

На правах рукописи

Петров Дмитрий Викторович

**ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЛН
ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В
МАГНИТНОМ ПОЛЕ В ВЫСОКООМНЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКАХ**

Специальность:

01.04.10 – физика полупроводников

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург – 2010

Работа выполнена в *Учреждении Российской академии наук Санкт-Петербургском физико-технологическом научно-образовательном центре РАН.*

Научный руководитель: *доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, Плеваков Иван Викторович.*

Официальные оппоненты: *доктор физико-математических наук, профессор Кожеевников Николай Михайлович; доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник Соколов Игорь Александрович.*

Ведущая организация: *Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики*

Защита состоится «17» ноября 2010 г. в 17⁰⁰ на заседании объединённого совета по защите докторских и кандидатских диссертаций ДМ 002.268.01 при *Учреждении Российской академии наук Санкт-Петербургском физико-технологическом научно-образовательном центре РАН*, расположенном по адресу: *Санкт-Петербург, 194021, ул. Хлопина, 8, корп. 3 ФТНОЦ РАН.*

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке СПб ФТНОЦ РАН.

Автореферат разослан «15» октября 2010 г.

Учёный секретарь объединённого совета ДМ 002.268.01,

доктор физико-математических наук,



Дубровский В. Г.

Общая характеристика работы

Актуальность работы.

В полупроводниках при приложении электрического поля могут возникать собственные колебания электронной плотности заряда, именуемые волнами пространственного заряда (ВПЗ), [1].

Исследования ВПЗ представляют большой интерес при изучении свойств вещества, без знаний о которых не обойтись в современной науке и технологии полупроводников. ВПЗ также применяются при изучении линейных и нелинейных волновых процессов. ВПЗ чаще всего ассоциируются с динамической голографией и фоторефрактивными кристаллами со структурой силленита, публикаций же связанных с классическими полупроводниками (например, CdTe:Ge или InP:Fe) достаточно мало. В области голографии опубликовано несколько работ, изучающих явления в присутствии внешнего магнитного поля. К моменту начала работы над данной диссертацией детальных исследований ВПЗ в магнитном поле проведено не было. При этом ожидалось, что такие исследования приведут к ранее неизученным эффектам, которые дадут новую информацию о явлениях, связанных с переносом зарядов и о свойствах самих материалов. Все рассматриваемые эффекты, изложенные в работе, наблюдались впервые, что свидетельствует об актуальности и востребованности настоящей диссертационной работы.

Цель диссертационной работы.

1. Изучить поведение ВПЗ в условиях сильного поглощения света и большой фотопроводимости.
2. Исследовать влияние магнитного поля на ВПЗ в различных экспериментальных геометриях.
3. Измерить и изучить ориентационные зависимости амплитуды ВПЗ в присутствии магнитного поля.

Научная новизна. В работе впервые детально изучено поведение ВПЗ в присутствии магнитного поля, и составлена классификация явлений в зависимости от используемой геометрии эксперимента на примере двух материа-

лов: GaAs:Cr и InP:Fe. Обнаружены квадратичная и линейная зависимости амплитуды сигнала ВПЗ от магнитного поля.

Впервые экспериментально исследовано возбуждение и детектирование ВПЗ при наличии нестабильностей и в присутствии магнитного поля, сопровождающееся эффектом усиления ВПЗ в GaAs:Cr за счёт наличия отрицательной дифференциальной проводимости.

В случае «параллельной» (магнитное поле направлено вдоль освещаемой поверхности образца) геометрии обнаружен эффект сильного влияния магнитного поля на ВПЗ.

Были исследованы ориентационные зависимости ВПЗ на примере GaAs:Cr.

Для сопоставления полученных результатов с предыдущими исследованиями ВПЗ в фоторефрактивных кристаллах в отсутствие межзонных переходов, впервые проведены исследования в $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ с использованием освещающего образец света с длиной волны, соответствующей энергии фотона, близкой к ширине запрещённой зоны, то есть при наличии сильного поглощения и большой фотопроводимости.

