75$ Тл) и сдвинутой по фазе функции синуса

3.6 Оптимизация ширины токового канала холловского элемента

Абсолютная чувствительность датчика зависит от тока, протекающего через холловский мостик: увеличение ширины мостика приводит к увеличению тока через датчик, что в свою очередь будет приводить к увеличению абсолютной

чувствительности. В то же время увеличение ширины мостика может приводить к уменьшению относительной чувствительности вследствие несоблюдения условия длинного образца [60]. Это связано с эффектами закорачивания холловского напряжения, которые были рассмотрены нами ранее и являются достаточно хорошо изученными на планарных структурах. Однако транспортные свойства двумерного электронного газа в микротрубках существенно отличаются от планарного случая. Поэтому важно провести оптимизацию ширины канала изогнутого холловского мостика. Эффективное магнитное поле в случае микротрубки имеет синусоидальную зависимость от координаты y вдоль канала холловского мостика (Рисунок 3.14):

$$B = B_0 \sin\left(\frac{y}{R}\right) \quad (3.3)$$

Известно, что в изогнутых мостиках в присутствии градиента магнитного поля происходит отклонение линий тока в образце. Причем отличительной особенностью в таком случае является экспоненциальная зависимость плотности тока от поперечной координаты, названная статическим скин-эффектом (ССЭ) [85].

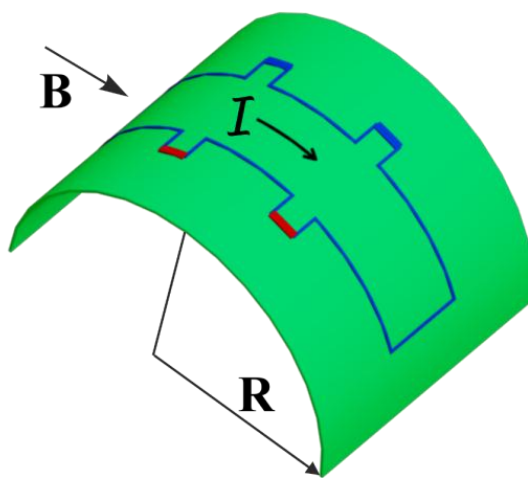


Рисунок 3.14 – Схематическое изображение изогнутого холловского мостика, находящегося в градиенте магнитного поля

Ранее было показано, что при температурах 300 мК и ниже продольное сопротивление зануляется вдоль одной из граней изогнутого в микротрубку образца [62] на основе гетероструктуры с двумерным электронным газом.

Нами был произведен дизайн литографических масок с различной шириной холловских мостиков (Рисунок 3.15). Затем проводились магнитопольевые измерения холловской ЭДС на образцах со свернутыми в микротрубки холловскими мостиками с шириной канала $W = 4, 8, 16, 32, 64, 128 \pm 1$ мкм. Образец помещался в магнитное поле и был сориентирован таким образом, чтобы магнитное поле было направлено перпендикулярно одной из холловских пар контактов, как и в обычном случае.

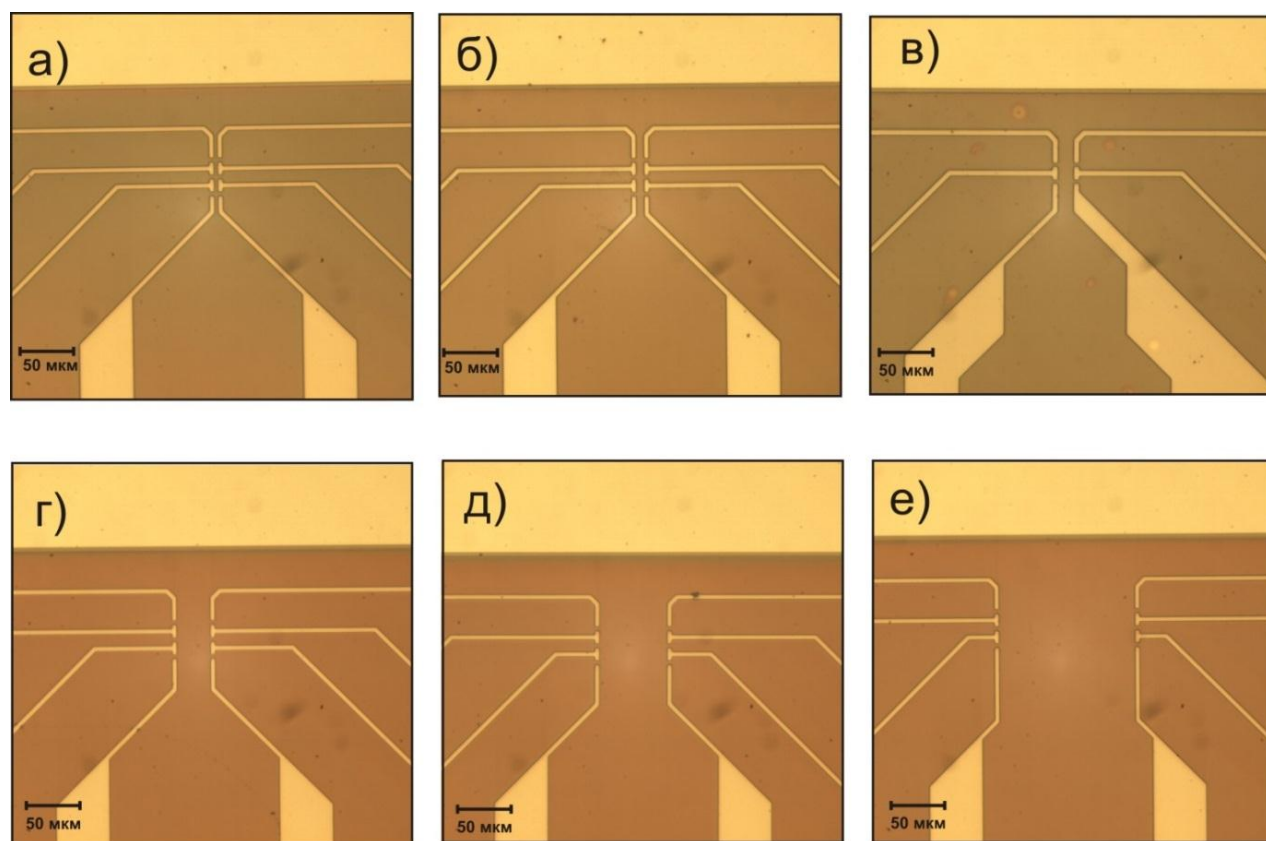


Рисунок 3.15 – Плоская литографически подготовленная мезаструктура в форме холловского мостика шириной: а) $W=4$ мкм; б) $W=8$ мкм; в) $W=16$ мкм; г) $W=32$ мкм; д) $W=64$ мкм; е) $W=128$ мкм

Результаты проведенных измерений относительной чувствительности представлены на Рисунке 3.16. Из графика зависимости относительной чувствительности от ширины канала холловского мостика видно, что увеличение ширины более 32 мкм приводит к значительному (более чем в 2 раза) уменьшению относительной чувствительности. В ходе эксперимента было обнаружено, что при ширине холловского мостика 8 и 4 мкм происходит боковое обеднение структуры по ширине. Таким образом, проводить магнитопольные измерения на узких образцах было невозможно. В результате можно сделать вывод, что оптимальная ширина холловского мостика лежит в пределах $W=16\div 32$ мкм.

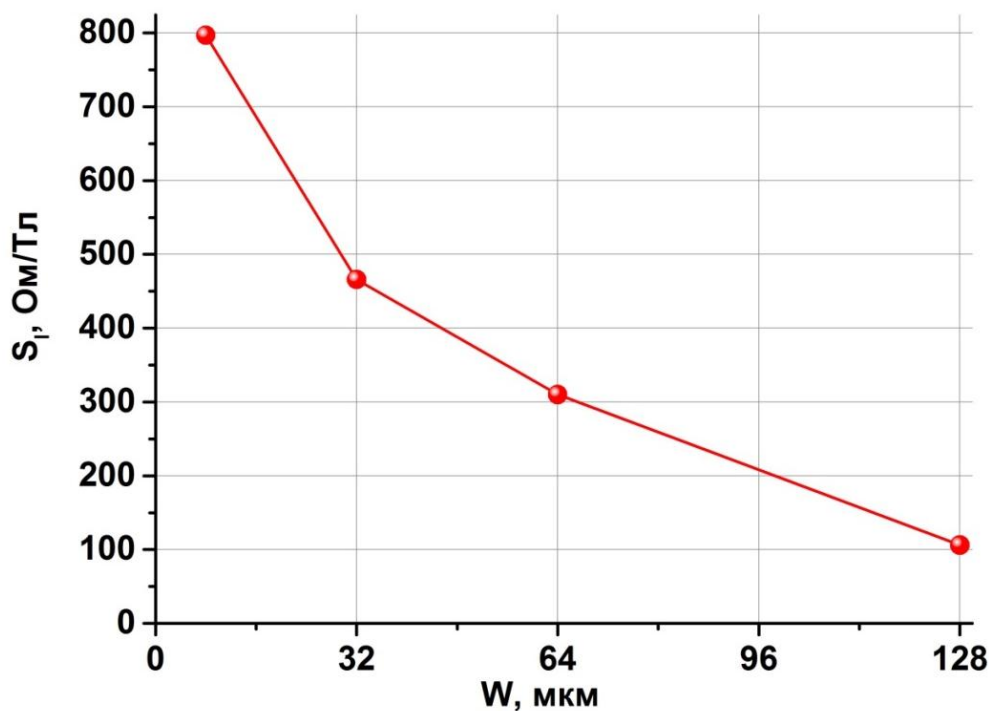


Рисунок 3.16 – Зависимость относительной чувствительности к магнитному полю от ширины изогнутого холловского мостика

3.7 Методика измерения шумовых характеристик

Для измерения холловского напряжения в малых магнитных полях использовалась система колец Гельмгольца, которая позволяет создавать однородное магнитное поле. Кольца Гельмгольца представляют собой две соосно

расположенные катушки, расстояние между которыми равно среднему их радиусу. Внешний вид изготовленной системы катушек приведен на Рисунке 3.17.

Магнитное поле, создаваемое кольцами Гельмгольца, используемыми в данной работе, пропорционально току I_{coil} , пропускаемому по обмоткам колец:

$$B = 7.29 * I_{coil} \quad (3.4)$$

В ходе измерений холловского напряжения магнитное поле варьировалось от 0 до 15 мТл, измерения проводились при комнатной температуре.

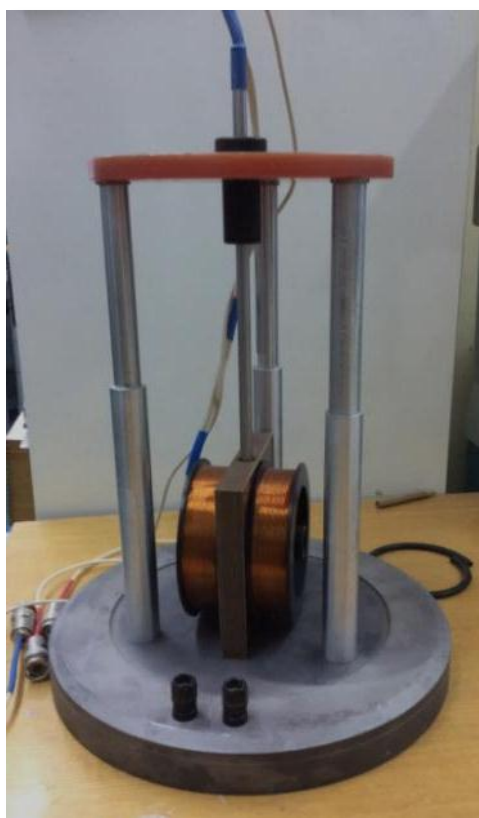


Рисунок 3.17 – Внешний вид изготовленной системы колец Гельмгольца

Для определения шумовых параметров холловских мостиков проводились измерения спектральной плотности шума $S_{NT}(f)$ [86]. Измерительная схема состоит из специально разработанного низкошумящего источника постоянного тока на основе химического гальванического элемента, исследуемого холловского мостика, инструментального усилителя и анализатора спектра (Рисунок 3.18). Измерения спектральной плотности шума проводились с помощью анализатора

спектра SR 785 в диапазоне частот 0.5 Гц - 102 кГц. В эксперименте измеряемый спектр усреднялся 10 раз. Сигнал с образца предварительно усиливался с помощью инструментального усилителя AD 8427. Усилитель AD 8427 производства Analog Devices имеет сверхнизкое значение шума на входе $1 \text{ нВ/Гц}^{1/2}$ на частоте $f = 1 \text{ кГц}$ и коэффициент усиления $G = 62 \text{ дБ}$. В ходе экспериментальных измерений шумовых характеристик образцов собственным шумом инструментального усилителя пренебрегали ввиду его низкого значения.

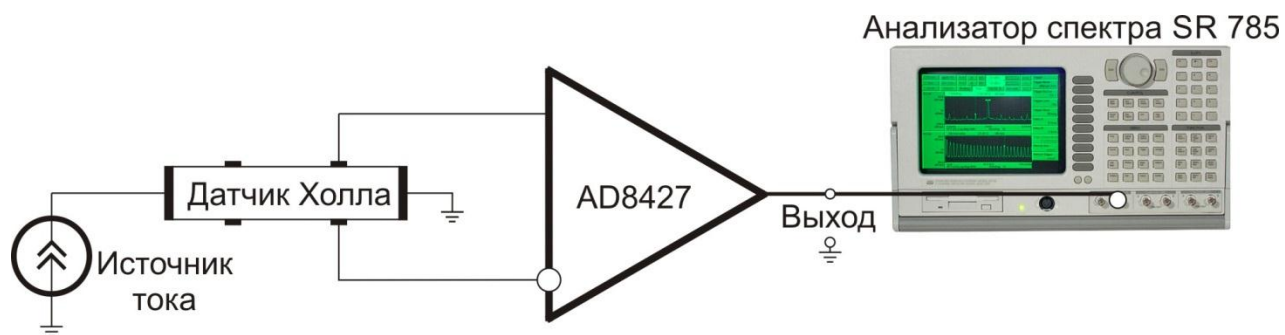


Рисунок 3.18 – Блок диаграмма схемы для измерения спектральной плотности шума холловского мостика

3.8 Измерение спектральной плотности шума и определение порога чувствительности

Возможность применения изогнутых холловских мостиков в какой-либо сфере зависит в первую очередь от чувствительности датчика и от минимального разрешения по полю. Обзор литературы показал, что до сих пор остается вообще не изученным вопрос влияния сворачивания чувствительной пленки, содержащей квантовую яму GaAs, на шумовые характеристики датчика Холла. Нами были исследованы шумовые характеристики изготовленных датчиков магнитного поля и проанализирована возможность применения изготовленных структур в качестве миниатюрных датчиков для измерения слабых магнитных полей. Были проведены измерения спектральной плотности шума и на их основе был получен порог чувствительности, определяющий минимальное разрешение по полю, и

безразмерный параметр Хуга для плоского и изогнутого холловского мостика на основе гетероструктуры InGaAs/AlGaAs/GaAs.

Исследования шумовых характеристик холловских мостиков с шириной токового канала $W=32$ мкм проводились в два этапа. На первом этапе эксперимента проводились измерения зависимости холловского напряжения U_h от магнитного поля B , создаваемого системой колец Гельмгольца. Для этого образец с микротрубкой помещался в держателе так, чтобы магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности между потенциальными парами контактов (см. вставку на Рисунке 3.19). На Рисунке 3.19 приведены результаты магнитопольных измерений для изогнутого холловского мостика в зависимости от тока через образец I , полученные в диапазоне слабых полей.

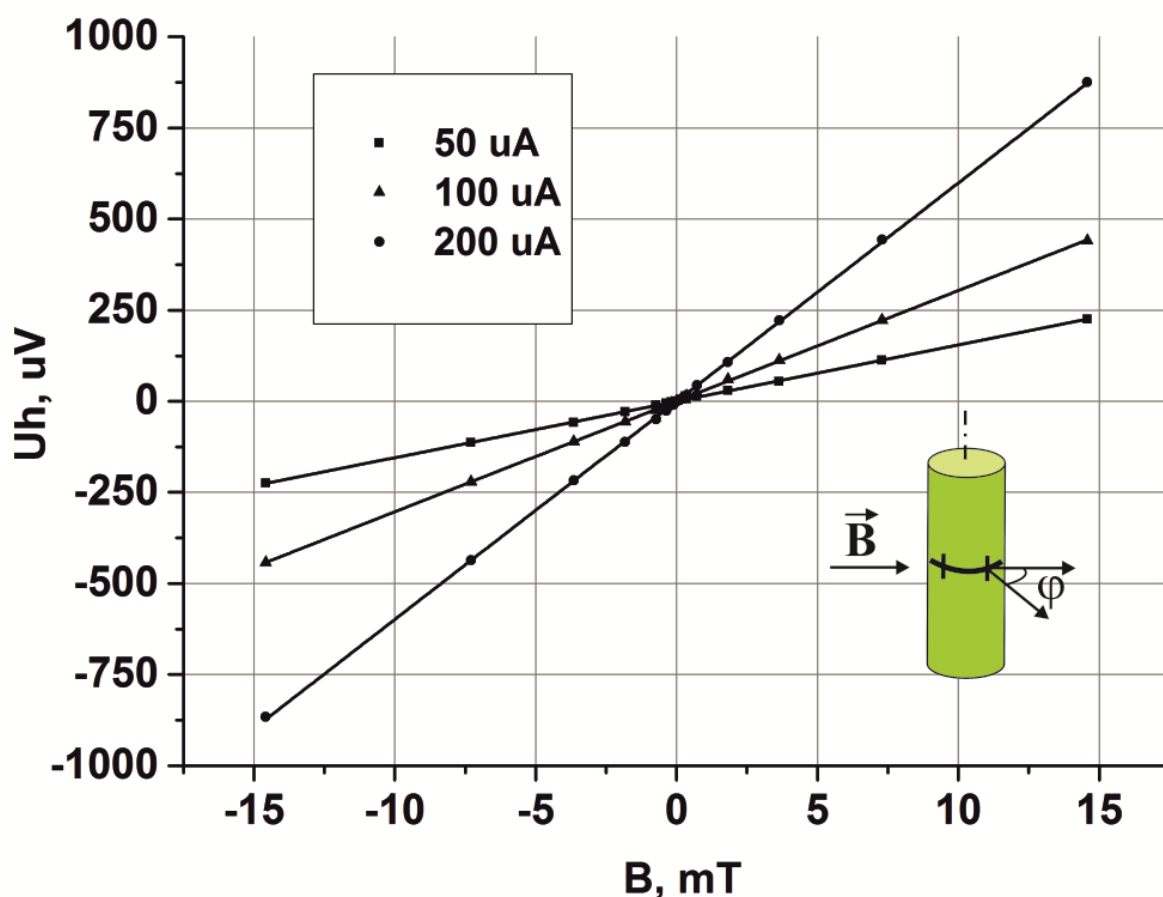


Рисунок 3.19 – Магнитопольные зависимости холловского напряжения изогнутого холловского мостика. На вставке изображена геометрия эксперимента

Из графика видно, что магнитополевые зависимости также имеют линейный вид. Поскольку зависимости холловского напряжения от магнитного поля для плоского и изогнутого мостиков имели одинаковый вид с небольшой разницей в наклонах прямых, на графике приведены результаты измерений только для изогнутого холловского мостика.

На втором этапе эксперимента проводились измерения спектральной плотности шума S_N в зависимости от тока через образец [87]. Измерения проводились в двух частотных диапазонах: низкочастотном 0.5 Гц – 400 Гц и высокочастотном 128 Гц – 102 кГц. На Рисунке 3.20 приведены результаты измерений в диапазоне низких частот для плоского (а) и изогнутого (б) холловского мостика соответственно. Видно, что с увеличением тока через образец начинает возрастать величина спектральной плотности шума S_N . Для оценки величины безразмерного параметра Хуга использовалась формула (2.8). Поскольку известны все параметры, необходимые для оценки параметра Хуга по данной формуле, были рассчитаны значения параметра Хуга и проведена подгонка спектра для $1/f$ - шума. Результаты подгонки спектра $1/f$ - шума при токе $I=100$ мкА показаны прямыми красными линиями на графиках (Рисунок 3.20).

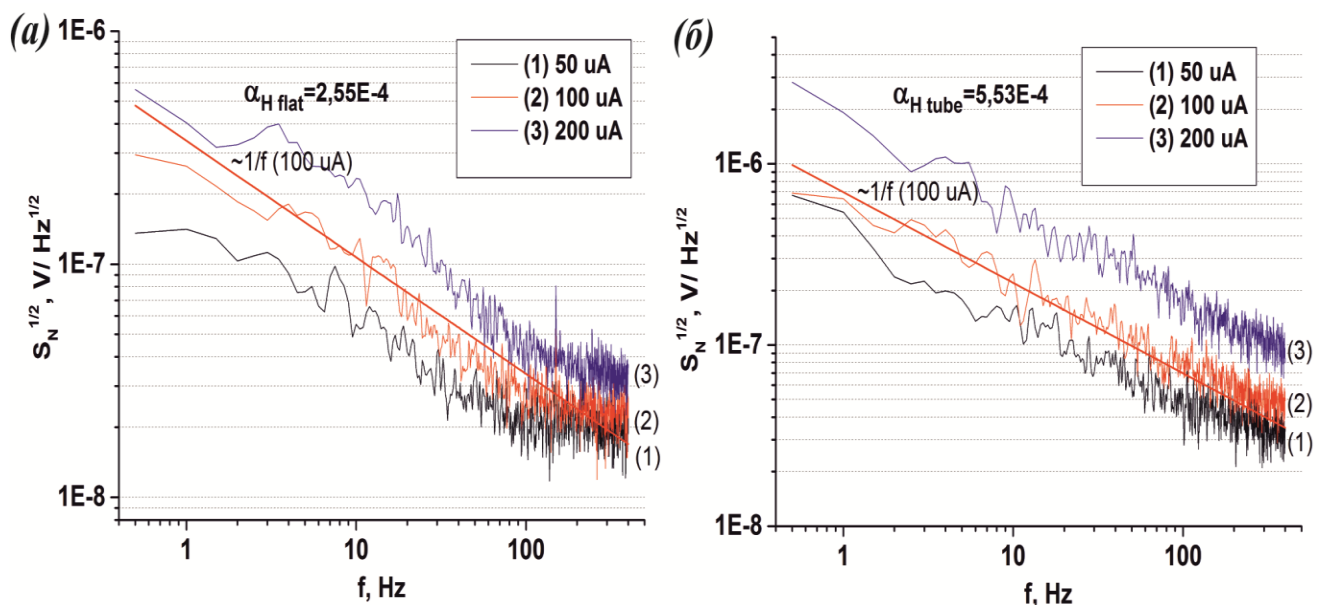


Рисунок 3.20 – Спектральная плотность $1/f$ - шума а) плоского и б) изогнутого холловского мостика для токов $I=50, 100, 200$ мкА [83]

На Рисунке 3.21а приведены спектры шума эквивалентного магнитному полю $B_N(f)$ плоского (1) и изогнутого (2) холловского мостика при токе через образец $I = 200 \text{ мкА}$. Данные зависимости были получены из измерений спектральной плотности шума в диапазоне частот 128 Гц - 102 кГц с использованием формулы $B_N(f) = \frac{en_{2D} \cdot S_N(f)^{1/2}}{I}$. Затем аналогичная процедура повторялась для ряда токов $I = 10, 30, 50, 100 \text{ мкА}$. На Рисунке 3.21б показана зависимость порога чувствительности от тока через образец для плоского (1) и изогнутого (2) холловского мостика на частотах порядка $f \approx 100 \text{ кГц}$.

Из графика видно, что на высоких частотах порог чувствительности уменьшается при увеличении тока как для плоского, так и для свернутого холловского мостика. Однако для свернутого мостика наблюдаются большие значения порога чувствительности, связанные с возрастанием сопротивления образца после процедуры сворачивания напряженной гетеропленки.

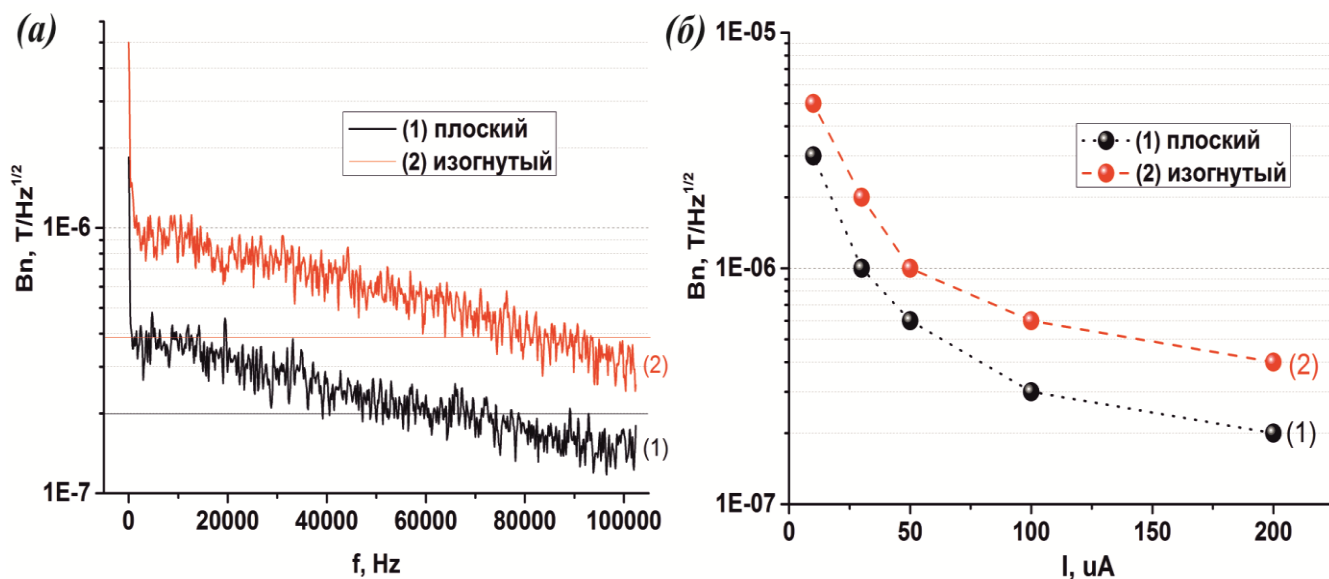


Рисунок 3.21 – Шумовые характеристики датчика: а) спектры шума эквивалентного магнитному полю плоского (1) и изогнутого (2) холловского мостика при токе $I = 200 \text{ мкА}$; б) порог чувствительности плоского (1) и изогнутого (2) холловского мостика в зависимости от тока через образец [83]

Некоторое увеличение сопротивления структуры связано с уменьшением концентрации n_{2D} из-за некоторого обеднения структуры в процессе сворачивания.

Из результатов низкочастотных измерений спектральной плотности шума была получена зависимость S_N от величины постоянного тока I для плоского (1) и свернутого (2) холловского мостика на частоте $f = 20$ Гц (Рисунок 3.22). Пунктирными линиями на графике изображены результаты аппроксимации. Из графика видно, что зависимость спектральной плотности шума $S_N(I)$ пропорциональна квадрату тока. Учитывая уравнение (2.17), можно сделать вывод, что увеличение тока в диапазоне низких частот будет приводить к повышению порога чувствительности как плоского, так и изогнутого холловского датчика.

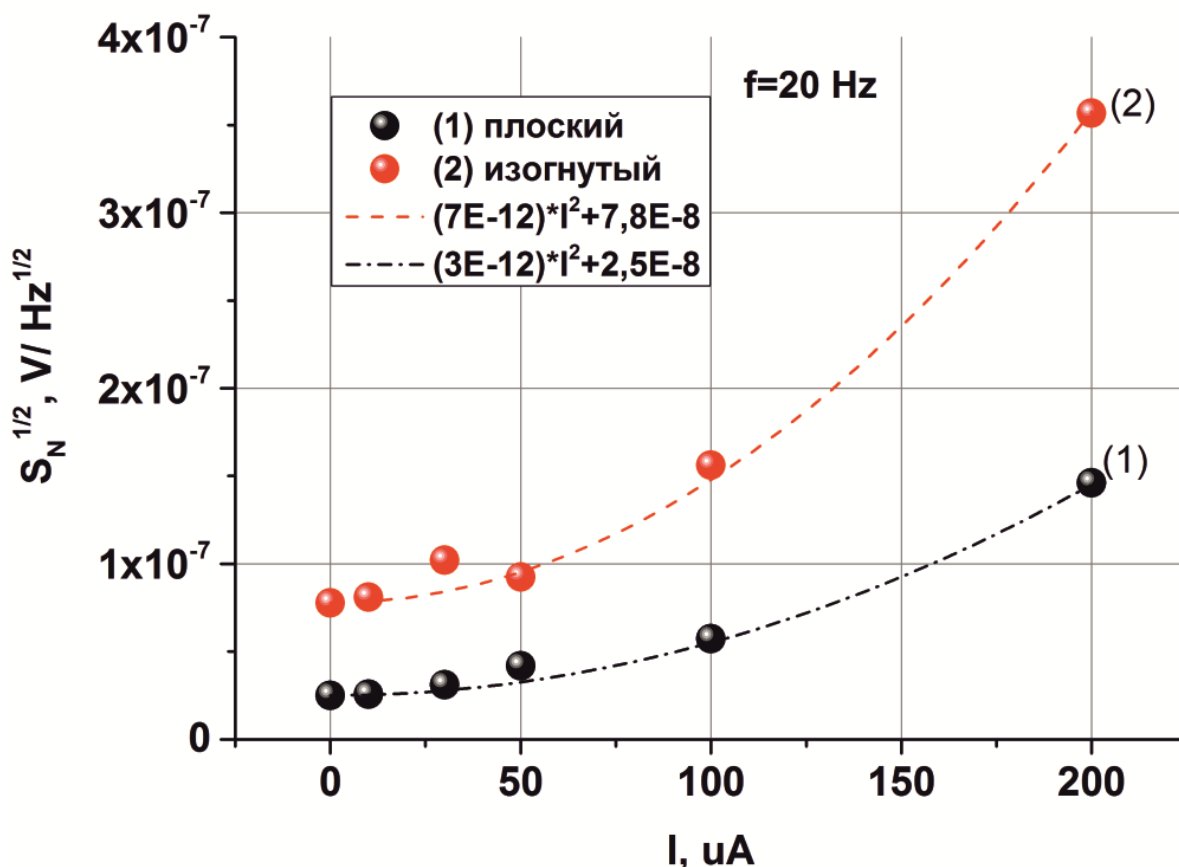


Рисунок 3.22 – Зависимость спектральной плотности шума от тока через образец на частоте $f = 20$ Гц [83]

В результате подгонки спектров на низких частотах была определена величина параметра Хуга и она составила $\alpha_H = 2.5 * 10^{-4}$ и $\alpha_H = 5.5 * 10^{-4}$ в случае плоского и изогнутого холловского мостика соответственно. Из литературы известно, что типичные значения параметра Хуга для полупроводниковых материалов лежат в пределах от 10^{-9} до 10^{-3} [88-90], а для подобных микроструктур – от 10^{-4} до 10^{-3} при комнатных температурах [91, 92].

Хотя процесс сворачивания приводит к возрастанию шумов датчика Холла и увеличению параметра Хуга примерно в 2 раза, важно учитывать, что после сворачивания появляется возможность одновременного измерения магнитного поля в направлении нескольких осей. На данный момент в мире существуют другие способы, позволяющие реализовывать измерения нескольких компонент вектора магнитного поля, лежащих в плоскости и вне плоскости холловских датчиков, но данные методы обладают рядом существенных недостатков, как было рассмотрено нами ранее. Возможно уменьшение величины собственных шумов и параметра Хуга α_H датчика, изготовленного с использованием микромеханического подхода, при переходе на другие материалы с большей подвижностью носителей заряда. Например, для гетероструктур, содержащих квантовую яму InGaAs, типичные значения параметра Хуга составляют $\alpha_H \approx 10^{-5}$ при комнатной температуре [86-88].

На высоких частотах, как обсуждалось ранее, перестают доминировать $1/f$ -шум и шум генерации-рекомбинации, тогда порог чувствительности ограничивается только лишь тепловым шумом. На частотах порядка $f \approx 100$ кГц наименьшее значение порога чувствительности B_N , которое определяется величиной шума эквивалентного магнитному полю (Рисунок 3.21б), составило 200 нТл/Гц^{1/2} для плоского и 400 нТл/Гц^{1/2} для изогнутого холловского мостика при токе через образец в обоих случаях равном $I=200$ мкА. Таким образом, принципиально возможно применение изогнутых холловских мостиков для локального измерения слабых магнитных полей (<1 мкТл), что является актуальным в навигации и в холловской зондовой микроскопии [14, 15].

3.9 Защита микротрубок от внешних воздействий

Известно, что свободные тонкие плёнки весьма чувствительны к внешним механическим воздействиям, в том числе, и к капиллярным силам, возникающим из-за капель жидкости, конденсирующихся на образце в процессе его эксплуатации. Даже небольшие механические воздействия на образец могут привести к разрушению микротрубок и вывести датчик из строя [84]. Для защиты от внешних воздействий мы покрывали образец с готовыми датчиками на основе микротрубок полидиметилсилоксаном (ПДМС) – кремний-органическим полимером, для которого характерны химическая инертность, низкое поверхностное натяжение, водоотталкивающие и диэлектрические свойства (Рисунок 3.23а). Благодаря тому, что ПДМС не дает усадки в процессе полимеризации и является практически прозрачным в видимом диапазоне, имеется возможность контролировать состояние образца с помощью оптического микроскопа.

Непосредственно перед запечатыванием микротрубок с угловым расстоянием между холловскими парами контактов равным $\varphi = 100^\circ$, образец помещался в этиловый эфир уксусной кислоты - типичный органический растворитель полидиметилсилоксана. Затем образец помещался в неполимеризованный ПДМС и при этом происходил процесс замещения этилового эфира уксусной кислоты жидким полимером до полного заполнения всех полостей в структуре. Полимер замещал этиловый эфир, находящийся внутри микротрубок, а также покрывал трубки на поверхности образца снаружи, как показано на Рисунке 3.23б. Для отверждения жидкого полимера и его полимеризации образец подвергался нагреванию в течение 3 часов при температуре $T=90^\circ\text{C}$. На Рисунке 3.23в приведена фотография образца с микротрубками после запечатывания в матрицу ПДМС: под слоем отвержденного полимера толщиной около 0.5 мм видны контактные площадки и микротрубки с холловскими элементами. Встроенные в полимер микротрубки сохраняют свою форму, размеры и взаимные позиции без заметных деформаций.

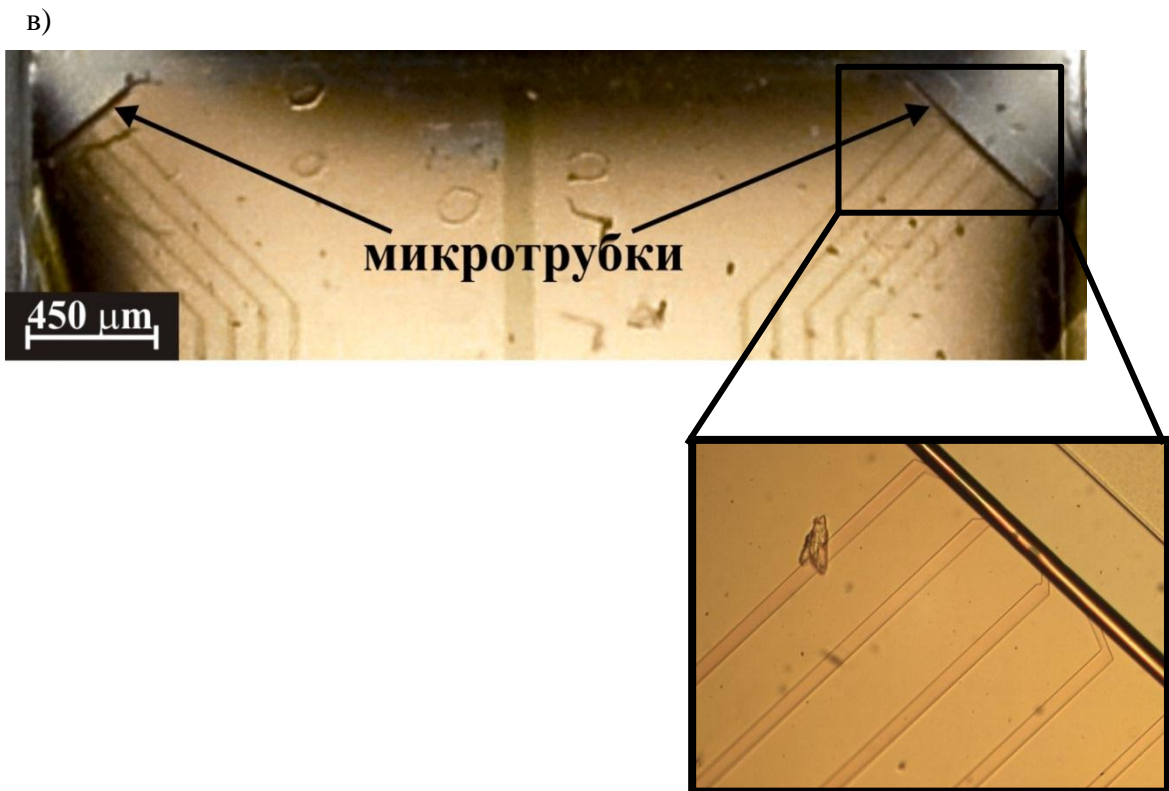
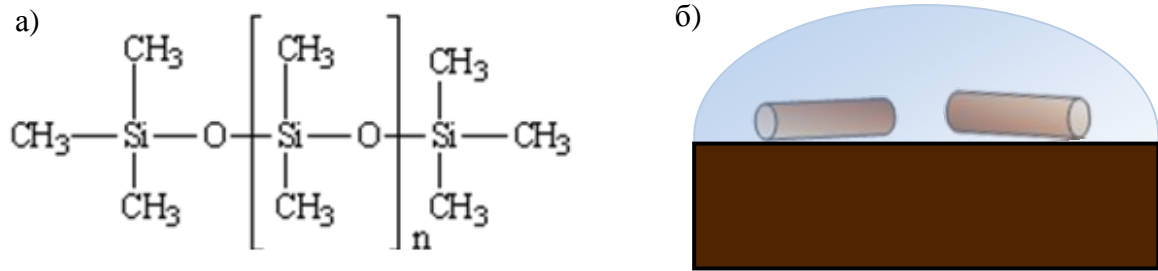


Рисунок 3.23 – Защитная матрица полидиметилсилоксана (ПДМС): а) химическое строение ПДМС; б) схематическое изображение образца с микротрубками, запечатанного в полимер; в) фотография (вид сверху) образца покрытого ПДМС. Стрелками показаны микротрубки. Затенённые области возникли вследствие уменьшения толщины слоя полимера на краях образца. Вынесено увеличенное изображение одной микротрубки с контактами, запечатанной в полимер.

Образцы, предназначенные для электрических измерений, покрывались ПДМС после распайки микропроволочек. Магнитополевые и угловые зависимости до и после запечатывания в матрицу ПДМС были одинаковыми в пределах ошибки измерений.

На Рисунках 3.24 и 3.25 приведены результаты угловых измерений для плоского и изогнутого холловского мостика внутри одной микротрубки при величине внешнего магнитного поля $B=0.75$ Тл. Из данных графиков видно, что угловое расстояние между холловскими парами контактов составляло $\varphi = 100^\circ$ и после запечатывания микротрубки в матрицу ПДМС оно не изменилось. Амплитуда синусоид после запечатывания в ПДМС также оставалась в пределах ошибки измерений и составляла 19 ± 1 мВ. Различие фаз угловых зависимостей на графиках обусловлено сменой ориентации образца при измерении характеристик после процедуры запечатывания в ПДМС.