Практическая значимость. ВПЗ-спектроскопия может применяться как эффективный метод исследования свойств вещества, имеющий определённые преимущества перед другими методами. С этой точки зрения, исследования ВПЗ в присутствии магнитного поля позволяют усовершенствовать этот метод, и дать новую информацию о свойствах материалов. В частности такие исследования позволяют более точно определять подвижность носителей, а также магнетосопротивление образца и влияние эффектов экранирования.

Приложение магнитного поля приводит к изменению области, в которой распространяются ВПЗ. Таким образом можно определять параметры не только средние по всему образцу, но также и проводить пространственно-разрешённые измерения исследуемых величин.

Зависимость амплитуды ВПЗ от взаимной ориентации направления волнового вектора возбуждающей интерференционной картины и направления движения носителей даёт возможность определения одного из перечисленных направлений при известном втором. Также, аналогично эффекту Холла, имеется возможность определить знак основных носителей заряда из экспериментальных кривых.

Непосредственное влияние магнитного поля на величину сигнала ВПЗ при определённых условиях достигает весьма больших значений, и может быть использовано для определения точных значений магнитного поля.

На защиту выносятся следующие основные положения:

1. В условиях сильного поглощения света и большой фотопроводимости изменяется эффективная концентрация ловушек и резонансные частоты волн пространственного заряда.
2. Зависимость изменения амплитуды волн пространственного заряда от магнитного поля является либо линейной, либо квадратичной при различных ориентациях вектора магнитного поля относительно направления электрического поля и освещаемой поверхности образца.
3. При квадратичной зависимости амплитуды волн пространственного заряда от магнитного поля знак изменения амплитуды определяется значением порогового поля отрицательной дифференциальной проводимости.
4. Ориентационные зависимости амплитуды волн пространственного заряда позволяют определять направление дрейфа носителей заряда внутри образца, а также их знак.

Апробация работы. Результаты работы были представлены на трёх международных конференциях: Int'l Conference on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO 2010) Int'l Conference on Lasers, Applications, and Technologies (LAT 2010) (Kazan, Russia, 2010), Topical Meeting Photorefractive Materials, Effects, and Devices - PR 09, Control of Light and Matter (Bad Honef, Germany, 2009), 4-ая Международная конференция «Голография ЭКСПО-2007» (Москва, 2007); на семинарах двух зимних школ: Международная зимняя школа по физике полупроводников ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН (Зеленогорск, 2010), XLIV Зимняя школа ПИЯФ РАН (Роцино, 2010); а также на Конференции по физике и астрономии для молодых учёных Санкт-Петербурга и Северо-Запада «Физика.СПб» (Санкт-Петербург, 2009), и Всероссийской конференции «Влияние атомно-кристаллической и электронной структуры на свойства конденсированных сред», посвящённой памяти академика Ю.А.Осипьяна (Черноголовка, 2009).

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 10-ти печатных

работах, из них 3 статьи в рецензируемых журналах, [А1, А2, А3], 1 статья в сборниках трудов конференций, [А4] и 6 тезисов докладов, [А5, А6, А7, А8, А9, А10].

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из шести глав. В первой главе рассматривается существующее теоретическое описание явления ВПЗ. Во второй главе обсуждаются применяемые в ходе работы экспериментальные методы. В третьей – шестой главах представлены результаты измерений ВПЗ в магнитном поле в различных геометриях эксперимента. Диссертация содержит 28 рисунков, список литературы из 90 наименований, одну таблицу. Полный объем диссертации составляет 105 страниц.

Содержание работы

Во Введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

Первая глава является вводной в тематику ВПЗ, в ней представлено теоретическое описание волн пространственного заряда. Рассматриваются две моды ВПЗ - волны перезарядки ловушек (ВПЛ), которые являются низкочастотной модой ВПЗ, и дрейфовые волны (ДВ), которые связаны с высокочастотной модой. В данной работе для изучения были выбраны волны перезарядки ловушек, в последующих главах под аббревиатурой «ВПЗ» следует понимать именно эту моду волн пространственного заряда.