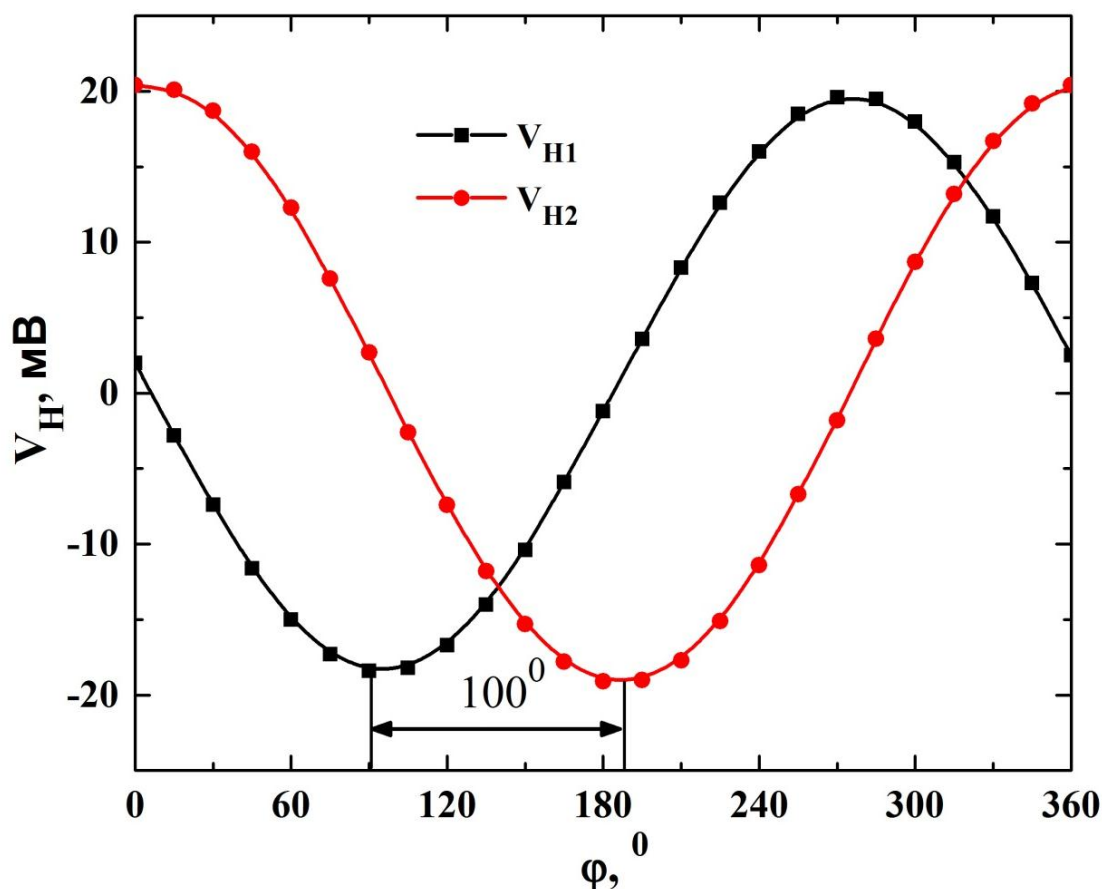


Рисунок 3.24 – Угловые зависимости холловской ЭДС изогнутого холловского мостика до запечатывания в ПДМС ($B=0.75$ Тл)

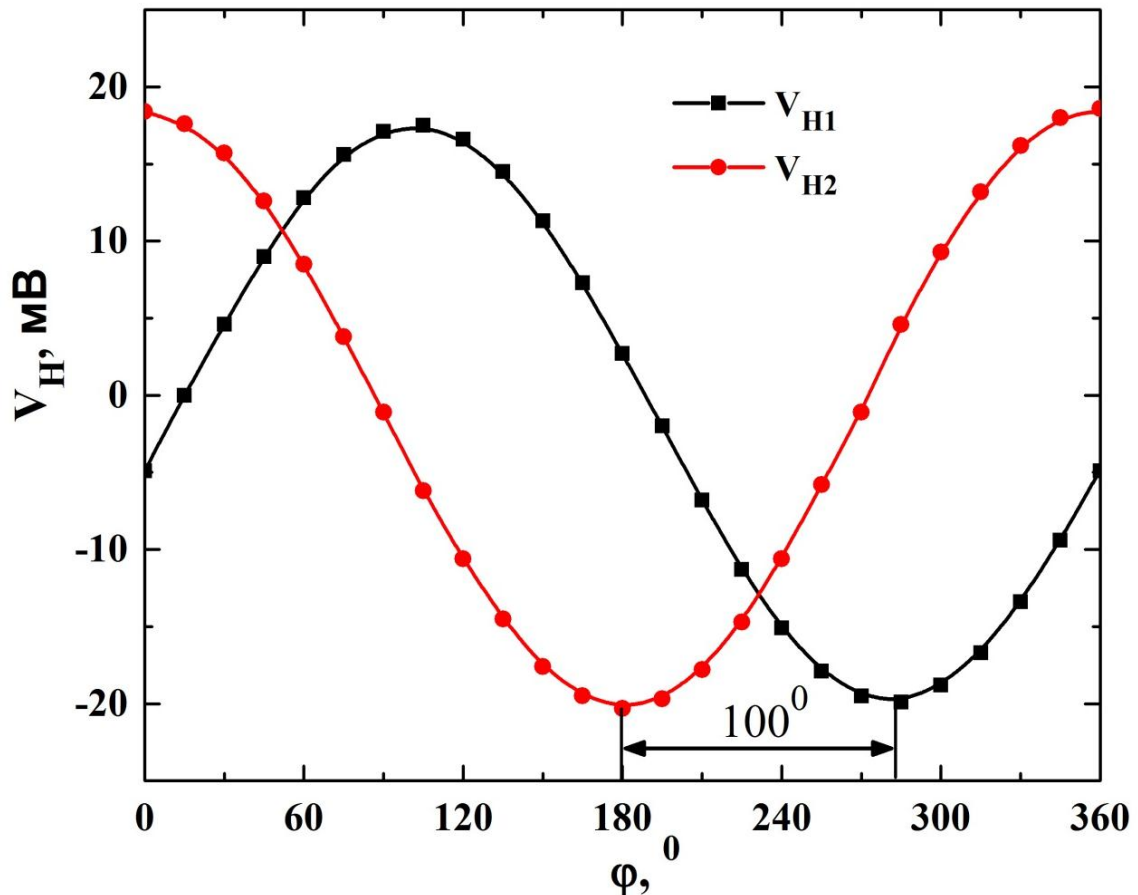


Рисунок 3.25 – Угловые зависимости холловской ЭДС изогнутого холловского мостика после запечатывания в ПДМС ($B=0.75$ Тл)

Поскольку образцы со свернутыми микротрубками обладают таким существенным недостатком как незащищенность от внешних механических воздействий, то предложенный способ запечатывания в твердую полимерную матрицу является весьма перспективным. Несмотря на некоторую эластичность полимера, достигается высокая механическая прочность микротрубок и устойчивость к внешним воздействиям. В случае механической деформации под действием внешней силы величина напряжений в микротрубке значительно меньше, чем в плоской напряженной пленке. Это обусловлено релаксацией встроенных механических напряжений в гетеропленке в процессе ее сворачивания.

Однако для защиты микротрубок при криогенных температурах требуется подбирать другой полимерный материал с коэффициентом термического

расширения схожим материалу образца. В ходе экспериментов при низких температурах при погружении образцов с микротрубками, внедренными в матрицу ПДМС, в гелиевый сосуд дьюара происходило отщепление тонкого верхнего слоя подложки вместе с микротрубками и, как следствие, датчики приходили в негодность. Это связано с различием коэффициентов теплового расширения материала подложки и полимера, а также с хорошей адгезией полимера с поверхностью полупроводника.

В Таблице 3 приведены характеристики описанных в литературе планарных датчиков на эффекте Холла в сравнении с характеристиками изготовленных лабораторных образцов трехосевых датчиков.

Таблица 3 – Сравнение характеристик микродатчиков Холла при температуре 300К

Источник	[82]	[93]	[94]	[95]	[96]	[97]
Тип датчика	2DEG	Bi	GaAs	2DEG	2DEG	2DEG
S_I , Ом/Тл	470	3.3	30	230	700	350
B_N , нТл/Гц ^{1/2}	400	70000	130	10000	300	5
I , мА	0.1	0.04	2	0.001	0.1	2

Из Таблицы 3 видно, что относительная чувствительность датчиков на основе гетероструктур с двумерным электронным газом (2DEG) на 1-2 порядка превышает чувствительность датчиков на основе объемных полупроводников. Значения чувствительности, полученные для изогнутых холловских мостиков [82], достигают значений чувствительности типичных для планарных одноосевых холловских датчиков на основе НЕМТ (High Electron Mobility Transistor)-подобных гетероструктур с высокой подвижностью электронов, содержащих двумерный электронный газ [9, 56]. Порог чувствительности B_N датчиков с 2DEG [95-97] лежит в пределах от 10 мТл/Гц^{1/2} до 5 нТл/Гц^{1/2} и величина B_N для изготовленных трехосевых холловских микродатчиков занимает промежуточное место в данном диапазоне.

Выводы по главе 3

Данная глава посвящена изготовлению лабораторных образцов трехосевых микродатчиков магнитного поля на основе полупроводниковых микротрубок InGaAs/AlGaAs/GaAs и исследованию их характеристик. В результате были изготовлены образцы трехосевых холловских датчиков на основе микротрубок с радиусом $R_c = 10 \pm 1$ мкм, содержащих двумерный электронный газ, и измерены магнитополевые зависимости холловской ЭДС. Показано, что относительная чувствительность изогнутых холловских мостиков к магнитному полю достигает $S_I = 470 \pm 14 \frac{\text{Ом}}{\text{Тл}}$ при $T=300$ К и это соответствует типичным значениям чувствительности для планарных одноосевых холловских датчиков на основе гетероструктур, содержащих двумерный электронный газ. Важно отметить, что относительная чувствительность датчиков на основе гетероструктур с двумерным электронным газом на 1-2 порядка превышает чувствительность датчиков на основе объемных полупроводников [9]. По результатам экспериментов нами была определена оптимальная ширина токового канала холловского мостика, и она лежит в пределах $W=16 \div 32$ мкм.

Были измерены угловые зависимости холловской ЭДС изготовленных образцов и показано, что зависимости $V_{H1}(\varphi)$ и $V_{H2}(\varphi)$ представляют собой синусоиды равной амплитуды, сдвинутые по фазе на $90 \pm 10^\circ$. Таким образом, это подтверждает ортогональную ориентацию соответствующих холловских пар контактов внутри микротрубки. Впервые было продемонстрировано одновременное и локальное измерение всех 3-х компонент вектора магнитного поля одним неподвижным микродатчиком.

Изучены шумовые характеристики изогнутых холловских мостиков на основе полупроводниковых гетероструктур InGaAs/AlGaAs/GaAs. Экспериментально исследована спектральная плотность шума $S_N(f)$ и определен порог чувствительности плоского и аналогичного свернутого в трубку-свиток холловского мостика. Оценены численные значения шумового параметра Хуга изогнутого холловского мостика ($\alpha_H = 5.5 * 10^{-4}$) и они находятся в согласии с

типовыми значениями α_H , найденными в литературе для подобных структур [86-88]. На частотах порядка $f \approx 100$ кГц наименьшее значение порога чувствительности B_N , которое определяется величиной шума эквивалентного магнитному полю, составило $400 \text{ нТл/Гц}^{1/2}$ для изогнутого холловского мостика при токе через образец равном $I=200$ мкА. Таким образом, принципиально возможно применение изогнутых холловских мостиков для локального измерения слабых магнитных полей ($<1 \text{ мкТл}$), что является актуальным в навигации и в холловской зондовой микроскопии.

Поскольку свободные тонкие плёнки весьма чувствительны к внешним механическим воздействиям, то для защиты от внешних воздействий образцы со свернутыми микротрубками запечатывались в твердую матрицу полидиметилсилоксана (ПДМС). Магнитополевые и угловые зависимости до и после покрытия ПДМС были одинаковыми в пределах ошибки измерений.

4 МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК НА ОСНОВЕ СТРУКТУР С ПЛАЗМОН-ПЛАЗМОННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

В данной главе предлагается конструкция и проводится оптимизация геометрических параметров плазмонноусиленного магнитооптического датчика. С помощью программы CST Microwave studio проведено численное моделирование и оптимизация спектров отражения и магнитооптического отклика структуры в геометрии магнитооптического экваториального эффекта Керра. В последней части главы рассмотрены физические механизмы, приводящие к усилению магнитооптического отклика датчика на основе наноструктуры, которая может быть изготовлена с использованием наноимпринт-литографии и стандартных методов напыления.

Перспективным подходом для бесконтактной регистрации магнитных полей являются оптические методы. Однако на данный момент низкая чувствительность магнитооптических структур, обусловленная слабой величиной модуляции света, ограничивает их практическое применение. Последние несколько лет наблюдается повышенный интерес к наноструктурам, которые обладают одновременно плазмонными и магнитооптическими свойствами. Оказывается, что магнитооптический отклик в плазмонных структурах может быть значительно усилен, благодаря усилению электрического поля вблизи резонансов и высокой чувствительности оптических свойств структуры к диэлектрическому окружению [98].

Повышение чувствительности магнитооптических датчиков становится достижимым с помощью применения современных методов нанотехнологии и материаловедения [4, 23]. Перспективным подходом при создании плазмонных магнитооптических наноструктур является использование ферромагнитных диэлектриков, например висмут-замещенных феррит-гранатов Bi:YIG , обладающих значительно меньшими потерями по сравнению с ферромагнитными металлами. Резонансное усиление магнитооптического отклика с помощью плазмонов достигается, главным образом, за счет технологий микро- и

наноструктурирования поверхности, а не путем изменения химического состава материалов. Применяя при проектировании плазмонноусиленных датчиков методы численного моделирования, можно создавать устройства с заданными физическими параметрами и проводить их оптимизацию, проводя серии, так называемых, модельных экспериментов. Таким образом, совмещая современные достижения нанотехнологии и методы численного моделирования, можно создавать плазмонноусиленные датчики магнитного поля и оптические устройства с внешним управлением магнитным полем [99]. Подобные устройства могут применяться как в качестве сверхбыстрых оптических модуляторов в телекоммуникациях и связи [30-32], считывающих устройств в магноники [28, 29], так и в качестве датчиков магнитного поля [34, 35, 101] и биосенсоров [101, 102]. Полученные в данной главе результаты были опубликованы в работе [103].

4.1 Магнитооптические эффекты в однородных средах

Впервые влияние магнитного поля на поляризацию света, прошедшего через намагниченный материал обнаружил М. Фарадей в 1845 году. Позднее Дж. Керр установил влияние магнитного поля на поляризацию и интенсивность отраженного света. Оптические свойства среды определяются видом тензора диэлектрической проницаемости ϵ . Для материалов, обладающих магнитным упорядочением, тензор ϵ имеет недиагональные компоненты:

$$\hat{\epsilon}^{\text{MO}} = \begin{pmatrix} \epsilon_x & 0 & ig \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ -ig & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

Недиагональные компоненты g линейно зависят от величины магнитного поля и обуславливают оптическую активность среды.

Различают магнитооптические эффекты фазовые и интенсивностные. К первому типу относятся полярный и меридиональный эффект Керра. Ко второму типу относится экваториальный эффект Керра, который заключается в модуляции

интенсивности отраженного света при перемагничивании материала [104]. В экваториальной конфигурации эффекта Керра вектор намагниченности направлен перпендикулярно плоскости падения света (Рисунок 4.1).

Величина магнитооптического отклика ЭЭК определяется следующим образом:

$$\delta_{\text{отн}} = \frac{R(+M) - R(-M)}{R(0)} = \frac{\delta_{\text{абс}}}{R(0)}, \quad (4.2)$$

где R - коэффициент отражения структуры в зависимости от значения и направления вектора намагниченности \vec{M} . Данный параметр является определяющим при оценке эффективности работы датчиков на основе магнитооптических структур.

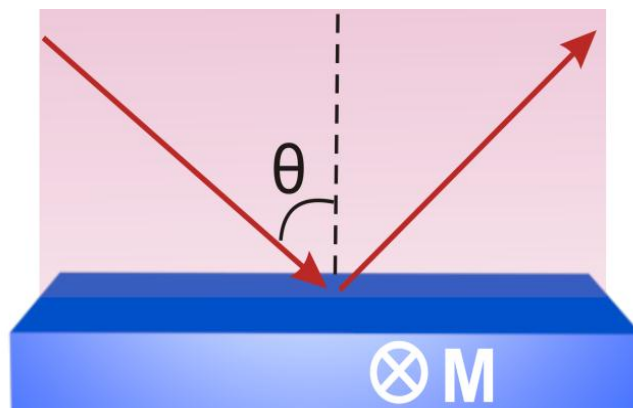


Рисунок 4.1 – Геометрия магнитооптического экваториального эффекта Керра. Вектор \vec{M} указывает направление внешнего магнитного поля.

Чувствительность S_{MO} магнитооптического датчика к магнитному полю определяется как изменение абсолютного МО отклика от намагниченности при приложении внешнего магнитного поля:

$$S_{MO} = \frac{R(+M) - R(-M)}{M_s} = \frac{\delta_{\text{абс}}}{M_s} \quad (4.3)$$

Повышение эффективности оптического отклика и чувствительности к магнитному полю является актуальной задачей современной физики [105]. Миниатюризация магнитооптических структур позволяет уменьшить оптические потери и увеличить быстродействие по сравнению с устройствами на основе объемных материалов [106, 107]. Зачастую в литературе используется относительная величина магнитооптического отклика $\delta_{отн}$, которая представляет собой абсолютное значение $\delta_{абс}$, деленное на коэффициент отражения структуры (формула 4.2). В таком случае большие величины $\delta_{отн}$ могут быть достигнуты за счет малого коэффициента отражения структуры. Типичные значения $\delta_{отн}$ обычно не превышают $10^{-4} \div 10^{-3}$ для объемных магнитных материалов и 10^{-2} для наноструктур на их основе, что неприменимо для большинства задач магнитооптики. В данной работе особое внимание уделено исследованию величины абсолютного магнитооптического отклика $\delta_{абс}$ магнитооптического датчика на основе наноструктуры, поддерживающей два типа взаимодействующих между собой плазмонных резонансов.

4.2 Поверхностные плазмон-поляритоны на границе раздела металл / диэлектрик

Ранее было показано, что в магнитооптических структурах, поддерживающих плазмонные резонансы, можно достигнуть усиления магнитооптического отклика на несколько порядков по сравнению с пленочными структурами [23, 24].

Поверхностный или бегущий плазмон-поляритон (ППП) - это коллективные колебания поверхностной плотности заряда [98]. В свою очередь плазмон – это квант коллективного колебания свободного электронного газа. Другими словами, ППП является волной, которая распространяется вдоль бесконечной плоской границы раздела металл/диэлектрик (Рисунок 4.2). При этом, как будет показано ниже, волна экспоненциально затухает при удалении от границы раздела [108]. Именно плазмонами определяются оптические свойства металлов и при частотах ниже плазменной внешнее излучение отражается от их поверхности. Плазменная

частота металла ω_p определяется концентрацией электронов N и их эффективной массой m^* :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m^*}}. \quad (4.4)$$

Свободные электроны способны успевать колебаться с частотой внешнего электромагнитного поля при условии $\omega < \omega_p$. Это приводит к тому, что они экранируют проникновение электрического поля вглубь металла. При этом зависимость диэлектрической проницаемости металлической пленки ε_m от частоты ω без учета потерь можно приближенно описать моделью Друде:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (4.5)$$

где ε_∞ - высокочастотная диэлектрическая проницаемость.

Поскольку плазменные колебания являются квантованными классическими колебаниями, то закон дисперсии ППП может быть получен напрямую из решения уравнений Максвелла. Решение ищется в виде волн E_d и E_m , распространяющихся вдоль плоской границы раздела металл/диэлектрик. На Рисунке 4.2 схематически показана геометрия задачи. В результате решения волнового уравнения может быть получена связь волнового вектора плазмонов с частотой $k_{spp}(\omega)$, называемая дисперсионным соотношением для ППП.

Ниже приведено выражение для волнового вектора $k_{spp}(\omega)$ плазмона, распространяющегося в направлении x :

$$k_{spp} = k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_m(\omega)\varepsilon_d(\omega)}{\varepsilon_m(\omega) + \varepsilon_d(\omega)}}, \quad (4.6)$$

где ω – частота возбуждающего света, $\epsilon_M(\omega)$, $\epsilon_d(\omega)$ – диэлектрические проницаемости металла и диэлектрика. Соответствующая длина волны плазмона определяется как $\lambda_{spp} = \frac{2\pi}{k_{spp}}$.



Рисунок 4.2 – Распространение поверхностного плазмон-поляритона на плоской границе раздела металла и диэлектрика с диэлектрическими проницаемостями $\epsilon_M(\omega)$ и $\epsilon_d(\omega)$ соответственно

Из закона дисперсии плазмонов (4.6) могут быть получены следующие требования к системе - и числитель и знаменатель дроби под знаком квадратного корня должны иметь отрицательные значения:

$$\epsilon_m(\omega) * \epsilon_d(\omega) < 0 \quad (4.7)$$

$$\epsilon_m(\omega) + \epsilon_d(\omega) < 0 \quad (4.8)$$

Взаимосвязь продольной k_x и нормальной k_z компонент волнового вектора в металле или диэлектрике с соответствующими диэлектрическими проницаемостями ϵ_i можно записать следующим образом:

$$k_x^2 - k_z^2 = \epsilon_i \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \quad (4.9)$$

Таким образом, нормальная компонента волнового вектора будет определяться выражением:

$$k_z = \sqrt{\varepsilon_i \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_x^2} \quad (4.10)$$

Важно отметить, что поскольку функции диэлектрической проницаемости комплексные величины, то и волновой вектор величина комплексная. Если учитывать, что нормальная компонента волнового вектора мнимая, то электрическое поле затухает экспоненциально с удалением от границы раздела металл/диэлектрик.

На Рисунке 4.3 показан закон дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов, распространяющихся на границе между ферромагнитным диэлектриком Bi:YIG и сплошной серебряной пленкой.

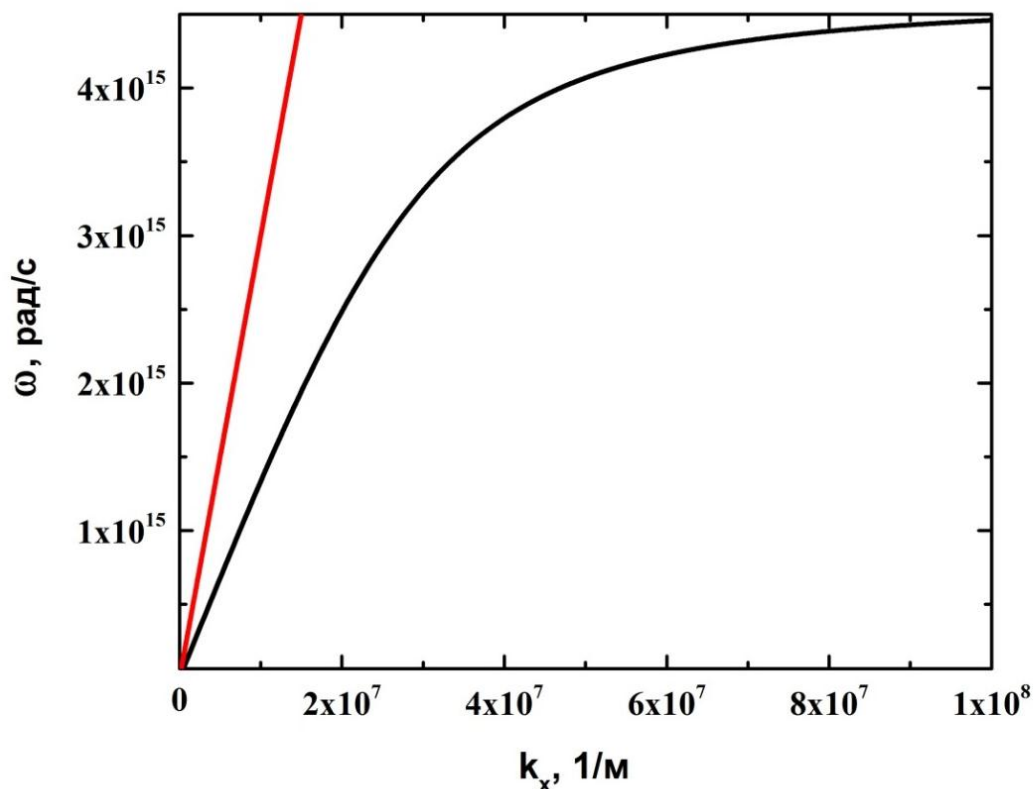


Рисунок 4.3 – Закон дисперсии фотонов падающего света (красная линия) и поверхностных плазмон-поляритонов (черная линия), распространяющихся вдоль границы раздела ферромагнитного диэлектрика Bi:YIG и серебряной пленки

Поскольку при ограниченных значениях частоты достижимы большие значения волнового вектора, то длина волны ППП может значительно уменьшаться по сравнению с длиной волны возбуждающего её света. Именно благодаря этому свойству, присущему поверхностным плазмонам, и появляется возможность перешагнуть традиционный дифракционный предел оптики.

Из графика видно, что законы дисперсии фотонов и плазмон-поляритонов имеют пересечение только при нулевой частоте. Из этого следует, что прямое преобразование фотона в ППП невозможно без привлечения методов, помогающих выполнить условия закона сохранения импульса [109]. Для этого используются различные схемы, среди которых наибольшее распространения получили схемы Отто и Кречмана, основанные на нарушенном полном внутреннем отражении, а также метод решеточного ввода [110, 111]. На Рисунке 4.4 схематически показаны эффективные методы возбуждения ППП светом, позволяющие выполнить условия фазового синхронизма.

В геометрии Отто и Кречмана возбуждающий ППП свет падает на металлическую пленку сквозь диэлектрическую призму под углом, превышающим угол полного внутреннего отражения. В геометрии Отто возбуждение ППП происходит на верхней границе металла, а в геометрии Кречмана - на нижней границе.

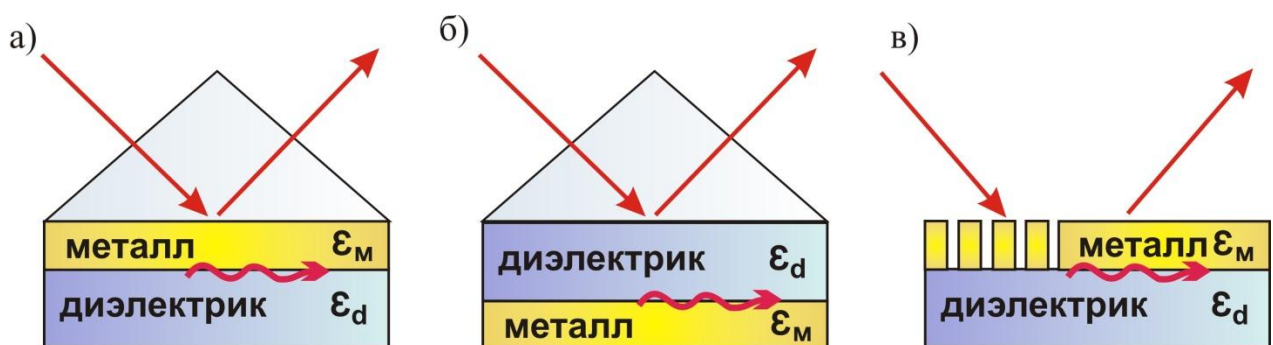


Рисунок 4.4 – Возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов светом с помощью метода: а) Кречмана; б) Отто; в) решеточного ввода

Поэтому в геометрии Кречмана следует использовать тонкие пленки благородных металлов, иначе эффективность возбуждения ППП будет низкой. Альтернативный и достаточно популярный в настоящее время способ возбуждения ППП светом заключается в использовании периодических одно- или двумерных решеток с вектором обратной решетки G . Условие фазового синхронизма в решеточных структурах металл/диэлектрик выполняется за счет периодичности структуры и возникновения в ней дифракционных эффектов.

4.3 Локализованные плазмон-поляритоны в металлических наночастицах

В металлических наночастицах с размерами порядка глубины проникновения электромагнитного поля возбуждаются локализованные поверхностные плазмоны (ЛПП). Внешняя электромагнитная волна смещает все свободные электроны относительно ионов кристаллической решетки в частице, как показано на Рисунке 4.5. Таким образом, наночастица, помещенная во внешнее электромагнитное поле E_0 , представляет собой осциллятор с некоторой резонансной частотой ω_1 .

Дипольный момент частицы в квазистационарном случае, когда размер частицы много меньше длины волны света, имеет следующий вид [111]:

$$d = R^3 \frac{\varepsilon - \varepsilon_{\text{окр}}}{\varepsilon + 2\varepsilon_{\text{окр}}} E_0, \quad (4.11)$$

где R - радиус частицы, ε и $\varepsilon_{\text{окр}}$ - величины диэлектрической проницаемости частицы и окружающей среды, соответственно, E_0 - напряженность электрического поля.

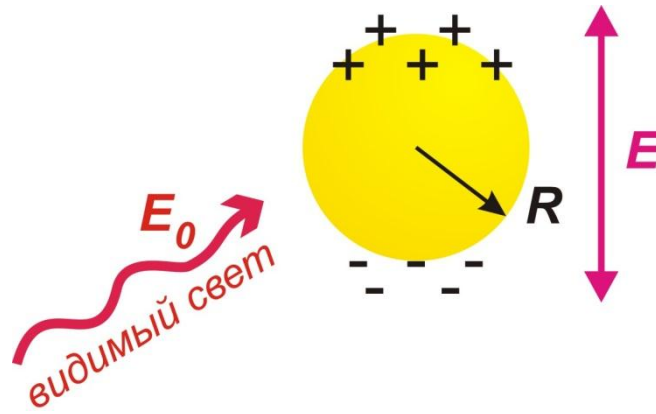


Рисунок 4.5 – Схема возбуждения локализованного плазмона в сферической наночастице

ЛПП оказывают ключевое влияние на оптические свойства наночастиц (Рисунок 4.6). Спектральное положение локализованных плазмонных резонансов (ЛПР) в первую очередь зависит от размеров и формы частицы, а также определяется такими параметрами, как материал частицы, материал ее диэлектрического окружения и силой взаимодействия с соседними частицами [98].

Металлические наночастицы могут проявлять свойства оптических антенн, при этом величины полей могут быть много больше, чем у падающей электромагнитной волны [112].

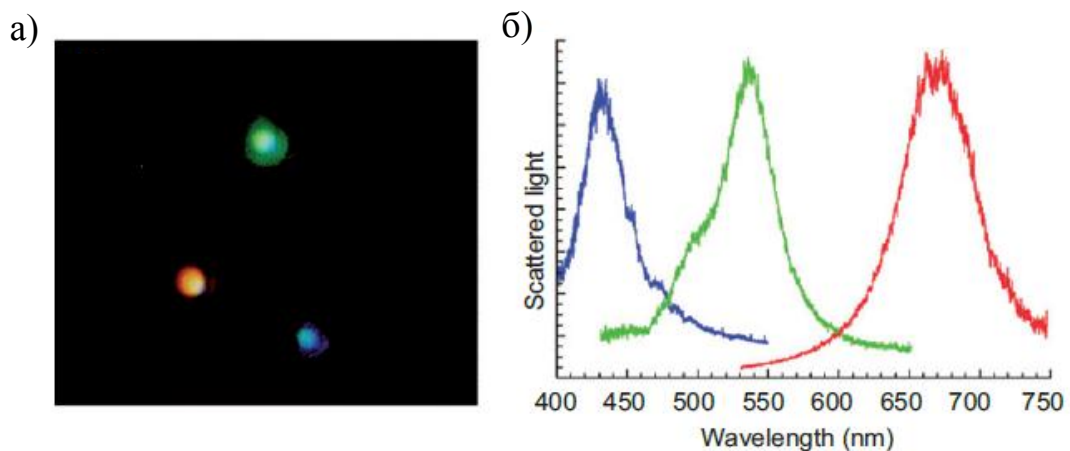


Рисунок 4.6 – Рассеяние света плазмонными металлическими наночастицами: а) фотография процесса; б) спектр рассеяния в зависимости от диаметра наночастиц [98]

Внешняя электромагнитная волна преобразуется наночастицей в ближнепольное излучение, как показано на Рисунке 4.7. Наибольшего усиления электрического поля можно достичь в кластерах наночастиц при их взаимодействии между собой [113]. Стоит отдельно остановиться на влиянии статического магнитного поля на положение резонансных частот локализованных плазмонов. Известно, что внешнее магнитное поле слабо влияет на дисперсионные кривые локализованных плазмонов, в отличие от бегущих. Для того чтобы объяснить физическую природу данного явления, давайте рассмотрим следующую модель. При ненулевом угле падения света на структуру происходит возбуждение ППП распространяющегося строго в одном направлении. На электроны проводимости в магнитном поле действует сила Лоренца, которая дает вклад в возвращающую силу в процессе колебаний плотности заряда и приводит к сдвигу дисперсионных кривых ППП. При воздействии магнитного поля на ЛПР при каждом полупериоде колебания сила Лоренца ориентирована в противоположных направлениях. Таким образом, ее влияния на двух полупериодах компенсируют друг друга. При этом не происходит изменения закона дисперсии ЛПР. С другой стороны возбуждение ЛПР сопровождается усилением локального электрического поля, которое в свою очередь и оказывает некоторый вклад в усиление магнитооптического отклика.

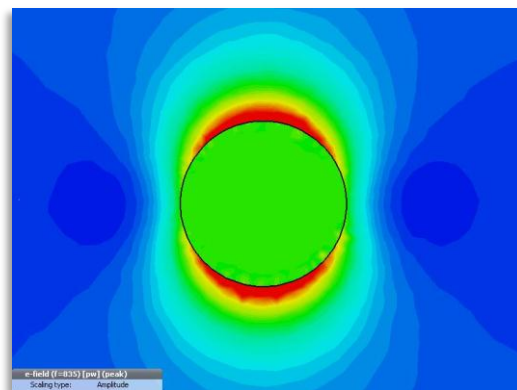


Рисунок 4.7 – Распределение электрического поля, усредненное по периоду, в сферической наночастице в резонансе

4.4 Наноструктуры с плазмон-плазмонным взаимодействием

Необходимость повышения чувствительности датчиков, эффективности управления оптическим излучением магнитным полем в настоящее время является крайне актуальной задачей современной физики. На данный момент плазмоника уже продемонстрировала возможность создания миниатюрных оптических устройств с характерными размерами ~ 100 нм. Для плазмонных систем характерны большие величины электрических полей, локализованных вблизи поверхности. Однако последние несколько лет наблюдается повышенный интерес к структурам с взаимодействием двух типов плазмонов, в результате чего могут быть получены еще большие значения электрических полей и структуры с асимметричным спектром [114-117]. Данные структуры представляют собой периодические нанорешетки, расположенные поверх сплошных металлических пленок и разделенные диэлектриком. Подобные конфигурации являются перспективными для ряда практических применений [118, 119]. На Рисунке 4.8 изображен один из возможных вариантов реализации структур с плазмон-плазмонным взаимодействием [119]. Оптический спектр отражения данной структуры представляет собой два провала, обусловленных бегущим и локализованным плазмонными резонансами. При увеличении угла падения θ происходит сближение двух типов резонансов и при некотором значении угла происходит их спектральное перекрытие. Взаимодействие бегущего и локализованного плазмонов проявляется в спектре отражения в виде асимметричного резонанса [120].

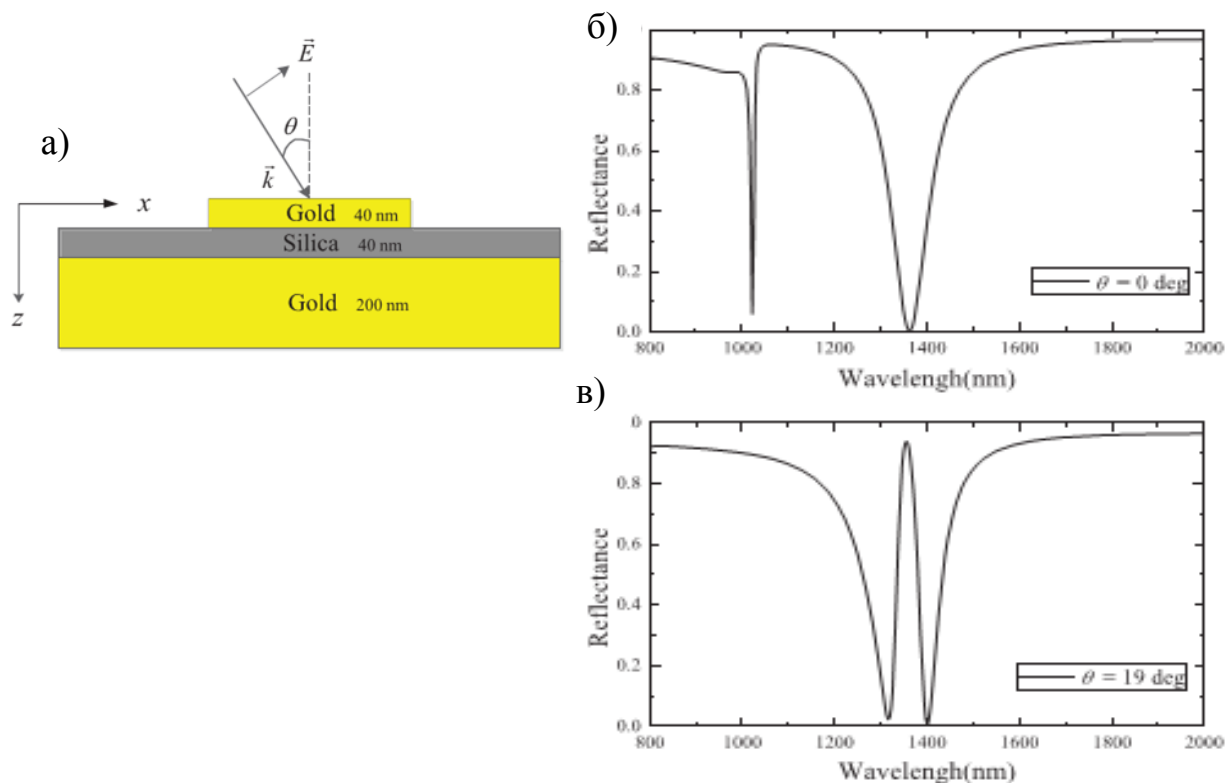


Рисунок 4.8 – Структура с сильным взаимодействием плазмонов: а) схематическое изображение структуры; Спектры отражения данной структуры при углах падения б) $\theta = 0^\circ$ и в) $\theta = 19^\circ$ [119]

Оптический отклик плазмонных структур, проявляющих в спектрах асимметричный резонанс, весьма чувствителен к диэлектрическому окружению [121]. Благодаря этому наноструктуры с плазмон-плазмонным взаимодействием могут найти широкое практическое применение в качестве различных датчиков физических величин и средств детекции. Более того, структуры с взаимодействующими плазмонами являются очень гибким инструментом наноплазмоники, поскольку позволяют производить подстройку спектров отражения, путем изменения геометрических размеров структуры или угла падения излучения.

4.5 Усиление магнитооптических эффектов в плазмонных структурах

В настоящее время плазмонные структуры вызывают повышенный интерес со стороны исследователей и разработчиков, поскольку возбуждение плазмонов

приводит к существенному усилению различных оптических эффектов. Распространение ППП вдоль границы раздела металл/диэлектрик приводит к локализации и усилению электрического поля вблизи границы. Известно, что магнитооптический эффект Керра пропорционален квадрату напряженности электрического поля. Однако на сегодняшний день физическая природа данной зависимости до конца не ясна. В ряде работ указывают на роль спин-орбитального взаимодействия в данном эффекте, которое чувствительно к амплитуде электрического поля [122]. Получать большие значения локальных электрических полей можно за счет взаимодействия плазмонов в наноструктурах. Как обсуждалось ранее, в присутствии магнитного поля недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости магнитных материалов становятся отличными от нуля. Данные компоненты линейно зависят от величины магнитного поля и обуславливают оптическую активность среды. В свою очередь спектральный отклик плазмонной структуры чувствителен к диэлектрическому окружению, поэтому изменение компонент тензора диэлектрической проницаемости ϵ_{xz} магнитного материала приводит к сдвигу плазмонного резонанса. Благодаря сочетанию двух факторов возможно достичь усиления магнитооптического отклика и чувствительности в датчиков, поддерживающих плазмонные резонансы [24, 25]. Более того, при возбуждении плазмонов в оптических спектрах структур проявляются резонансные особенности, обладающие большим значением производной, что в свою очередь также приводит к усилению значений магнитооптического отклика.

Первые возможности усиления магнитооптического отклика структур с помощью поверхностных плазмон-поляритонов были показаны в работах [123, 124]. В данных работах исследовалось влияние возбуждения плазмон-поляритонов на величину магнитооптических эффектов призмным методом (в геометрии Кречмана). Рассматривалось распространение бегущих плазмонов вдоль гладкой границы ферромагнитной пленки, помещенной во внешнее магнитное поле [125]. При этом, несмотря на небольшую длину распространения плазмонов, происходило изменение волнового вектора плазмон-поляритонов и

наблюдалось усиление магнитооптического отклика в несколько раз по сравнению со случаем без возбуждения плазмонов в пленке.

Создание эффективных магнитоплазмонных структур возможно путем одновременного использования благородных металлов и магнитных материалов. При дизайне структур необходимо учитывать, что типичные плазмонные материалы (например, Au, Cu, Ag, Al) обладают крайне низкой магнитооптической активностью. Величина недиагональных компонент тензора ε , обуславливающих магнитооптическую активность благородных металлов, зависит от циклотронной ω_c и плазменной частоты ω_p и времени релаксации электронов τ и задается следующим выражением:

$$g = \frac{\omega_c (\omega_p \tau)^2}{\omega [(1 - i\omega\tau)^2 + (\omega_c \tau)^2]} \quad (4.12)$$

При расчетах по данной формуле оказывается, что величина циклотронной частоты $\omega_c = \frac{eH}{m^*}$ намного меньше плазменной и это в свою очередь обуславливает малые значения магнитооптического отклика для благородных металлов [4]. По этой причине внимание авторов привлекают более сложные плазмонные структуры, состоящие из чередующихся слоев благородных и ферромагнитных металлов. Например, в работе [126] наблюдалось резонансное усиление магнитооптического отклика в одномерных решетках, состоящих из слоев кобальта и золота (Рисунок 4.9).

Из спектров отражения гибридной структуры (Рисунок 4.9б) видно, что в решетке происходит эффективное возбуждение бегущих плазмонов при толщине слоя кобальта равной 1 нм. В тоже время наибольшее значение абсолютного магнитооптического отклика в структуре достигает $\Delta R_{pp} = \delta_{\text{абс}} = 0.002$ при толщине слоя кобальта в 3.5 нм.

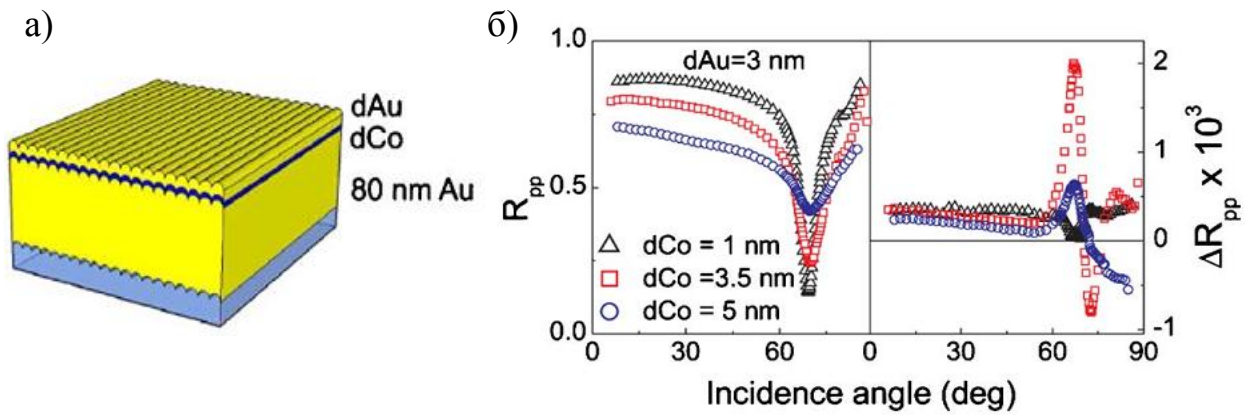


Рисунок 4.9 – Магнитоплазмонная наноструктура: а) одномерно периодическая решетка, состоящая из благородных и ферромагнитных металлов; б) спектр отражения структуры и ее магнитооптический отклик для разной толщины слоя кобальта [126]

В свою очередь ферромагнитные металлы обладают высокими потерями в оптической области спектра и малоприспособны для устройств наноплазмоники. Этому недостатка лишены ферромагнитные диэлектрики, например, феррит гранаты, которые давно используются в магнитооптике, но обладают низкой величиной магнитооптического отклика [104]. С помощью комбинации благородных металлов и ферромагнитных диэлектриков можно возбуждать ППП с большими длинами распространения. На Рисунке 4.10 показан типичный пример магнитооптической плазмонной структуры на основе висмут-замещенного феррит-граната, обладающей экстраординарным оптическим пропусканием [127]. Спектр магнитооптического отклика $\delta(\lambda)$ таких структур обычно имеет выраженные резонансы, положение которых обусловлено возбуждением плазмонов в структуре. Несмотря на появление резонансных пиков в спектрах пропускания, которые обусловлены возбуждением плазмонов в структуре, обычно величина коэффициента пропускания имеет небольшую величину. По этой причине относительное значение магнитооптического отклика

$\delta_{\text{отн}}$, достигнутое в ряде работ, получается искусственным образом завышенным по сравнению с его абсолютным значением $\delta_{\text{абс}}$.