В данной работе использовался метод колеблющейся интерференционной картины для возбуждения ВПЗ, которая образуется, если поверхность кристалла осветить двумя когерентными лучами, один из которых промодулирован по фазе. Распределение интенсивности $W(x, t)$ определяется как:

$$\begin{aligned} W(x, t) &= W_0 [1 + m \cos(Kx + \Theta \cos \Omega t)] \\ &\approx W_0 [1 + m \cos(Kx) \\ &\quad - \frac{1}{2} m \theta [\sin(Kx + \Omega t) + \sin(Kx - \Omega t)]] , \end{aligned} \quad (1)$$

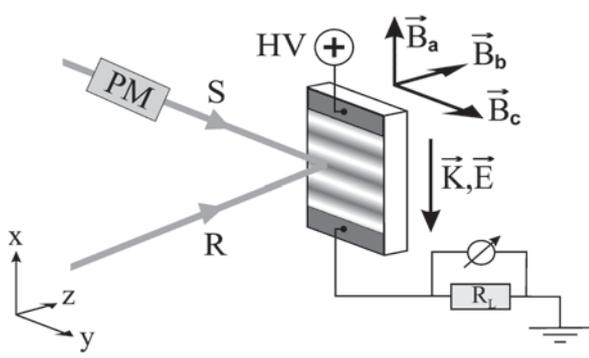


Рис. 1. Схема установки для возбуждения и детектирования ВПЗ. PM – фазовый модулятор, R,S – сигнальный и опорный монохроматические лучи (в работе применялись $\lambda = 514$ нм и $\lambda = 442$ нм), HV – источник высокого напряжения, K – волновой вектор интерференционной картины, E – приложенное электрическое поле. Показаны возможные ориентации магнитного поля B .

где W_0 – полная интенсивность падающего света, m – контраст интерференционной картины, Θ и Ω – амплитуда и частота фазовой модуляции, при этом учитывается, что $\Theta \ll 1$. $K = 2\pi/\lambda$ – волновой вектор интерференционной картины (λ – период интерференционной картины). Такое распределение можно представить как три решётки – одна статическая и две бегущие в противоположные стороны. Одна из бегущих решёток может резонансным образом возбудить соответствующую моду ВПЗ, если совпадёт с ней по Ω и K . Взаимодействие решётки заряда возбуждённой ВПЗ и статической решётки поля приводит к эффекту «пространственного выпрямления» ВПЗ, [2]. Переменный ток, возникающий за счёт этого эффекта во внешней цепи при возбуждении «обычных» ВПЛ запишется как:

$$I_1(\Omega_R) = \frac{\sigma E_0 m^2 \Theta d}{4(1 + \beta d^2)} \approx \frac{1}{4} \sigma E_0 m^2 \Theta d. \quad (2)$$

Также рассматриваются другие типы ВПЛ: «необычные» ВПЛ, и *вынужденные* ВПЛ. Приведены условия их возбуждения и дисперсионные соотношения для каждого из типов.

Во второй главе описывается экспериментальная методика, которая была использована в данной работе. Экспериментальная установка приведена на рис. 1.

В разделе 2.2 обсуждаются результаты измерений ВПЗ при наличии сильного поглощения света и большой фотопроводимости, опубликованные в работе [A1]. Обоснована необходимость проведения таких исследований: отсутствие детальных экспериментальных исследований ВПЗ при таких условиях,

существование теоретических представлений о ВПЗ, указывающих на возможные интересные ситуации, связанные с присутствием межзонных переходов, наличие широкого набора лазерных источников с подходящими параметрами, удобство при настройке установки при использовании длин волн видимого диапазона.

Рассматриваемые эффекты изучены на примере кристалла $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$. Размеры образца составляли $5 \times 3 \times 3 \text{ мм}^3$. В качестве источника излучения использовался HeCd лазер, излучающий на длине волны $\lambda = 442 \text{ нм}$, что соответствует энергии фотона света 2.8 eV . Это несколько меньше известной ширины запрещённой зоны ($3.2 \pm 0.5 \text{ eV}$), тем не менее коэффициент поглощения света оказался большим (20 см^{-1}), что обусловлено размытостью края поглощения. Интенсивность света на кристалле составляла 5 мВт/см^2 .