Уникальная возможность значительно усиливать магнитооптический отклик структур за счет возбуждения плазмонов может применяться для улучшения чувствительности датчиков магнитного поля или биосенсоров, созданных на их основе. Также применение магнитоплазмонных структур открывает путь к созданию сверхбыстрых модуляторов. Современные электронные схемы позволяют генерировать магнитные поля на частотах порядка \sim ГГц, однако благодаря использованию фемтосекундных лазеров для перемагничивания пленок можно перейти в терагерцовую область частот.

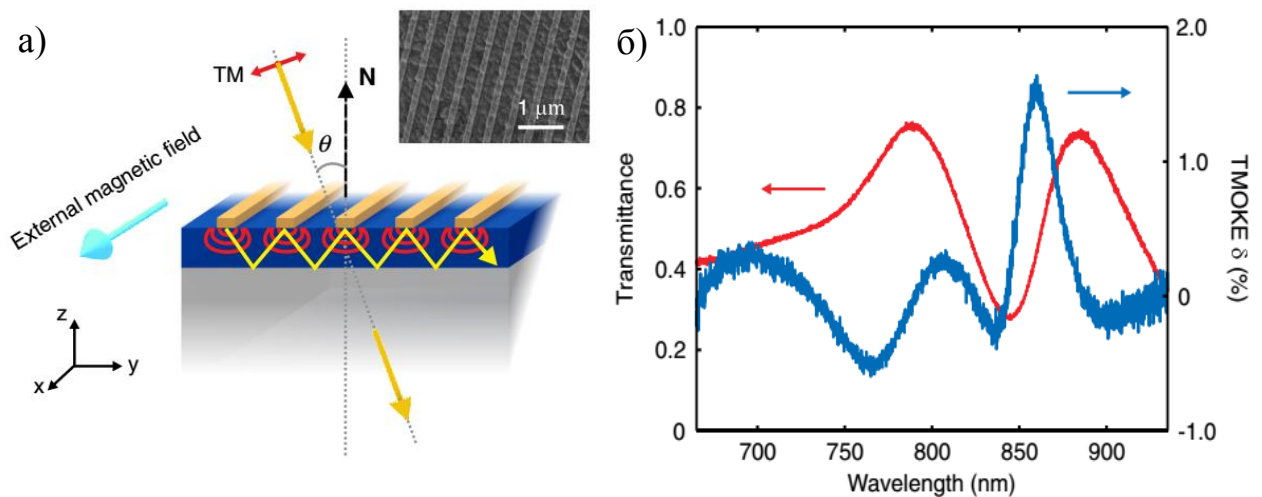


Рисунок 4.10 – Плазмонная структура на основе висмут-замещенного феррит-граната и золотых нанополос: а) схематическое изображение структуры; б) спектр пропускания и магнитооптический отклик в геометрии магнитооптического экваториального эффекта Керра [127]

4.6 Экваториальный магнитооптический эффект Керра в нанорешетках с плазмонным взаимодействием

Беспрецедентное усиление магнитооптического отклика гибридных наноструктур может быть достигнуто за счет взаимодействия плазмонов. Как говорилось ранее, магнитное поле практически не влияет на положение резонансных частот локализованных плазмонов. Тем не менее, взаимодействие

локализованных и распространяющихся бегущих плазмонов приводит к изменению их дисперсионной характеристики и, как следствие, к изменению сигнала при экваториальном эффекте Керра. Кроме того, в наноструктурах с плазмон-плазмонным взаимодействием наблюдается значительное усиление величины электрического поля, которое в свою очередь приводит к усилению магнитооптического отклика и чувствительности датчика.

В работе с помощью численного моделирования исследован магнитооптический отклик датчика на основе наноструктуры с взаимодействующими бегущим и локализованным плазмонами. Схематическое изображение предложенной структуры приведено на Рисунке 4.11. Она представляет собой периодический массив серебряных наночастиц, встроенных в пленку висмут замещенного иттриевого феррит граната (Bi:YIG), которая расположена на поверхности серебряной подложки.

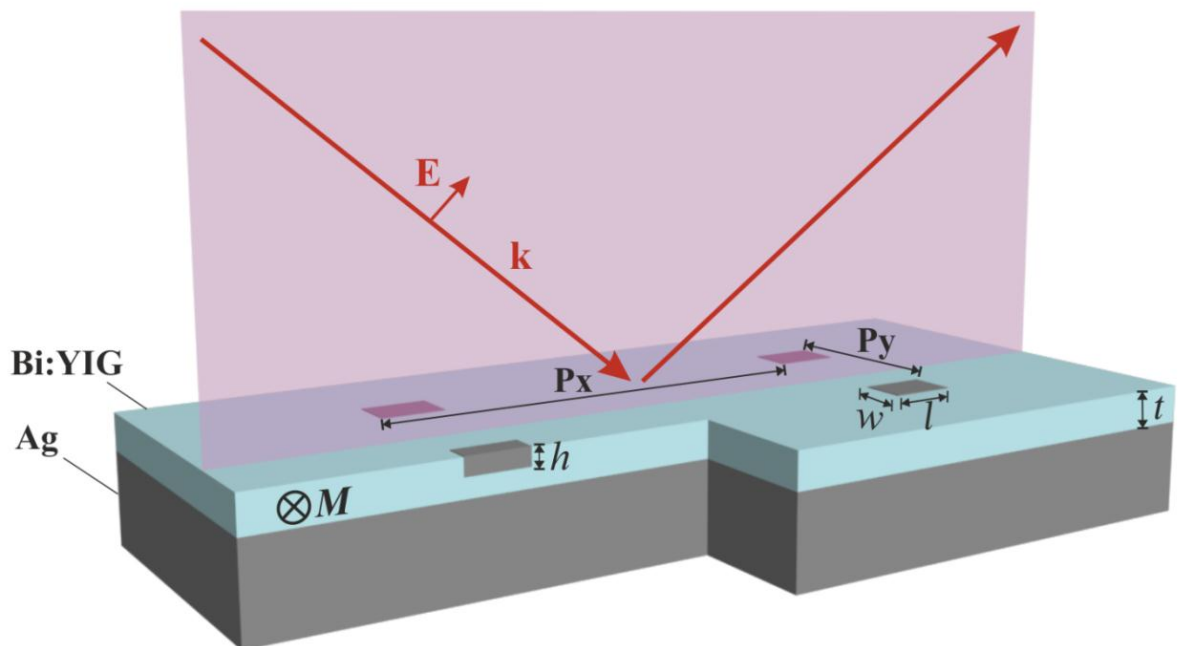


Рисунок 4.11 – Геометрия структуры, содержащей серебряные наночастицы Ag и слой ферромагнитного диэлектрика Bi:YIG, намагниченного перпендикулярно плоскости падения света. Параметры структуры: периоды структуры P_x и P_y , толщина диэлектрика $t = 80$ нм, ширина, длина и толщина частиц w , l , h соответственно [103]

Датчик был спроектирован таким образом, чтобы усиление магнитооптического отклика за счет плазмонных резонансов наблюдалось в видимом и ближнем ИК диапазонах. Наноструктура является гибкой с точки зрения оптимизации ее параметров и изменение периода наноструктуры и размера наночастиц приводит к соответствующему сдвигу плазмонных резонансов.

Данная структура поддерживает два типа плазмонов. В металлической пленке может распространяться поверхностный плазмон-поляритон (ППП), условие возбуждения которого определяется периодом структуры и углом падения, в соответствии с формулой:

$$k_{spp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}} = k_0 \sin \theta + nG, \quad (4.13)$$

где k_0 - волновой вектор падающей волны, θ - угол падения, ε_m и ε_d - диэлектрические проницаемости металла и диэлектрика соответственно, G - вектор обратной решетки, ω - частота падающего света, c - скорость света в вакууме, n - целое число.

В серебряных наночастицах проявляется локализованный плазмонный резонанс (ЛПР), положение которого определяется ее геометрическими размерами. Как уже обсуждалось ранее, при помещении частицы в электромагнитное поле наводится дипольный момент и этот диполь излучает.

На Рисунке 4.12 приведено сечение рассеяния для уединенной серебряной наночастицы, находящейся в диэлектрическом окружении висмут-замещенного феррит-граната Bi:YIG с величиной диэлектрической проницаемости ε_d равной 4.84. Из графика видно, что максимум рассчитанной кривой соответствует локализованному плазмонному резонансу.

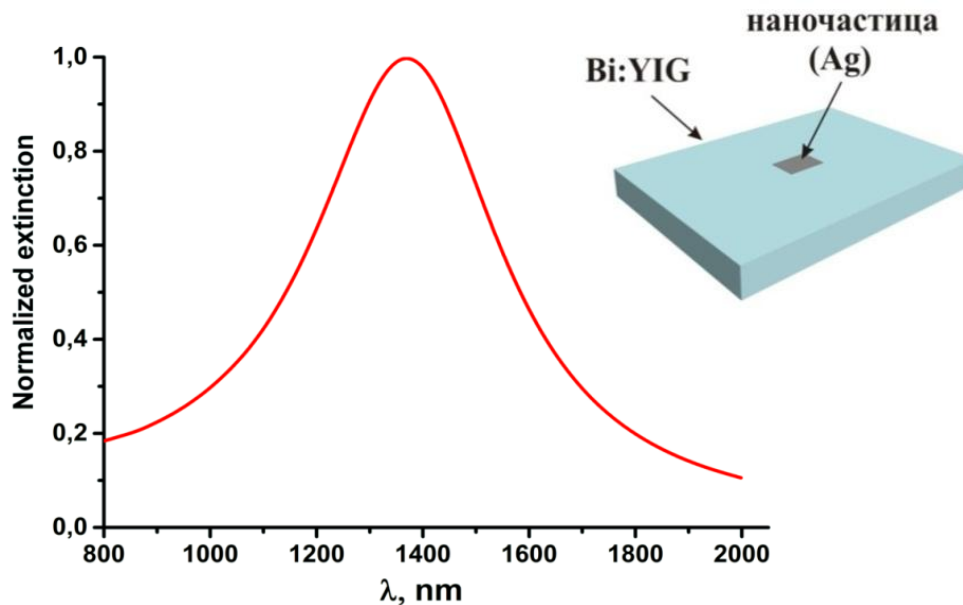


Рисунок 4.12 – Нормированное сечение рассеяния уединенной наночастицы с размерами $w = 100$ нм, $l = 160$ нм, $h = 50$ нм в диэлектрическом окружении Bi:YIG ($\epsilon_d=4.84$). На вставке схематически показана серебряная наночастица, внедренная в Bi:YIG

4.7 Методика расчета оптических спектров периодических наноструктур

В работе численный расчет структур и моделирование спектров проводилось с помощью программы CST Microwave studio 2015. Расчет осуществлялся с помощью Frequency Domain Solver с периодическими граничными условиями. Используемый в программе метод основан на численном решении уравнений Максвелла в интегральной форме. Суть метода заключается в замене производных в уравнениях Максвелла конечно-разностными аппроксимациями. Пространство и время задачи разбиваются на элементы, для каждого из которых записываются уравнения с учетом разностной схемы и при этом напряженности полей определяются из значений, полученных на предыдущем шаге. В качестве источника возбуждения электромагнитной волны использовались порты Флоке с 18 Флоке-модами, позволяющими учитывать дифракционные эффекты в рассчитываемой структуре. Для задания оптических констант материала в магнитном поле в модели был использован встроенный

макрос CST Microwave studio «Create Full Tensor Material», позволяющий учитывать наведенную анизотропию.

Оптические постоянные серебра, заложенные в модель, были аппроксимированы моделью Друде. Для аппроксимации были использованы следующие значения параметров: $\omega_p = 9.5$ eV, $\epsilon_\infty = 5.0$ и $\delta = 0.0987$ eV [128]. Результат аппроксимации для действительной ϵ' и мнимой ϵ'' частей диэлектрической проницаемости показан на Рисунке 4.13.

Толщина серебряной подложки была взята достаточно большой (200 нм), так чтобы пленку можно было считать оптически непрозрачной. Таким образом, подложка выступает в качестве зеркала, повышающего коэффициент отражения магнитооптического датчика. Расстояние между пленкой и наночастицами было выбрано равным 30 нм для достижения эффективного взаимодействия плазмонов.

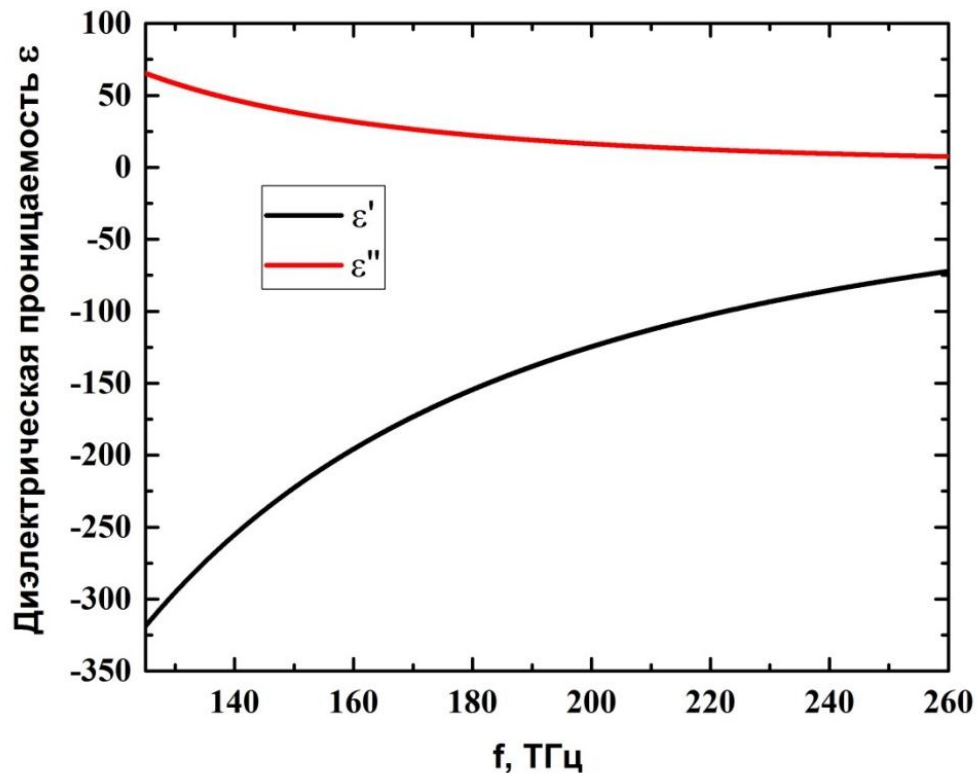


Рисунок 4.13 – Результат аппроксимации зависимости диэлектрической проницаемости ϵ от частоты с помощью модели Друде

Воздействие магнитного поля на структуру учитывалось с помощью недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости Bi:YIG [129]. Знаки недиагональных компонент тензора определяются направлением внешнего магнитного поля [28]:

$$\hat{\epsilon}_{BIG} = \begin{pmatrix} 4.84 + 0.00484i & 0 & \pm 0.02i \\ 0 & 4.84 + 0.00484i & 0 \\ \mp 0.02i & 0 & 4.84 + 0.00484i \end{pmatrix} \quad (4.14)$$

Результатом расчета программы CST Microwave studio являются s -параметры структуры, которые впоследствии пересчитывались в спектры отражения структур.

4.8 Спектры отражения плазмонной наноструктуры

В работе исследовалось влияние геометрических параметров плазмонной наноструктуры на спектры отражения датчика, поскольку спектральное положение плазмонных резонансов магнитооптического датчика сильно зависит от периода структуры и размеров наночастиц. На Рисунке 4.14 приведены расчетные спектры отражения магнитооптического датчика для ТМ-поляризованного света (вектор магнитного поля перпендикулярен плоскости падения света) при угле падения $\theta = 0^\circ$. На графиках видны два резонансных провала обусловленные возбуждением двух типов плазмонов, поддерживаемых наноструктурой.

При увеличении периода структуры P_x происходит соответствующее смещение резонанса соответствующему ППП в длинноволновую область спектра, как показано на Рисунке 4.14.

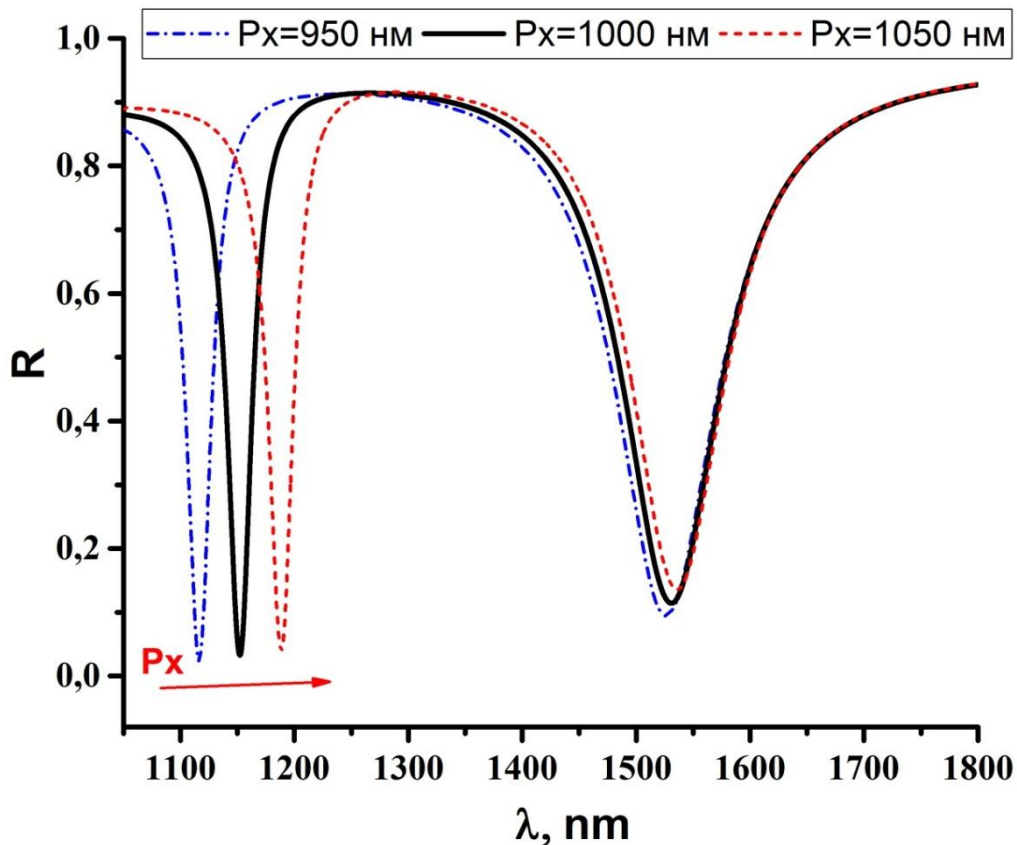
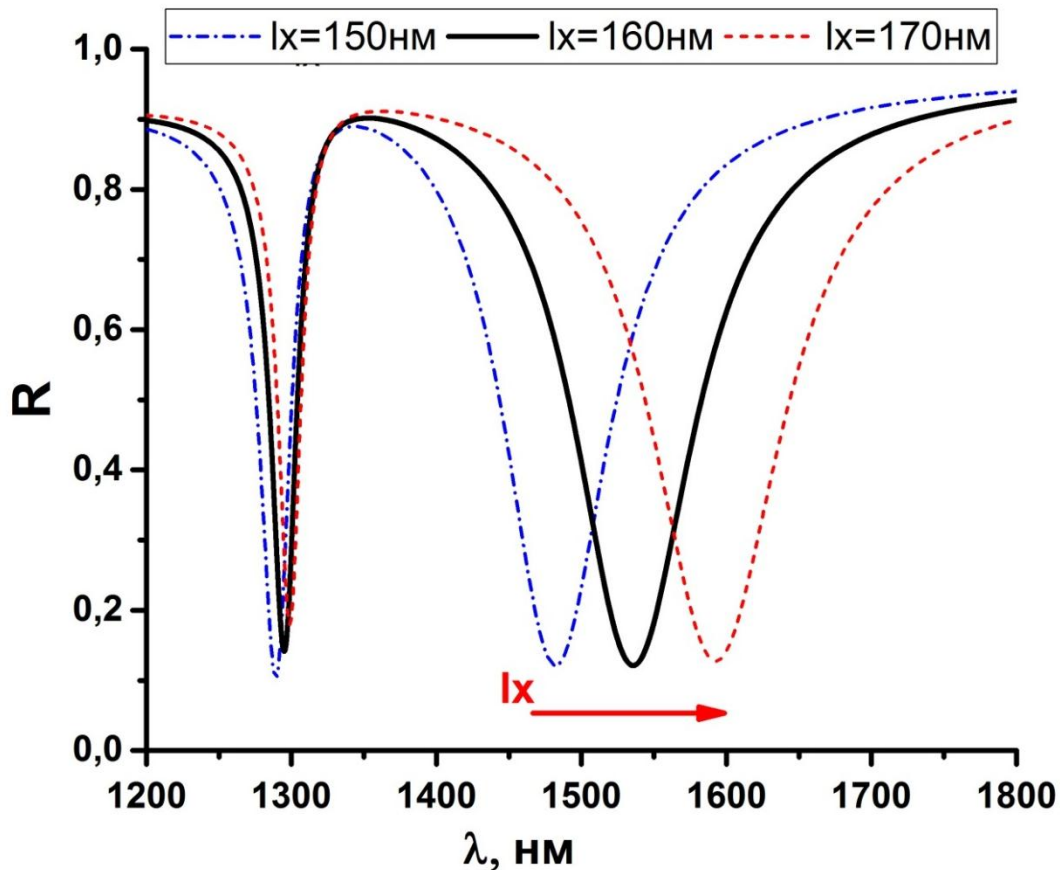


Рисунок 4.14 – Расчетные спектры отражения для разных периодов P_x структуры при нормальном падении ТМ-волны в отсутствии внешнего магнитного поля

Увеличение размера серебряных наночастиц также приводит к красному смещению ЛПР, как показано на Рисунке 4.15. Из графика видно, что изменение длины наночастицы на 10 нм приводит к смещению ЛПР $\Delta\lambda=50\pm 10$ нм. Следовательно, поскольку спектральное положение плазмонных резонансов сильно зависит от геометрических параметров структуры, при проектировании магнитооптического датчика необходимо уделять особое внимание данному вопросу.