Установлено, что повышение фотопроводимости образца, связанное с увеличением поглощения света, приводит (за счёт уменьшения максвелловского времени релаксации) к увеличению собственных частот и амплитуды ВПЗ, что экспериментально проявляется в росте резонансной частоты и величины наблюдаемых регистрируемых сигналов. Показано, что подобные условия эксперимента могут привести к уменьшению эффективной концентрации ловушек (за счёт рекомбинации носителей на акцепторные уровни) и уменьшению времени жизни носителей в зоне τ .

В разделе 2.3 рассматриваются экспериментальные геометрии, которые использовались при изучении влияния магнитного поля на ВПЗ (рис. 2). Установлено, что при геометрии а) влияние магнитного поля на ВПЗ отсутствует (в пределах погрешности эксперимента 0.5%). Две другие геометрии – «ортогональная» б) и «параллельная» с) рассматриваются в соответствующих главах.

В разделе 2.4 описываются образцы, использованные при изучении ВПЗ в присутствии магнитного поля: InP допированный ионами железа (концентрация 10^{17} см^{-3}), и GaAs допированный ионами хрома (концентрация 10^{16} см^{-3}). Приводятся их основные параметры. Ширины запрещённых зон: InP $E_g = 1.34 \text{ eV}$, GaAs $E_g = 1.42 \text{ eV}$. Как в случае InP:Fe, так и в случае GaAs:Cr, допирование указанными примесями приводит к появлению глубоких уровней ловушек, находящихся примерно посередине запрещённой зоны. Размеры

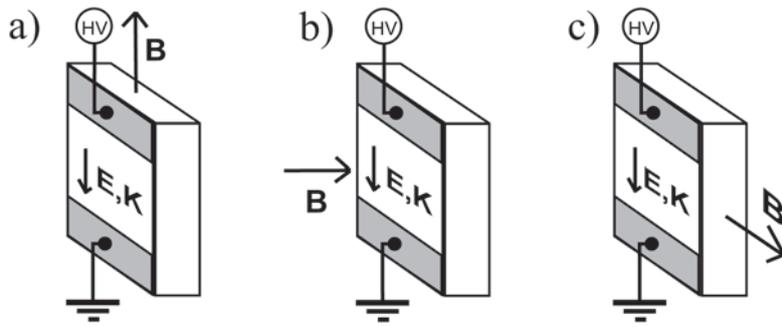


Рис. 2. Возможные геометрии эксперимента.

исследуемых образцов составляли: длина 7 мм, ширина $d = 4$ мм, толщина 0.4 мм, межэлектродное расстояние $L = 4$ мм. На поверхность образцов были напылены электроды из золота и хрома. Освещаемая поверхность (100) отполирована до оптического качества.

В третьей главе рассматриваются результаты исследования ВПЗ в присутствии магнитного поля для InP:Fe в «ортогональной» геометрии эксперимента (рис. 2b). Исследования берут начало в работе [3], а затем в работе [A3] проведено их более детальное рассмотрение с точки зрения сравнения с результатами для GaAs:Cr, а также с «параллельной» геометрией.

На рисунке 3а представлена зависимость переменного сигнала ВПЗ $I(\Omega)$, возникающего за счёт эффекта «пространственного выпрямления», от частоты фазовой модуляции интерференционной картины для нулевого и ненулевого магнитных полей. Показано, что при приложении магнитного поля величина сигнала уменьшается примерно на 10 %.

Приведена зависимость относительного изменения сигнала ВПЗ в резонансе $\Delta I_B/I$ от приложенного магнитного поля (рис. 3b). Здесь $\Delta I_B = (I_B - I)$, а I и I_B - амплитуды сигналов ВПЗ при резонансной частоте для нулевого и ненулевого магнитных полей соответственно. Продемонстрировано, что $\Delta I_B/I$ линейно зависит от B^2 , что означает квадратичную зависимость относительного изменения сигнала ВПЗ от магнитного поля, при этом приложение магнитного поля приводит к уменьшению сигнала.

Представлена зависимость $\Delta I_B/I$ от волнового вектора K при постоянном B . Значение $\Delta I_B/I$ уменьшалось приблизительно на 50 % при увеличении K от $1.5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ до $15 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$.