Наблюдаемая на спектрах отражения особенность между двух резонансных провалов обладает асимметрией [130]. Асимметрия обусловлена интерференцией бегущего и локализованного плазмонов. Ранее в работе [118] было показано, что в немагнитных системах в месте взаимодействия ППП и ЛПР наблюдается антикроссинг, доказывающий интерференцию двух типов резонансов.



Рисунок

4.15 – Расчетные спектры отражения для разных длин серебряных наночастиц l при угле падения 10^0 в отсутствии внешнего магнитного поля

В ходе численного моделирования и разработки магнитооптического датчика нами были определены оптимальные геометрические параметры наноструктуры: периоды структуры $P_x = 1000 \text{ нм}$ и $P_y = 600 \text{ нм}$, толщина диэлектрика $t = 80 \text{ нм}$, ширина, длина и толщина частиц составили $w = 100 \text{ нм}$, $l = 160 \text{ нм}$, $h = 50 \text{ нм}$ соответственно.

Альтернативным способом оптимизации спектра отражения и магнитооптического отклика является варьирование угла падения света θ . На Рисунке 4.16 показана зависимость спектрального положения бегущего плазмонного резонанса от угла падения света. Из графика видно, что при увеличении угла падения происходит красное смещение бегущего плазмонного резонанса.

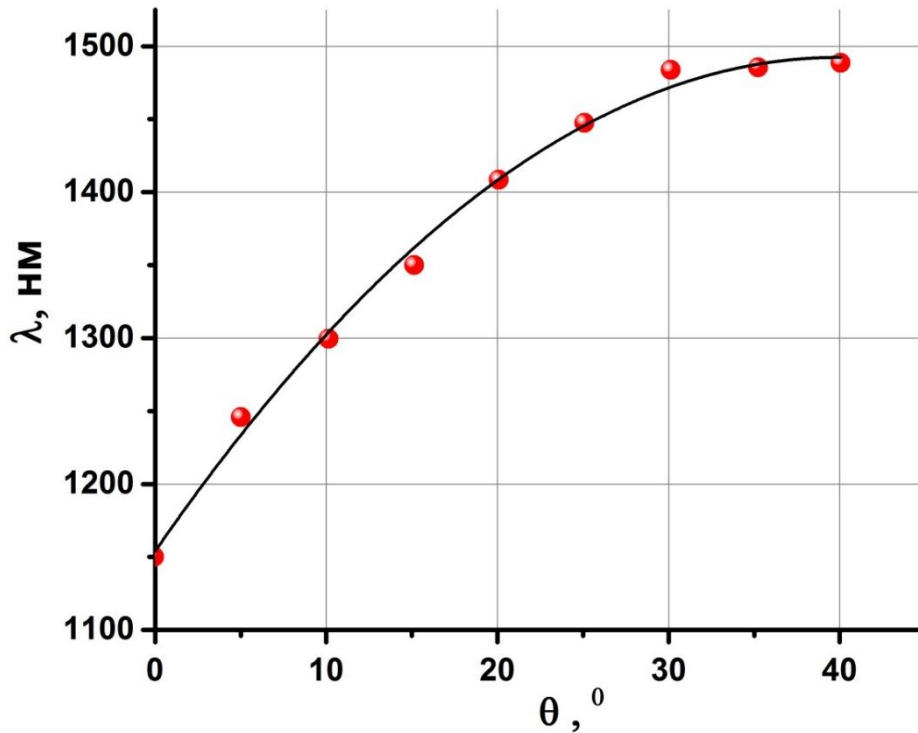


Рисунок 4.16 – Спектральное положение бегущего плазмонного резонанса в зависимости от угла падения света

На Рисунке 4.17 приведены расчетные спектры отражения магнитооптического датчика для ТМ-поляризованного света (вектор магнитного поля перпендикулярен плоскости падения света) при углах падения $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 10^\circ$. Из графика видно, что увеличение угла падения света приводит к сближению двух провалов на графике коэффициента отражения структуры, обусловленных бегущим и локализованным плазмонами [131]. При угле падения $\theta = 0^\circ$ и периоде $P_x = 1000$ нм резонансы, обусловленные бегущим и локализованным плазмонами, имеют длины волн $\lambda = 1150$ нм и $\lambda = 1532$ нм для ППП и ЛПП соответственно. При угле падения $\theta = 10^\circ$ градусов длина волны резонансов становится равной $\lambda = 1295$ нм и $\lambda = 1537$ нм для ППП и ЛПП соответственно. Таким образом, спектральное расстояние между резонансами может быть оптимизировано для увеличения взаимодействия плазмонов и повышения чувствительности датчика путем варьирования угла падения света на структуру.

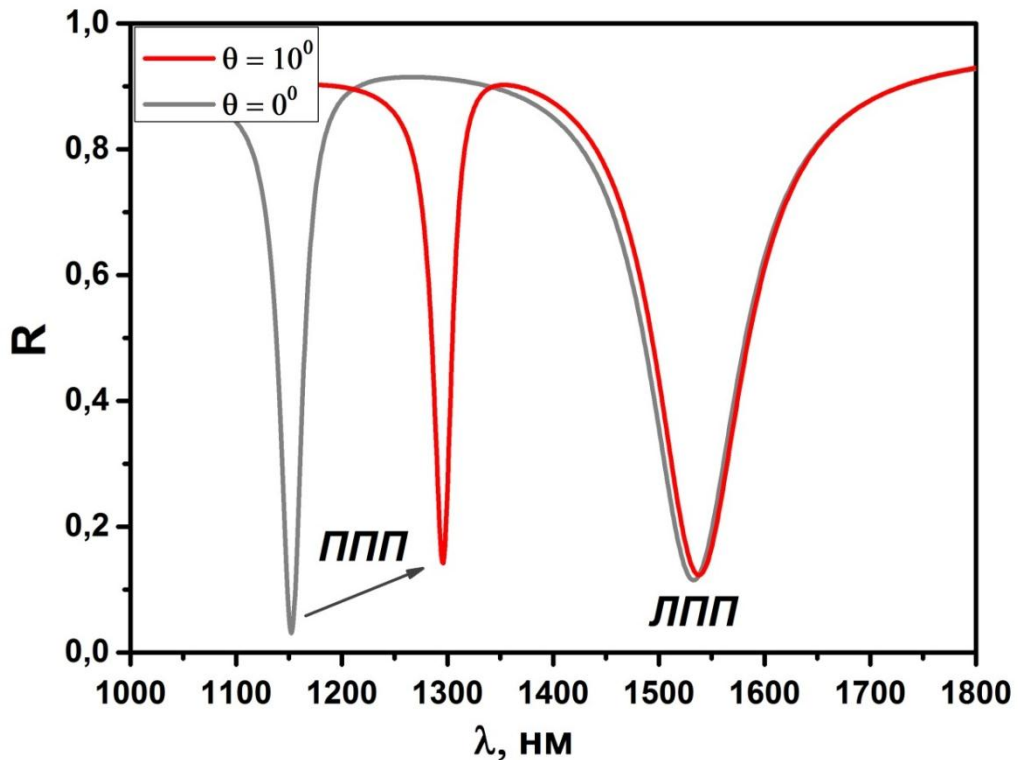


Рисунок 4.17 – Расчетные спектры отражения при углах падения 0° и 10° в отсутствии внешнего магнитного поля [103]

4.9 Магнитооптический отклик датчика

На следующем этапе модельного эксперимента нами проводилось исследование и оптимизация магнитооптического отклика предложенной в работе конструкции магнитооптического датчика. Из литературы известно, что гибридный резонанс, обусловленный взаимодействием плазмонов, сильно зависит от диэлектрической проницаемости окружающей среды [121]. Поэтому изменение тензора диэлектрической проницаемости, вызванное изменением намагниченности пленки ферромагнитного диэлектрика Bi:YIG , будет приводить к сдвигу плазмонных резонансов.

С целью повышения чувствительности и выбора рабочей длины волны предложенного магнитооптического датчика проводилась оптимизация угла падения света. На Рисунке 4.18 показан спектр абсолютного значения магнитооптического отклика датчика для углов падения света 0° , 10° и 20° . Из графика видно, что при нулевом угле падения света значение $\delta_{\text{абс}}$ не превышает

0.003 в области локализованного плазмонного резонанса ($\lambda = 1500$ нм). При углах падения света 10° и 20° наблюдается резкое резонансное усиление магнитооптического отклика датчика с соответствующим спектральным сдвигом максимума от угла падения. Это объясняется тем, что магнитооптический экваториальный эффект Керра наиболее ярко проявляется только при ненулевых углах падения ТМ- поляризованной волны.

Наибольшее абсолютное значение магнитооптического отклика датчика наблюдается при угле падения 10° и достигает величины $\delta_{abs} = 0.04$, что на два порядка превышает значения δ_{abs} для датчика без плазмонов.

Для более подробного рассмотрения волновых процессов, происходящих в магнитооптическом датчике при угле падения 10° , была построена карта распределения электрического поля для длин волн соответствующих гибридному состоянию (Рисунок 4.19а) и чистому локализованному плазмонному резонансу (Рисунок 4.19б).

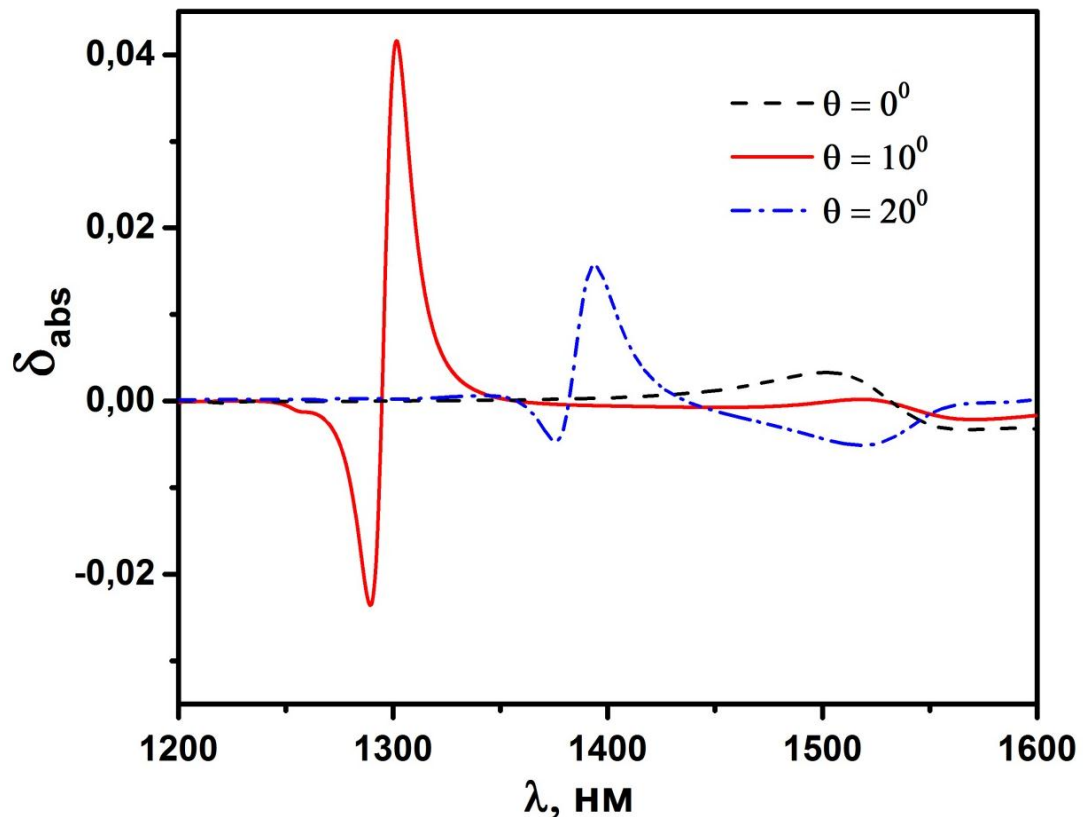


Рисунок 4.18 – Магнитооптический отклик предложенной наноструктуры в зависимости от угла падения света

Из распределения электрического поля в наноструктуре при $\lambda=1300$ нм видно, что при данном угле падения вместо «чистых» бегущего и локализованного плазмонов имеет место гибридное состояние, вызванное их взаимодействием [132]. Для наглядности на Рисунке 4.19б приведено распределение электрического поля, соответствующее чистому локализованному плазмону в наночастицах серебра.

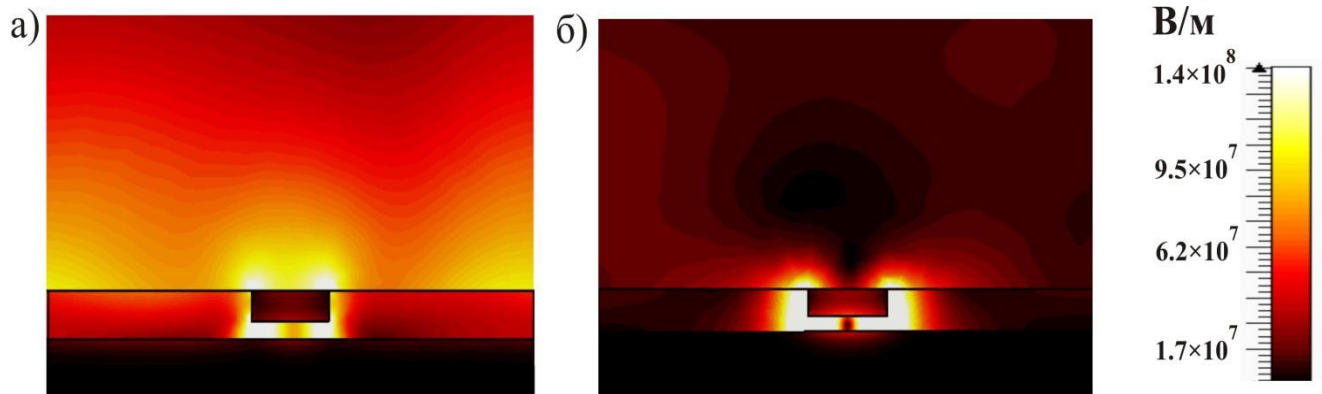


Рисунок 4.19 – Распределение электрического поля в структуре при угле падения 10° для длины волны падающего света: а) $\lambda=1300$ нм [103]; б) $\lambda=1535$ нм

На Рисунке 4.20 приведены зависимости коэффициента отражения при различных ориентациях вектора намагниченности $R(M)$ и $R(-M)$ в районе длины волны 1300 нм при оптимальном угле падения света ($\theta = 10^\circ$). В области наибольшего магнитооптического отклика значения коэффициента отражения составляют $R(M) = 0.40$ и $R(-M) = 0.36$ соответственно. Высокое значение коэффициента отражения датчика ($R > 0.3$ в области максимального магнитооптического отклика) достигается за счет использования серебряной подложки и ферромагнитного диэлектрика, обладающего малыми омическими потерями. Высокое значение коэффициента отражения необходимо в ряде практических применений и обычно для плазмонноусиленных магнитооптических датчиков на экваториальном эффекте Керра коэффициент отражения не превышает величину 0.1 [133].

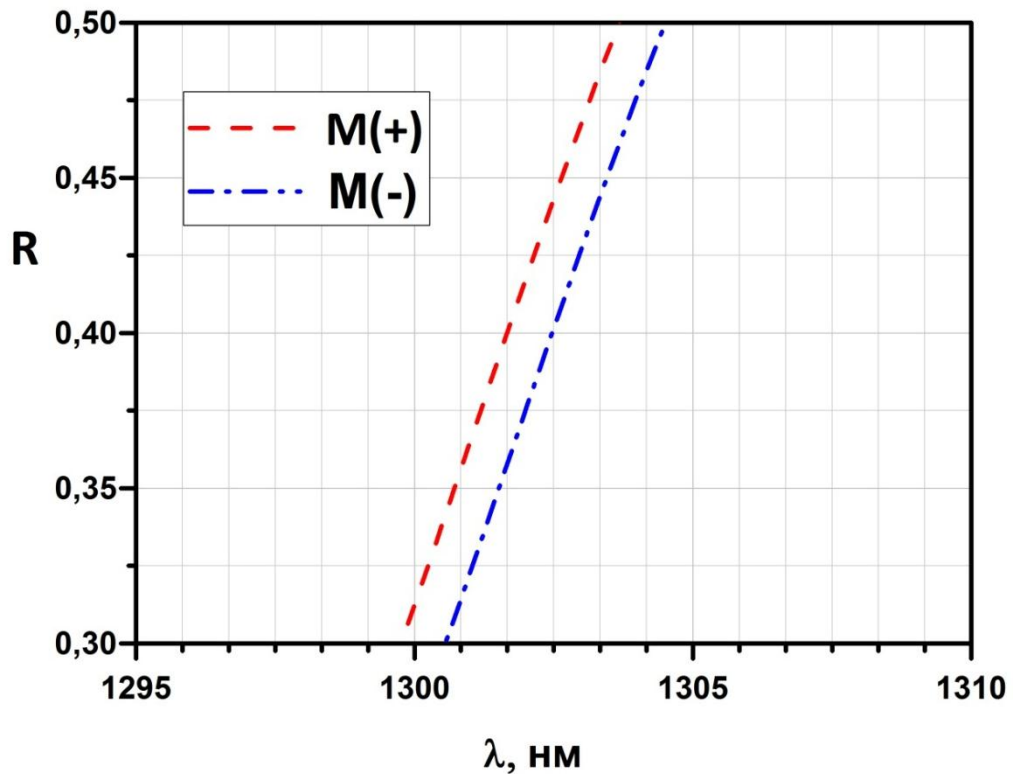


Рисунок 4.20 – Изменение коэффициента отражения магнитооптического датчика при различных ориентациях вектора намагниченности $R(M)$ и $R(-M)$ при угле падения света $\theta = 10^\circ$

На Рисунке 4.21 приведен спектр магнитооптического отклика $\delta_{\text{абс}}$ наноструктуры (сплошная линия) в сравнении со спектром отражения (штрих-пунктирная линия) датчика при оптимальном угле падения ($\theta=10^\circ$). Из графика видно, что максимальное значение магнитооптического отклика датчика достигается на крутом склоне кривой спектра отражения.

С учетом того, что величина намагниченности насыщения висмут-замещенного феррит-граната составляет $M_s=0.16$ Тл [24], чувствительность магнитооптического датчика, определяемая по формуле 4.3, в линейной области кривой намагниченности составляет $S_{MO} = \frac{\delta_{\text{абс}}}{M_s} = 0.25/\text{Тл}$.

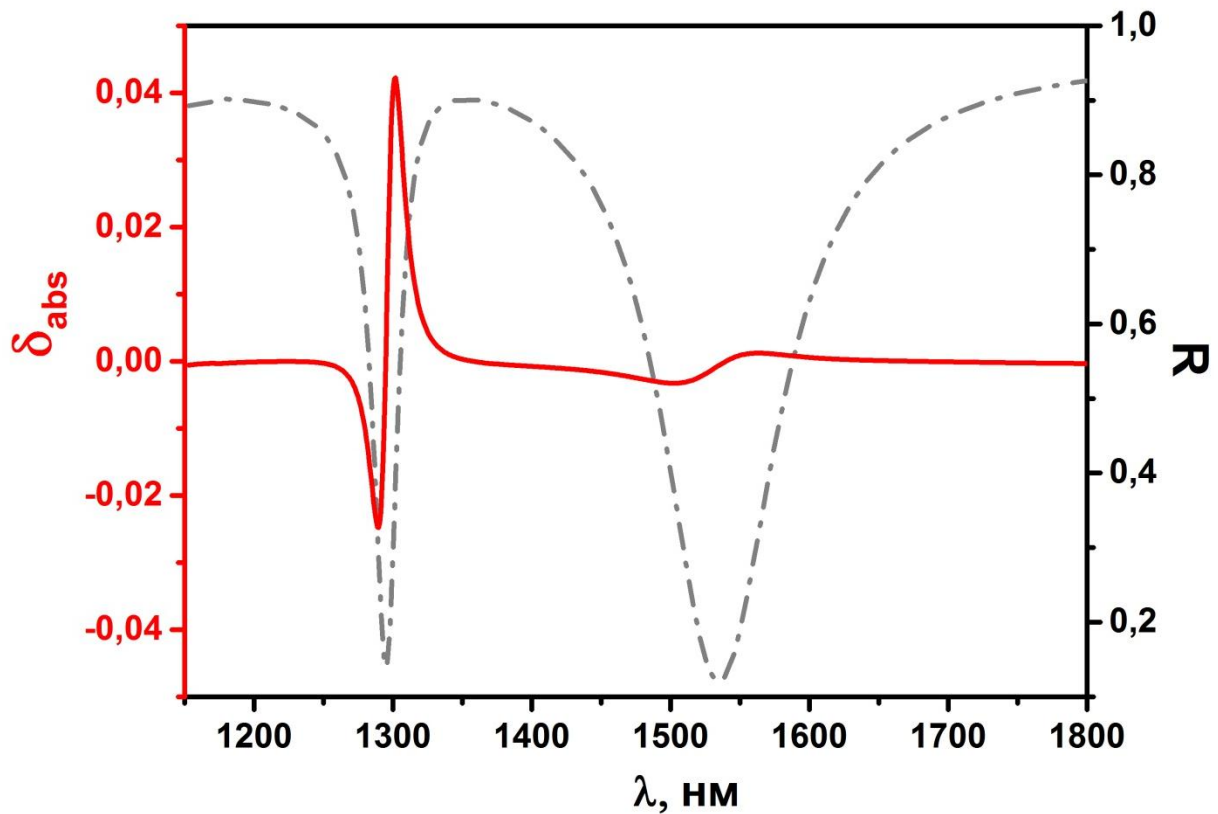


Рисунок 4.21 – Расчетные спектр отражения (штрих-пунктирная линия) и магнитооптический отклик (сплошная линия) предложенной наноструктуры [103]

Магнитооптический датчик позволяет проводить измерения при переменном внешнем магнитном поле в режиме синхронного детектирования для повышения отношения сигнал/шум. Полученное в результате численного моделирования усиление магнитооптического отклика и чувствительности датчика можно интерпретировать следующим образом. Во-первых, в зазоре между серебряной пленкой и наночастицами наблюдается локальное усиление электрического поля в 100 раз по сравнению с полем падающей волны. Во-вторых, увеличивается эффективная длина взаимодействия волны с магнитооптическим материалом за счет распространения бегущего плазмон-поляритона по поверхности серебряной пленки [134].