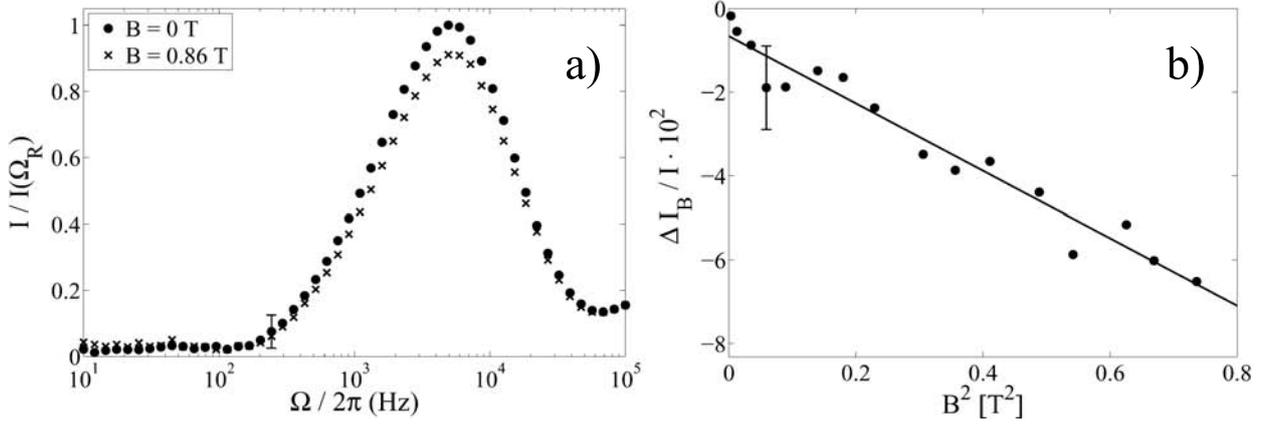


Рис. 3. а) Частотная зависимость переменного сигнала ВПЗ при $W_0 = 50$ мВт/см², $K = 6.9 \cdot 10^3$ см⁻¹, $E_0 = 4.0$ кВ/см, для нулевого и ненулевого магнитного поля $B = 0.86$ Т. б) Зависимость относительного изменения сигнала ВПЗ на частоте резонанса от магнитного поля, $K = 5.1 \cdot 10^3$ см⁻¹, $E_0 = 4.0$ кВ/см.

В параграфе 3.2 обсуждаются полученные экспериментальные данные. Для объяснения полученных результатов предполагалось, что чувствительность ВПЗ к магнитному полю в рассматриваемом случае появляется за счёт положительного магнетосопротивления InP, т.е. $\sigma \simeq \sigma_0(1 - S_{InP}B^2)$, где σ_0 - проводимость в отсутствие магнитного поля, а S_{InP} - коэффициент магнетосопротивления. Подставив это выражение в 2, а также учитывая, что $Q \propto \sigma$ для малых K , и $Q \neq f(\sigma)$ для достаточно больших K , получено выражение для относительного изменения сигнала ВПЗ в резонансе в зависимости от B : $\Delta I_B/I = (\sigma^2 - \sigma_0^2)/\sigma_0^2 \approx -2S_{InP}B^2$ для малых K , и $\Delta I_B/I \approx -S_{InP}B^2$ для больших K .

Показано, что данные выражения достаточно хорошо объясняют полученные экспериментальные результаты: относительное изменение сигнала пропорционально B^2 , и отрицательно (см. рис. 3б), а также уменьшается при увеличении K . Установлено, что полученное из эксперимента значение $S_{InP} = (0.05 \pm 0.01)\text{T}^{-2}$ хорошо согласуется с литературными данными.

Представлены результаты прямых измерений $\Delta R/R$ для исследуемого образца, полученные в результате изучения изменения величины постоянного тока, протекающего через кристалл при приложении магнитного поля. Полученное значение оказалось меньше, что обусловлено эффектами экранирования.