Полученные значения магнитооптического отклика Δ_{abs} могут быть усилены путем увеличения значений недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости. Оптические свойства феррит-гранатов сильно

зависят от степени легирования. Величина недиагональных компонентов ферромагнитного диэлектрика зависит от концентрации замещенного висмута в железо-иттриевом гранате. Типичные значения данных компонент составляют $g=0.005-0.02$, но в случае полного замещения они могут достигать величины $g \approx 0.1$ [135]. При высоких степенях легирования удастся достичь высоких значений недиагональных компонент близких к значениям в ферромагнитных металлах, однако и величина потерь становится слишком высокой. Еще одним недостатком сильнолегированных материалов является сильная дисперсия компонент тензора $\hat{\epsilon}^{MO}$. По этой причине при разработке магнитооптических структур применяют случай слаболегированного материала практически не имеющего потерь ($g=0.005$) [24].

Выводы по главе 4

В данной главе предложена и методом численного моделирования исследована конструкция магнитооптического датчика на основе гибридной наноструктуры, поддерживающая бегущий и локализованный плазмонный резонанс. Был определен магнитооптический отклик и чувствительность датчика в геометрии магнитооптического экваториального эффекта Керра с помощью численного моделирования. Получены спектры отражения предложенной наноструктуры и карта распределения электрического поля в условиях резонанса. Достигнуто высокое значение коэффициента отражения датчика ($R > 0.3$), необходимое для практического применения, за счет использования серебряной подложки и ферромагнитного диэлектрика, обладающего малыми омическими потерями. Показано, что спектр отражения датчика имеет асимметричную форму резонанса, обладающего высокой чувствительностью к диэлектрическому окружению. С целью повышения чувствительности датчика и подбора рабочей длины волны оптимизировались геометрические параметры наноструктуры и угол падения. Получено существенное усиление магнитооптического отклика, абсолютное значение которого на два порядка превышает отклик структур без плазмонов и составляет $\delta_{abc} = 0.04$. Проведен анализ возможных механизмов

ответственных за усиление магнитооптического отклика нанодатчика. Результаты, представленные в данной главе, были опубликованы в статье [94]. Рассмотренная гибридная наноструктура, работающая в ближнем ИК и видимом диапазонах, является перспективной как для решения задач магноники, так и для создания биосенсоров и датчиков магнитного поля.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Диссертационная работа посвящена разработке и оптимизации электрических и оптических микродатчиков магнитного поля. Для формирования локальных трехосевых датчиков магнитного поля была применена уникальная технология сворачивания напряженных полупроводниковых нанопленок. В ходе работы были впервые разработаны и изготовлены лабораторные образцы миниатюрных трубчатых трехосевых холловских датчиков и исследованы их характеристики. Была предложена оригинальная конструкция плазмонноусиленного магнитооптического датчика и методами численного моделирования была оптимизирована наноструктура с плазмон-плазмонным взаимодействием, обладающая высоким магнитооптическим откликом (усиление до 100 раз).

Основные результаты и выводы работы, заключаются в следующем:

1) Разработана конструкция и изготовлены образцы трехосевых холловских датчиков на основе микротрубок GaAs/AlGaAs/InGaAs, содержащих двумерный электронный газ с концентрацией и подвижностью электронов $n_{2D} = 1.33 * 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 4700 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$ соответственно. Продемонстрировано одновременное локальное измерение микродатчиком всех трех компонент вектора магнитного поля в пространстве.

2) Показано, что конструкция трехосевых холловских датчиков на основе полупроводниковых микротрубок позволяет создавать миниатюрные датчики с размерами активной области $500 \times 20 \times 20$ мкм (объем $< 10^{-3} \text{ мм}^3$) для локального измерения величины и градиента магнитного поля.

3) Проведены исследования магнитополевых и шумовых характеристик изготовленных датчиков и проанализирована возможность применения изготовленных структур для измерения слабых магнитных полей. Показано, что относительная чувствительность изогнутых холловских мостиков к магнитному полю достигает $S_I = 470 \pm 14 \frac{\text{Ом}}{\text{Тл}}$ при $T=300 \text{ К}$. Из результатов измерений

спектральной плотности шума получен порог чувствительности B_N , и его величина составляет $400 \text{ нТл/Гц}^{1/2}$.

4) Установлено, что тонкопленочные трубчатые холловские датчики помещенные в матрицу полидиметилсилоксана (ПДМС) являются более устойчивыми к внешним воздействиям среды. Показано, что магнитополевые и угловые зависимости до и после покрытия ПДМС были одинаковыми в пределах ошибки измерений.

5) Предложен и оптимизирован с помощью численного моделирования магнитооптический датчик на экваториальном эффекте Керра на основе многослойной металл-диэлектрической трехмерной наноструктуры. Показано, что величина абсолютного магнитооптического отклика плазмонноусиленного магнитооптического датчика достигает $\delta_{\text{абс}} = 0.04$, что на два порядка превышает величину $\delta_{\text{абс}}$ датчика без плазмонов. Высокий коэффициент отражения датчика ($R > 0.3$) достигается за счет использования серебряной подложки и ферромагнитного диэлектрика, обладающего малыми омическими потерями.

6) Показано, что чувствительность нанодатчика магнитного поля в линейной области кривой намагниченности составляет $S_{\text{МО}} = 0.25/\text{Тл}$. Гибридная металл-диэлектрическая наноструктура является перспективной для дистанционной регистрации магнитных полей, а также для применения в качестве биосенсоров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бараночников, М. Л. Микромагнитоэлектроника. / М.Л. Бараночников. – Москва: ДМК Пресс, 2001. – Т. 1. – 544 с.
2. Сысоева, С. Датчики близости/положения/расстояния. Важные обновления и дальнейшие перспективы / С. Сысоева // Компоненты и технологии. – 2008. – №. 3. – С. 44-54.
3. Shaw, J. Magnetic particle-mediated magnetoreception / J. Shaw [et al.] // Journal of the Royal Society Interface. – 2015. – Vol. 12. – №. 110. – P. 20150499.
4. Armelles, G. Magnetoplasmonics: combining magnetic and plasmonic functionalities / G. Armelles G [et al.] // Advanced Optical Materials. – 2013. – Vol. 1. – №. 1. – P. 10-35.
5. Сысоева, С. Автомобильные датчики положения. Современные технологии и новые перспективы. Часть 14. Итоговый сравнительный анализ. Выводы и обновление / С. Сысоева // Компоненты и технологии. – 2006. – №. 60. – С. 2-14.
6. Портной, Г. Современные магниточувствительные датчики Холла и приборы на их основе / Г. Портной // Вестник автоматизации. – 2013. – Т. 1. – № 29. – С. 7-12.
7. Полищук, А. Некоторые применения линейных интегральных датчиков Холла компании Allegro Microsystems / А. Полищук // Компоненты и технологии. – 2006. – Т. 1. – №. 60. – С. 1-5.
8. Губа, А. Freescale MAG3110: новые горизонты в современной навигации / А. Губа // Компоненты и технологии. – 2011. – №. 5. – С. 40-41.
9. Popovic, R. S. Hall effect devices. / R. S. Popovic. – Florida: CRC Press, 2003. – 420 p.
10. Сысоева, С. Автомобильные датчики положения. Современные технологии и новые перспективы. Часть 3. Физические основы и коммерческие перспективы технологий полупроводниковых и пермаллоевых

- магниторезистивных датчиков / С. Сысоева // Компоненты и технологии. – 2005. – №. 48. – С. 52-62.
11. Сысоева, С. Автомобильные датчики положения. Современные технологии и новые перспективы. Часть 1. Потенциометры и датчики Холла – лидеры современного рынка / С. Сысоева // Компоненты и технологии. – 2005. – №. 2. – С. 52-59.
 12. Stiller, M. Local magnetic measurements of trapped flux through a permanent current path in graphite / M. Stiller [et al.] // Journal of Low Temperature Physics. – 2018. – Т. 191. – №. 1-2. – P. 105-121.
 13. Schneider, M. Highly local measurements of strong transient magnetic fields during railgun experiments using CMR-based sensors / M. Schneider [et al.] // IEEE transactions on Magnetics. – 2007. – Т. 43. – №. 1. – P. 370-375.
 14. Oral, A. Scanning Hall probe microscopy of superconductors and magnetic materials / A. Oral, S. J. Bending, M. Henini // Journal of Vacuum Science & Technology B. – 1996. – Vol. 14. – №. 2. – P. 1202-1205.
 15. Fedor, J. New approaches in scanning probe microscopy for magnetic field imaging: Ph. D. Thesis / J. Fedor. – Slovakia, Bratislava: Institute of Electrical Engineering, 2004.
 16. Schott, C. CMOS single-chip electronic compass with microcontroller / C. Schott [et al.] // IEEE Journal of Solid-State Circuits. – 2007. – Vol. 42. – №. 12. – P. 2923-2933.
 17. Langley, R. B. The magnetic compass and GPS / R. B. Langley // GPS World. – 2003. – P. 70-80.
 18. Dimitrov, K. 3-D silicon Hall sensor for use in magnetic-based navigation systems for endovascular interventions / K. Dimitrov // Measurement. – 2007. – Vol. 40. – №. 9. – P. 816-822.
 19. Ziegler, S. Current sensing techniques: A review / S. Ziegler [et al.] // IEEE Sensors Journal. – 2009. – Vol. 9. – №. 4. – P. 354-376.
 20. Ripka, P. Electric current sensors: a review / P. Ripka // Measurement Science and Technology. – 2010. – Vol. 21. – №. 11. – P. 112001.

21. Сысоева, С. Датчики магнитного поля. Новые применения и технологии измерения движения и тока / С. Сысоева // Компоненты и технологии. – 2011. – №. 3. – С. 18-30.
22. Sensor Contributor. Measuring Current with IMC Hall Effect Technology // Sensors Magazine – 2003. – P. 1-5
23. Sghaier, H. Sensitivity enhancement of AlGaAs/InGaAs/GaAs quantum well-based Hall device / H. Sghaier [et al.] // Journal of applied physics. – 2006. – Vol. 100. – №. 4. – P. 044316.
24. Belotelov, V. I. Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals / V. I. Belotelov [et al.] // Nature Nanotechnology. – 2011. – Vol. 6. – №. 6. – P. 370.
25. Chin, J. Y. Nonreciprocal plasmonics enables giant enhancement of thin-film Faraday rotation / J. Y. Chin [et al.] // Nature communications. – 2013. – Vol. 4. – P. 1599.
26. Regatos, D. Suitable combination of noble/ferromagnetic metal multilayers for enhanced magneto-plasmonic biosensing / D. Regatos [et al.] // Optics express. – 2011. – Vol. 19. – №. 9. – P. 8336-8346.
27. Chou, K. H. Application of strong transverse magneto-optical Kerr effect on high sensitive surface plasmon grating sensors / K. H. Chou [et al.] // Optics express. – 2014. – Vol. 22. – №. 16. – P. 19794-19802.
28. Maksymov, I. S. Magneto-plasmonic nanoantennas: Basics and applications / I. S. Maksymov // Reviews in Physics. – 2016. – Vol. 1. – P. 36-51.
29. Demokritov, S. O. Magnonics: From fundamentals to applications. / S. O. Demokritov, A. N. Slavin // Springer Science & Business Media. – 2013. – Vol. 125. – 262 p.
30. Lenk, B. The building blocks of magnonics / B. Lenk [et al.] // Physics Reports. – 2011. – Vol. 507. – №. 4-5. – P. 107-136.
31. Kimel, A. V. Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses / A. V. Kimel [et al.] // Nature. – 2005. – Vol. 435. – №. 7042. – P. 655.

32. Kirilyuk, A. Ultrafast optical manipulation of magnetic order / A. Kirilyuk, A. V. Kimel, Th. Rasing // *Reviews of Modern Physics* – 2010. – Vol. 82. – P. 2731-2784.
33. Hansteen, F.. Nonthermal ultrafast optical control of the magnetization in garnet films / F. Hansteen [et al.] // *Physical Review B*. – 2006. – Vol. 73. – №. 1. – P. 014421.
34. Klank, M. Sensitive magneto-optical sensors for visualization of magnetic fields using garnet films of specific orientations / M. Klank [et al.] // *Journal of applied physics*. – 2002. – Vol. 92. – №. 11. – P. 6484-6488.
35. Vasiliev, M. Novel magnetic photonic crystal structures for magnetic field sensors and visualizers M. Vasiliev [et al.] // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 2008. – Vol. 44. – №. 3. – P. 323-328.
36. Bodnicki, M. Miniature displacement sensor / M. Bodnicki, P. Pakuła, M. Zowade; R. Jabłoński, T. Brezina T. (eds). // *Advanced Mechatronics Solutions*. – Springer International Publishing, 2016. – Vol. 393. – P. 313-318.
37. Credi, C. 3D printing of cantilever-type microstructures by stereolithography of ferromagnetic photopolymers / C. Credi [et al.] // *ACS applied materials & interfaces*. – 2016. – Vol. 8. – №. 39. – P. 26332-26342.
38. Makarov, D. Shapeable magnetoelectronics / D. Makarov [et al.] // *Applied Physics Reviews*. – 2016. – Vol. 3. – №. 1. – P. 011101.
39. Melzer, M. Wearable magnetic field sensors for flexible electronics / M. Melzer [et al.] // *Advanced Materials*. – 2015. – Vol. 27. – №. 7. – P. 1274-1280.
40. Tomo, T. P. Design and characterization of a three-axis hall effect-based soft skin sensor / T. P. Tomo [et al.] // *Sensors*. – 2016. – Vol. 16. – №. 4. – P. 491.
41. Yi-Wei, L. Fabrication, properties, and applications of flexible magnetic films / L. Yi-Wei L., Z. Qing-Feng, L. Run-Wei. // *Chinese Physics B*. – 2013. – Vol. 22. – №. 12. – P. 127502.
42. Mönch, I. Rolled-up magnetic sensor: nanomembrane architecture for in-flow detection of magnetic objects / I. Mönch [et al.] // *ACS nano*. – 2011. – Vol. 5. – №. 9. – P. 7436-7442.

43. Reig, C. Giant magnetoresistance (GMR) sensors – From Basis to State-of-the-Art Applications / C. Reig, S. Cardoso, S. C. Mukhopadhyay. – Berlin, Germany; Heidelberg, Germany: Springer-Verlag, 2013.
44. Rife, J. C. Design and performance of GMR sensors for the detection of magnetic microbeads in biosensors / J. C. Rife [et al.] // Sensors and Actuators A: Physical. – 2003. – Vol. 107. – №. 3. – P. 209-218.
45. Сысоева, С. Автомобильные датчики положения. Современные технологии и новые перспективы. Часть 5. Новые перспективы бесконтактных угловых измерений в диапазоне угла 360° , снова датчики Холла-угловые магнитные энкодеры / С. Сысоева // Компоненты и технологии. – 2005. – №. 50. – С. 34-41.
46. Pan, H. Single-chip integrated 3-D Hall sensor / H. Pan [et al.] // Third International Conference on Instrumentation, Measurement, Computer, Communication and Control (IMCCC), Shenyang, Liaoning, China 21-23 September, 2013. – P. 252-255.
47. Schott, C. Integrated 3D Hall magnetic field sensor / C. Schott, R. S. Popovic // Proceedings of Transducers. – 1999. – Vol. 99. – P. 1-4.
48. Popovic, R. S. Not-plate-like Hall magnetic sensors and their applications / R. S. Popovic // Sensors and Actuators A: Physical. – 2000. – Vol. 85. – №. 1. – P. 9-17.
49. Heidari, H. Analysis and modeling of four-folded vertical Hall devices in current domain / H. Heidari [et al.] // 10th Conference on Ph.D. Research in Microelectronics and Electronics (PRIME), Grenoble, France, 30 Jun-3 Jul, 2014. – P. 1-4.
50. Schott, C. High-accuracy analog Hall probe / C. Schott [et al.] // IEEE transactions on instrumentation and measurement. – 1997. – Vol. 46. – №. 2. – P. 613-616.
51. Sung, G. M. 2-D differential folded vertical Hall device fabricated on a p-type substrate using CMOS technology / G. M. Sung, C. P. Yu // IEEE Sensors Journal. – 2013. – Vol. 13. – №. 6. – P. 2253-2262
52. Sander, C. Fully symmetric vertical Hall devices in CMOS technology / C. Sander [et al.] // IEEE Sensors Journal. – 2013. – P. 1-4.

53. Schurig, E. Highly sensitive vertical hall sensors in CMOS technology: Ph.D. thesis / E. Schurig. – Lausanne: EPFL, 2005.
54. Py, C. Capillary origami: spontaneous wrapping of a droplet with an elastic sheet / C. Py [et al.] // *Physical review letters*. – 2007. – Vol. 98. – №. 15. – P. 156103.
55. Cho, J. H. Self-assembly of orthogonal three-axis sensors / J. H. Cho, S. Hu, D. H. Gracias // *Applied Physics Letters*. – 2008. – Vol. 93. – №. 4. – P. 043505.
56. Todaro, M. T. A fully integrated GaAs-based three-axis Hall magnetic sensor exploiting self-positioned strain released structures / M. T. Todaro [et al.] // *Journal of Micromechanics and Microengineering*. – 2010. – Vol. 20. – №. 10. – P. 105013.
57. Sileo, L. Fully integrated three-axis Hall magnetic sensor based on micromachined structures / L. Sileo [et al.] // *Microelectronic Engineering*. – 2010. – Vol. 87. – №. 5. – p. 1217-1219.
58. Prinz, V. Y. Free-standing and overgrown InGaAs/GaAs nanotubes, nanohelices and their arrays / V. Y. Prinz [et al.] // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. – 2000. – Vol. 6. – №. 1-4. – P. 828-831.
59. Шалимова, К. В. Физика полупроводников/ К.В. Шалимова. – Москва: Энергоатомиздат, 1985. – 392 с.
60. Кучис, Е. В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования / Е. В. Кучис // Москва: Радио и связь. – 1985. – С. 264.
61. Агеев, О.А. Микроэлектронные преобразователи неэлектрических величин: Учебное пособие / О. А. Агеев [и др.]. – Таганрог: Изд-во ТРТУ, 2000. – 153 с.
62. Vorob'ev, A. B. Giant asymmetry of the longitudinal magnetoresistance in high-mobility two-dimensional electron gas on a cylindrical surface / A. B. Vorob'ev [et al.] // *Physical Review B*. – 2007. – Vol. 75. – №. 20. – P. 205309.
63. Ripka, P. Magnetic sensors and magnetometers/ P. Ripka // Artech House. – 2001. – P. 494

64. Vervaeke, K. Size dependence of microscopic Hall sensor detection limits / K. Vervaeke [et al.] // Review of Scientific Instruments. – 2009. – Vol. 80. – №. 7. – P. 074701.
65. Hooge, F. N. $1/f$ noise is no surface effect / F. N. Hooge // Physics letters A. – 1969. – Vol. 29. – №. 3. – P. 139-140.
66. Nyquist, H. Thermal agitation of electric charge in conductors / H. Nyquist // Physical review. – 1928. – Vol. 32. – №. 1. – P. 110.
67. Prinz, V. Y. Nanoscale engineering using controllable formation of ultra-thin cracks in heterostructures / V. Y. Prinz [et al.] // Microelectronic Engineering. – 1996. – Vol. 30. – №. 1-4. – P. 439-442.
68. Prinz, V. Y. Self-formed InGaAs/GaAs Nanotubes: Concept, Fabrication, Properties / V. Y. Prinz, V. A. Seleznev, A. K. Gutakovsky // 24th Int. Conf. on Physics of Semiconductors // Singapore: World Scientific. – 1998. – P. Th3-D5.
69. Prinz, V. Y. Free-standing and overgrown InGaAs/GaAs nanotubes, nanohelices and their arrays / V. Y. Prinz [et al.] // Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. – 2000. – Vol. 6. – №. 1-4. – P. 828-831.
70. Grundmann, M. Nanoscroll formation from strained layer heterostructures / M. Grundmann // Applied Physics Letters. – 2003. – Vol. 83. – №. 12. – P. 2444-2446.
71. Yablonovitch, E. Extreme selectivity in the lift-off of epitaxial GaAs films / E. Yablonovitch [et al.] // Applied Physics Letters. – 1987. – Vol. 51. – №. 26. – P. 2222-2224.
72. Yablonovitch, E. Van der Waals bonding of GaAs epitaxial liftoff films onto arbitrary substrates / E. Yablonovitch [et al.] // Applied Physics Letters. – 1990. – Vol. 56. – №. 24. – P. 2419-2421.
73. Принц, В. Я. Самоформирующиеся полупроводниковые микро-и нанотрубки / В. Я. Принц, В. А. Селезнев, А. В. Чеховский // Микросистемная техника. – 2003. – №. 6. – С. 29-34.