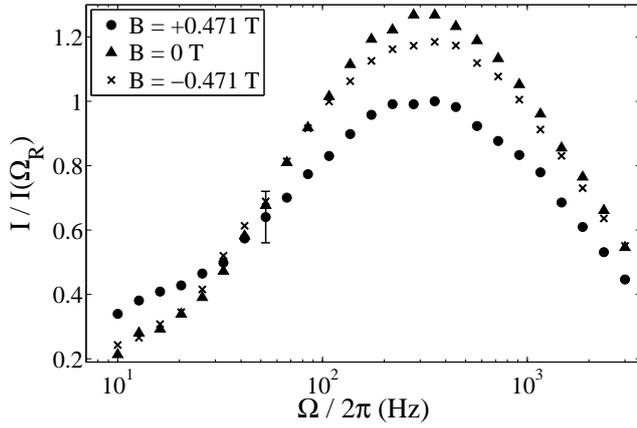


Рис. 4. Частотная зависимость переменного сигнала ВПЗ при $K = 1.6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, $E_0 = 0.5 \text{ кВ/см}$, $\Theta = 0.3 \pi$, $W_0 = 1.7 \text{ мВт/см}^2$, и $m = 0.46$ для нулевого и ненулевого магнитного поля $B = 0.86 \text{ Т}$.

В параграфе 3.3 представлены результаты экспериментов. Обнаружено существенное влияние магнитного поля на ВПЗ для кристалла InP:Fe в ортогональной геометрии. Выявлена квадратичная зависимость относительно изменения сигнала ВПЗ от приложенного магнитного поля, показано, что сигнал уменьшался при увеличении B . Установлено что причина такого поведения сигнала - наличие положительного магнетосопротивления у InP:Fe. Обнаруженные закономерности можно использовать для высокочувствительных измерений параметра магнетосопротивления. Приведено сравнение с результатами прямых измерений магнетосопротивления, по которым можно оценить величину эффектов экранирования.

В четвёртой главе рассматриваются результаты исследований GaAs:Cr в присутствии магнитного поля, опубликованные в работе [A3]. Использовалась такая же геометрия эксперимента (рис. 2b), как и в предыдущем случае, т.е. магнитное поле было направлено перпендикулярно освещаемой поверхности образца.

Представлены частотные зависимости амплитуды ВПЗ сигнала для GaAs:Cr при нулевом, максимальном положительном и максимальном отрицательном магнитных полях (рис. 4). Установлено, что сигнал при приложении магнитного поля ведёт себя иначе по сравнению с InP:Fe - вместо уменьшения, происходит значительное увеличение амплитуды ВПЗ (около 30 %) при тех же магнитных полях $B = \pm 0.86 \text{ Т}$. Относительное изменение сигнала ВПЗ квадратично зависело от приложенного магнитного поля.

Представлены измерения амплитуды сигнала при различных значениях внешних электрических полей. Измерения проводились от 0 кВ/см до \approx

2.0 кВ/см. При увеличении электрического поля более 0.8 кВ/см сигнал/шум существенно снижался. При $E_0 > 2.5$ кВ/см соотношение сигнал/шум становилось настолько мало, что не позволяло проводить хорошо воспроизводимые измерения.

Дополнительно были проведены измерения зависимостей амплитуды сигнала и частоты резонанса от волнового вектора K . Однако, из-за низкого соотношения сигнал/шум за пределами интервала $1.6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1} < K < 5.0 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ определение закона дисперсии, и соответственно типа возбуждённых ВПЗ оказалось затруднительно.

Представлены измерения магнетосопротивления образца в темноте и при освещении, которое оказалось равно $S_{GaAs} \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ Т}^{-2}$, что соответствует данным из литературы.

Аналогично параметру магнетосопротивления, введён параметр C , который, однако, характеризует не уменьшение сигнала, а увеличение под действием магнитного поля: $C = \frac{\Delta I_B}{I \cdot B^2}$. Экспериментально полученное значение $C \approx (30 \pm 10) \cdot 10^{-2} \text{ Т}^{-2}$. Показано, что данный параметр на порядок превосходит параметр магнетосопротивления GaAs.

В разделе 4.2 представлено качественное объяснение полученных результатов.

В параграфе определены тип возбуждаемых и детектируемых ВПЗ, чтобы в дальнейшем использовать соответствующие типу волн выражения. Так как выполнить экспериментальную проверку дисперсионного закона оказалось затруднительно из низкого соотношения сигнал/шум за пределами узкого диапазона значений K , для определения типа ВПЗ использовались теоретические оценки. Установлено, что в данном случае возбуждались ВПЗ с обратным законом дисперсии.

В параграфе обсуждается причина роста шума при увеличении электрического поля – такое поведение существенно отличалось от предыдущих результатов исследований, в которых использовались образцы силленитов и InP:Fe. Как причина такого поведения, рассматривается наличие отрицательной дифференциальной проводимости у GaAs при определённых электрических полях, меньших чем у InP, которая приводит к неустойчивостям и возникновению эффекта Ганна.

Рассмотрена возможность превышения внутренним электрическим полем порогового поля E_t GaAs (порядка 3.7 кВ/см), при том, что используемые в описанных в данной работе экспериментах внешние электрические поля (0.5 - 1.0 кВ/см) не достигают порогового значения. Показано, что так как внутреннее электрическое поле в образце сильно неоднородно и определяется суммой внешнего электрического поля, поля статической решётки и поля бегущей решётки заряда, то при значениях экспериментальных параметров, используемых в данной работе, пиковое внутреннее электрическое поле $E_{int,peak}$ может достигнуть $E_t = 3.7$ кВ/см.

Далее рассматриваются два случая. Первый случай соответствует статическому внутреннему полю менее E_t , но $E_{int,peak} > E_t$. Показано, что это приводит к возникновению в образце бегущей решётки отрицательной дифференциальной проводимости, которая может скомпенсировать потери и привести к усилению собственной моды ВПЗ имеющей соответствующие K и Ω .

Во втором случае статическое внутреннее поле больше или равно E_t . Показано, что за счёт возникновения неустойчивостей появляется сильный шум и флуктуации сигнала, растущие с увеличением приложенного электрического поля, что и наблюдалось экспериментально.

В параграфе рассматривается усиление моды ВПЗ за счёт решётки отрицательной дифференциальной проводимости в зависимости от длины взаимодействия последней с усиливаемой волной. Обосновывается предположение, что усиление будет расти при увеличении длины взаимодействия.

Далее рассматривается влияние магнитного поля на длину взаимодействия. Показано, что при приложении магнитного поля, длина взаимодействия становится больше, т.к. траектория носителей заряда отклоняется на угол, определяемый как $\tan \beta = \mu B$. При ненулевом магнитном поле длина взаимодействия ВПЗ становится равной $L / \cos(\beta)$, где L – расстояние между электродами.

Получено выражение для относительного изменения амплитуды сигнала ВПЗ в зависимости от магнитного поля:

$$\frac{\Delta I_1}{I_1^0} \approx \exp\{gL(\cos^{-1}(\beta) - 1)\} - 1 \approx \frac{1}{2}gL(\mu B)^2 \quad (3)$$