74. Vorob'ev, A. B. Directional rolling of strained heterofilms / A. B. Vorob'ev, V. Y. Prinz // *Semiconductor science and technology*. – 2002. – Vol. 17. – №. 6. – P. 614.
75. Matthews, J. W. Defects in epitaxial multilayers: I. Misfit dislocations / J. W. Matthews, A. E. Blakeslee // *Journal of Crystal Growth*. – 1974. – Vol. 27. – P. 118-125.
76. Snider, G. 1D Poisson (computer software) / G. Snider. – USA, Notre Dame: University of Notre Dame, 2013.
77. Tan, I.H. A self-consistent solution of Schrodinger-Poisson equations using a nonuniform mesh / I.-H. Tan, G. Snider, L. D. Chang // *J. Appl.Phys.* – 1990.– Vol. 68 –№. 8. –P. 4071-4076.
78. Schwartz, G. P., Schottky Barrier Height Enhancement on MP+N Structures Including Free Carriers / G. P. Schwartz, G. J. Gualtieri // *Journal of The Electrochemical Society*. – 1986. – Т. 133. – №. 6. – P. 1266-1268.
79. Wolfe, C. M. Electron Mobility in High-Purity GaAs / C. M. Wolfe, G. E. Stillman, W. T. Lindley // *Journal of Applied Physics*. – 1970. – Vol. 41. – №. 7. – P. 3088-3091.
80. Rode, D. L. Low-field electron transport / D. L. Rode // *Semiconductors and semimetals*. Elsevier. – 1975. – Vol. 10. – P. 1-89.
81. New Semiconductor Materials. Biology systems. Characteristics and Properties // [Online]. Available: [http:// www.matprop.ru/](http://www.matprop.ru/) (Дата обращения: 12.03.2018).
82. Vorob'ev , A. B. Three-axis Hall transducer based on semiconductor microtubes / A. B. Vorob'ev [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2013. – Vol. 103. – №. 17. – P. 173513.
83. Чесницкий, А. В. Порог чувствительности изогнутых холловских мостиков InGaAs/AlGaAs/GaAs / А. В. Чесницкий, Е. А. Михантьев // *Микроэлектроника*. – 2016. – Т. 45. – №. 2. – С. 112-118.
84. Prinz, V. Y. Terahertz metamaterials and systems based on rolled-up 3D elements: designs, technological approaches, and properties / V. Y. Prinz [et al.] // *Scientific reports*. – 2017. – Т. 7. – P. 43334.

85. Chaplik, A. V. Some exact solutions for the classical Hall effect in an inhomogeneous magnetic field / A. V. Chaplik // Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. – 2000. – Vol. 72. – №. 10. – P. 503-505.
86. Cambel, V. Approaching the pT range with a 2DEG InGaAs/InP Hall sensor at 77 K / V. Cambel [et al.] // Microelectronic Engineering. – 2000. – Vol. 51. – P. 333-342.
87. Berntgen, J. The 1/f noise of InP based 2DEG devices and its dependence on mobility / J. Berntgen [et al.] // IEEE Transactions on Electron Devices. – 1999. – Vol. 46. – №. 1. – P. 194-203.
88. Haned, N. Nano-tesla magnetic field magnetometry using an InGaAs–AlGaAs–GaAs 2DEG Hall sensor / N. Haned, M. Missous // Sensors and Actuators A: Physical. – 2003. – Vol. 102. – №. 3. – P. 216-222.
89. Tacano, M. Hooge fluctuation parameter of semiconductor microstructures // M. Tacano // IEEE Transactions on Electron Devices. – 1993. – Vol. 40. – №. 11. – P. 2060-2064.
90. Duh K. H., Hooge parameters for various FET structures / K. H. Duh , A. Van Der Ziel // IEEE Transactions on Electron Devices. – 1985. – Vol. 32. – №. 3. – P. 662-666.
91. Mouetsi, S. The 1/f Noise in a Two-Dimensional Electron Gas: Temperature and Electric Field Considerations / S. Mouetsi, A. E. Hdiy, M. Bouchemat // Elektronika ir Elektrotechnika. – 2015. – Vol. 92. – №. 4. – P. 3-6.
92. Kunets, V. Micro-hall devices based on high-electron-velocity semiconductors : PhD thesis / V. Kunets – Berlin, Humboldt-Universität, 2004.
93. Sandhu, A. Bismuth nano-Hall probes fabricated by focused ion beam milling for direct magnetic imaging by room temperature scanning Hall probe microscopy / A. Sandhu [et al.] // Electronics Letters. – 2001. – T. 37. – №. 22. – P. 1335-1336.
94. Kanayama, T. Miniature Hall sensor fabricated with maskless ion implantation / T. Kanayama, H. Hiroshima, M. Komuro // Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics Processing and Phenomena. – 1988. – T. 6. – №. 3. – P. 1010-1013.

95. Sugiyama, Y. Micro-Hall devices with high resolution made of δ -doped InAlAs/InGaAs pseudomorphic heterostructures / Y. Sugiyama [et al.] // Digest of the 13th International Conference on Solid-State Sensors and Actuators. – 1995. – P. 225-228.
96. Thiaville, A. Measurement of the stray field emanating from magnetic force microscope tips by Hall effect microsensors / A. Thiaville [et al.] // Journal of applied physics. – 1997. – Т. 82. – №. 7. – С. 3182-3191.
97. Johnson, M. Hybrid Hall effect device / M. Johnson [et al.] // Applied Physics Letters. – 1997. – Т. 71. – №. 7. – P. 974-976.
98. Вартамян, Т. А. Введение в наноплазмонику. Учебное пособие. / Т.А. Вартамян, Е.В. Ващенко. – СПб: НИУИТМО. – 2012. – 86 с.
99. Wang, G. Magneto-optic effects in subwavelength nonlinear plasmonic waveguides / G. Wang, X. Yan // Plasmonics. – 2017. – Vol. 12. – №. 4. – P. 1131-1135.
100. Alisafae, H. Optimization of all-garnet magneto-optical magnetic field sensors with genetic algorithm / H. Alisafae, M. Ghanaatshoar // Applied optics. – 2012. – Vol. 51. – №. 21. – P. 5144-5148.
101. Manera, M. G. Enhanced gas sensing performance of TiO₂ functionalized magneto-optical SPR sensors / M. G. Manera [et al.] // Journal of Materials Chemistry. – 2011. – Vol. 21. – №. 40. – P. 16049-16056.
102. Pellegrini, G. High-performance magneto-optic surface plasmon resonance sensor design: an optimization approach / G. Pellegrini, G. Mattei // Plasmonics. – 2014. – Vol. 9. – №. 6. – P. 1457-1462.
103. Chesnitskiy, A. V. Transverse Magneto-Optical Kerr Effect in Strongly Coupled Plasmon Gratings / A. V. Chesnitskiy, A. E. Gayduk, V. Y. Prinz // Plasmonics. – 2018. – Т. 13. – №. 3. – P. 885-889.
104. Zvezdin, A. K. Modern magneto-optics and magneto-optical materials / A. K. Zvezdin, V. A. Kotov. – Florida: CRC Press, 1997. – 404 p.

105. Chen, H. Manipulating unidirectional edge states via magnetic plasmonic gradient metasurfaces / Chen H. [et al.] // *Plasmonics*. – 2017. – Vol. 12. – №. 4. – P. 1079-1090.
106. Vasiliev, M. Magnetic photonic crystals: 1-D optimization and applications for the integrated optics devices / Vasiliev, M. [et al.] // *Journal of lightwave technology*. – 2006. – Vol. 24. – №. 5. – P. 2156.
107. Liang, Y. Theoretical study of transmission characteristics of sub-wavelength nano-structured metallic grating / Y. Liang, W. Peng // *Applied spectroscopy*. – 2013. – Vol. 67. – №. 1. – P. 49-53.
108. Климов, В. В. Наноплазмоника / В. В. Климов. – Москва: Физматлит, 2010. – 480 с.
109. Майер, С.А. Плазмоника: теория и приложения / С.А. Майер. – Москва, Ижевск: НИЦ Регулярная и хаотическая динамика, 2011. – 296 с.
110. Агранович, В.М. Поляритоны / В.М. Агранович, Д. Л. Миллс. – Москва: Наука, 1985. – 525 с.
111. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – Москва: Наука, 1973. – 713 с.
112. Biagioni, P. Nanoantennas for visible and infrared radiation / P. Biagioni, J. S. Huang, B. Hecht // *Reports on Progress in Physics*. – 2012. – Vol. 75. – №. 2. – P. 024402.
113. Enoch, S. Plasmonics: from basics to advanced topics / S. Enoch, N. Bonod. – Springer, 2012. Springer Series in Optical Sciences. – Vol. 167 – 321 p.
114. Maurer, T. Coupling between plasmonic films and nanostructures: from basics to applications / T. Maurer, P. M. Adam, G. Lévêque // *Nanophotonics*. – 2015. – Vol. 4. – №. 3. – P. 363-382.
115. Yun, H. Hybrid states of propagating and localized surface plasmons at silver core/silica shell nanocubes on a thin silver layer / H. Yun [et al.] // *Optics Express*. – 2014. – Vol. 22. – №. 7. – P. 8383-8395.
116. Huang, C. Z. High order gap modes of film-coupled nanospheres / C. Z. Huang, M. J. Wu, S. Y. Chen // *The Journal of Physical Chemistry C*. – 2015. – Vol. 119. – №. 24. – P. 13799-13806.

117. Fang, Y. Tunable nonreciprocal tunneling based on nonsymmetric magnetoplasmonic resonance structure / Y Fang // *Plasmonics*. – 2014. – Vol. 9. – №. 5. – P. 1133-1141.
118. Ren, W. Tailoring the coupling between localized and propagating surface plasmons: realizing Fano-like interference and high-performance sensor / W. Ren [et al.] // *Optics express*. – 2013. – Vol. 21. – №. 8. – P. 10251-10258.
119. Wan, M. Actively controllable EIT-like resonance between localized and propagating surface plasmons for optical switching / M. Wan [et al.] // *Journal of Modern Optics*. – 2015. – Vol. 62. – №. 15. – P. 1264-1269.
120. Miyata, M. Gap plasmon resonance in a suspended plasmonic nanowire coupled to a metallic substrate / M. Miyata [et al.] // *Nano letters*. – 2015. – Vol. 15. – №. 8. – P. 5609-5616.
121. Miroshnichenko, A. E. Fano resonances in nanoscale structures / A. E. Miroshnichenko, S. Flach, Y. S. Kivshar // *Reviews of Modern Physics*. – 2010. – Vol. 82. – №. 3. – P. 2257.
122. Mayergoyz I. D. Plasmon resonance enhancement of magneto-optic effects in garnets / I. D. Mayergoyz [et al.] // *Journal of Applied Physics*. – 2010. – Vol. 107. – №. 9. – P. 09A925.
123. Ferguson, P. E. Enhancement of the transverse Kerr magneto-optic effect by surface magnetoplasma waves / P. E. Ferguson, O. M. Stafsudd, R. F. Wallis // *Physica B+C*. – 1977. – Vol. 89. – P. 91-94.
124. Olney, R. D. Optical and magneto-optical effects of surface plasma waves with damping in iron thin films / R. D. Olney, R. J. Romagnoli, P. E. Ferguson // *Journal of the Optical Society of America B*. – 1986. – Vol. 3. – №. 11. – P. 1526-1528.
125. Hermann, C. Surface-enhanced magneto-optics in metallic multilayer films / C. Hermann [et al.] // *Physical Review B*. – 2001. – Vol. 64. – №. 23. – P. 235422.
126. Clavero, C. Magnetic-field modulation of surface plasmon polaritons on gratings / C. Clavero [et al.] // *Optics letters*. – 2010. – Vol. 35. – №. 10. – P. 1557-1559.

127. Kreilkamp, L. E. Waveguide-plasmon polaritons enhance transverse magneto-optical Kerr effect / L. E. Kreilkamp [et al.] // *Physical Review X*. – 2013. – Vol. 3. – №. 4. – P. 041019.
128. Johnson, P. B. Optical constants of the noble metals / P. B. Johnson , R. W. Christy // *Physical review B*. – 1972. – Т. 6. – №. 12. – P. 4370.
129. Krinchik, G. S. Magneto-optical properties of Ni, Co, and Fe in the ultraviolet, visible, and infrared parts of the spectrum / G. S. Krinchik, V. A. Artem'ev // *Sov. Phys. JETP*. – 1968. – Vol. 26. – №. 6. – P. 1080-1085.
130. Lin, L. Optimizing plasmonic nanoantennas via coordinated multiple coupling / L. Lin, Y. Zheng // *Scientific reports*. – 2015. – Vol. 5. – P. 14788.
131. Chu, Y. Experimental study of the interaction between localized and propagating surface plasmons / Y. Chu, K. B. Crozier // *Optics letters*. – 2009. – Vol. 34. – №. 3. – P. 244-246.
132. Lermé, J. Nanoparticle above a Dielectric Interface: Plasmon Hybridization Model, Comparison with the Dimer System, and against Exact Electrodynamics Calculations / J. Lermé // *The Journal of Physical Chemistry C*. – 2014. – Vol. 118. – №. 48. – P. 28118-28133.
133. Гаврилов, А. В. Дифракционная нанофотоника / А. В. Гаврилов [и др.]. // – Москва: Изд-во Физматлит, – 2011. – 680 с.
134. Soifer, V. A. Diffractive nanophotonics / V. A. Soifer// London: CRC Press. Taylor & Francis Group, 2014. – 704 p.
135. Kahl, S. Structure, microstructure, and magneto-optical properties of laser deposited Bi₃Fe₅O₁₂/Gd₃Ga₅O₁₂ (111) films / S. Kahl [et al.] // *Journal of applied physics*. – 2002. – Vol. 91. – №. 12. – P. 9556-9560.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Работа выполнена в лаборатории физики и технологии трехмерных наноструктур Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук под руководством заведующего лабораторией, д.ф.-м.н., профессора Принца В.Я. Автор выражает искреннюю признательность научному руководителю за выбор темы исследования, поддержку и плодотворные обсуждения.

Большое спасибо к.ф.-м.н., с.н.с. Воробьеву А.Б. за руководство на этапе работы над трехосевыми холловскими датчиками. Автор благодарит к.ф.-м.н., с.н.с. Речкунова С.Н. за участие в обсуждении результатов и полезные и познавательные советы. И, конечно, огромное спасибо м.н.с Гайдуку А.Е. за обсуждение конструкции магнитооптического датчика и за содействие в проведении численного моделирования.

Автор благодарит сотрудников ИФП СО РАН, принимавших участие в работе: к.ф.-м.н., зав. лабораторией Торопова А.И. за выращенные эпитаксиальные гетероструктуры; ведущего инженера-программиста Грачева К.В. и инженера-технолога 1 категории Качанову М.М. за проведение фотолитографий; Михантьева Е.А. за помощь в проведении шумовых измерений.

Хотелось бы выразить благодарность следующим сотрудникам лаборатории №7 ИФП СО РАН за помощь в проведении экспериментов и нужные советы: к.ф.-м.н., с.н.с Голоду С.В., Соотс Р.А., к.ф.-м.н., м.н.с. Небогатиковой Н.А., Комонову А.И.

ПРИЛОЖЕНИЕ А
ПАТЕНТ НА ИЗОБРЕТЕНИЕ

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



ПАТЕНТ

НА ИЗОБРЕТЕНИЕ

№ 2513655

**ДАТЧИК МАГНИТНОГО ПОЛЯ И СПОСОБ ЕГО
ИЗГОТОВЛЕНИЯ**

Патентообладатель(ли): *Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук (ИФП СО РАН) (RU)*

Автор(ы): *см. на обороте*

Заявка № 2012148090

Приоритет изобретения **12 ноября 2012 г.**

Зарегистрировано в Государственном реестре изобретений Российской Федерации **19 февраля 2014 г.**

Срок действия патента истекает **12 ноября 2032 г.**

Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности

Б.П. Симонов



РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ

(19) **RU** (11) **2 513 655** (13) **C1**(51) МПК
H01L 43/06 (2006.01)
B82B 1/00 (2006.01)ФЕДЕРАЛЬНАЯ СЛУЖБА
ПО ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОЙ СОБСТВЕННОСТИ**(12) ФОРМУЛА ИЗОБРЕТЕНИЯ К ПАТЕНТУ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

(21)(22) Заявка: 2012148090/28, 12.11.2012

(24) Дата начала отсчета срока действия патента:
12.11.2012

Приоритет(ы):

(22) Дата подачи заявки: 12.11.2012

(45) Опубликовано: 20.04.2014 Бюл. № 11

(56) Список документов, цитированных в отчете о
поиске: EP2261684A1, 15.12.2010. EP2381267A1,
26.10.2011. JP2001221838A, 17.08.2001.
US2002056202A1, 16.05.2002. US5672967A,
30.09.1997. WO9602848A1, 01.02.1996.
US4758813A, 19.07.1988. UA74628C2,
16.01.2006. RU2262777C1, 20.10.2005

Адрес для переписки:

630090, г.Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева,
13, ИФП СО РАН

(72) Автор(ы):

Воробьев Александр Борисович (RU),
Чесницкий Антон Васильевич (RU),
Приц Виктор Яковлевич (RU)

(73) Патентообладатель(и):

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
полупроводников им. А.В. Ржанова
Сибирского отделения Российской академии
наук (ИФП СО РАН) (RU)**(54) ДАТЧИК МАГНИТНОГО ПОЛЯ И СПОСОБ ЕГО ИЗГОТОВЛЕНИЯ****(57) Формула изобретения**

1. Датчик магнитного поля, содержащий сенсорные узлы, реализованные на использовании эффекта Холла, отличающийся тем, что сенсорные узлы выполнены в составе криволинейной оболочки с системой слоев, среди которых восприимчивые к магнитному полю - функциональные и формообразующие, последними обеспечена кривизна оболочки и возможность ориентации крестообразных холловских элементов сенсорных узлов в пространстве с выполнением соответствия измеряемых холловских напряжений ортогональным компонентам вектора внешнего магнитного поля.

2. Датчик по п.1, отличающийся тем, что сенсорные узлы изготовлены для трехосевых/двухосевых измерений в составе двух оболочек, выполненных цилиндрической формы и расположенных относительно друг друга так, что их образующие перпендикулярны друг другу, каждая оболочка снабжена сенсорными узлами с крестообразными холловскими элементами, включающими пары холловских контактов, ориентированными в пространстве с выполнением соответствия измеряемых холловских напряжений трем ортогональным компонентам вектора внешнего магнитного поля за счет азимутального угла между парами холловских контактов каждой из указанных оболочек, равного 90°, или сенсорные узлы изготовлены для двухосевых измерений в составе одной оболочки, выполненной цилиндрической формы с парами холловских контактов крестообразных холловских

ПРИЛОЖЕНИЕ Б АКТЫ ВНЕДРЕНИЯ

«УТВЕРЖДАЮ»

Директор ООО «ЛТМ-Прокат»



Кривушина В.П. Кривушина

08 февраля 2018 г.

АКТ

о внедрении результатов диссертационной работы
Чесницкого Антона Васильевича

Настоящий акт составлен о том, что отдельные результаты диссертационной работы Чесницкого А.В. на тему «Разработка и исследование магнитооптических и трехосевых холловских датчиков», представляемой на соискание ученой степени кандидата технических наук, были использованы в проектно-конструкторской деятельности ООО «ЛТМ-Прокат» и позволили модернизировать автоматизированные системы подвеса металлических конструкций. Внедрение в производственный процесс упрощенного варианта конструкции датчика магнитного поля позволило улучшить точность пространственного позиционирования металлических фермовых конструкций на объектах предприятия и повысить уровень безопасности проводимых работ.

Данный акт не является основанием для предъявления финансовых претензий или претензий, связанных с авторскими правами.

Заведующий постановочной (технической) частью

ООО «ЛТМ-Прокат»

Карпочев Д.А. Карпочев

«УТВЕРЖДАЮ»

Проректор НГТУ по учебной работе, д.т.н., профессор



А.Г. Вострецов

2018 г.

АКТ

о внедрении в учебный процесс результатов диссертационной работы
Чесницкого Антона Васильевича

Мы, нижеподписавшиеся, декан факультета «Радиотехники и электроники», д.т.н., профессор Хрусталеv В.А. и заведующий кафедрой «Полупроводниковых приборов и микроэлектроники», к.т.н., доцент Остертак Д.И. составили настоящий акт о том, что отдельные результаты диссертационной работы Чесницкого А.В. на тему «Разработка и исследование магнитооптических и трехосевых холловских датчиков» представляемой на соискание ученой степени кандидата технических наук по специальностям 01.04.10 – «Физика полупроводников» и 05.27.01 – «Твердотельная электроника, радиоэлектронные компоненты, микро- и наноэлектроника, приборы на квантовых эффектах», внедрены в учебный процесс кафедры полупроводниковых приборов и микроэлектроники Новосибирского государственного технического университета, а именно включены в лекционный курс дисциплины «Элементы и приборы наноэлектроники». Одна лекция общим объемом 1 час включает результаты, полученные в процессе вышеупомянутой работы.

Декан факультета РЭФ,

д.т.н., профессор

Хрусталеv В.А.

И.о. заведующего кафедрой ППиМЭ,

к.т.н., доцент

Остертак Д.И.