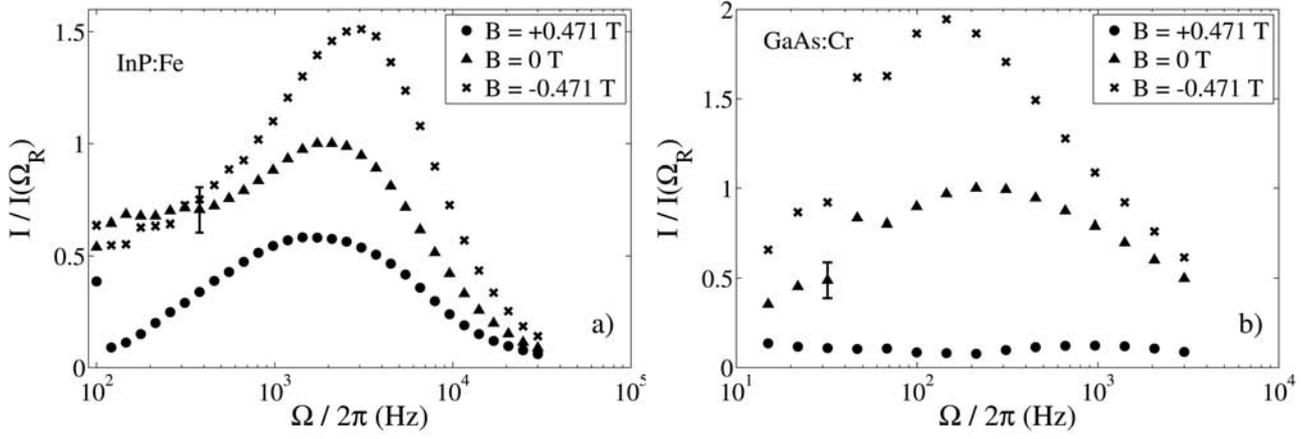


Рис. 5. Частотная зависимость переменного сигнала ВПЗ при нулевом магнитном поле B_0 (\blacktriangle), при максимальном положительном $B \approx +0.5$ Т (\circ) и при максимальном отрицательном $B \approx -0.5$ Т (\times), соответственно для а) InP:Fe и б) GaAs:Cr. Значения нормализованны относительно максимального значения сигнала при измерении в отсутствие магнитного поля ($I_1(\Omega_R)$ для $B = 0$). $E_0 = 5.0$ кВ/см, $K = 1.8 \cdot 10^3$ см $^{-1}$, $m = 0.48$ и $W_0 = 5.0$ мВт/см 2 , (InP:Fe) и $E_0 = 0.5$ кВ/см, $K = 1.8 \cdot 10^3$ см $^{-1}$, $m = 0.46$ и $W_0 = 1.7$ мВт/см 2 , (GaAs:Cr), $\Theta = 0.3\pi$.

при условии $\beta \ll 1$, и соответственно, $gL\beta^2/2 \ll 1$.

Показано, что если $g > 0$, приложение магнитного поля приводит к усилению амплитуды ВПЗ, и относительное изменение сигнала пропорционально B^2 . Это согласуется в результатами экспериментов.

В параграфе 4.3 приводятся результаты данной главы. Обнаружено значительное влияние магнитного поля на переменный ток ВПЗ: сигнал рос с увеличением магнитного поля и изменение составило 25-30 % при $B = 0.8$ Т. Результаты качественно объяснены наличием у GaAs отрицательной дифференциальной проводимости при сравнительно низких электрических полях, а также удлинением траектории носителей под действием силы Лоренца.

В пятой главе рассматриваются результаты исследования ВПЗ в присутствии магнитного поля для GaAs:Cr и InP:Fe в «параллельной» геометрии (рис. 2с), опубликованные в работе [A2]. За счёт такой геометрии сила Лоренца оказывалась направленной перпендикулярно поверхности кристалла, что приводило к отклонению траектории носителей вдоль оси z либо вглубь образца – при приложении *отрицательного* магнитного поля, либо ближе к поверхности – при приложении *положительного* магнитного поля.

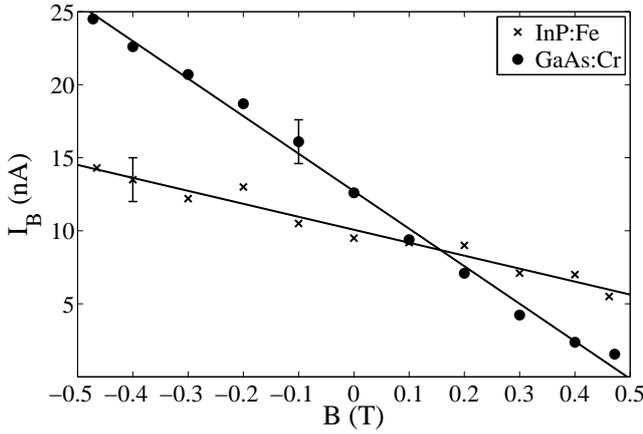


Рис. 6. Зависимость сигнала ВПЗ в резонансе I_B от магнитного поля B для InP:Fe (\times) and GaAs:Cr (\circ), соответственно. Экспериментальные условия указаны на рис.5.

В разделе 5.1 представлены результаты измерений тока ВПЗ в зависимости от частоты модуляции Ω для двух образцов (InP:Fe and GaAs:Cr) и для различных значений магнитных полей (рис. 5). Установлено, что приложение магнитного поля оказывает достаточно большое влияние на величину сигнала: максимальное отрицательное магнитное поля приводило к увеличению сигнала примерно на 40% и 100% в случае InP:Fe и GaAs:Cr, соответственно, в то время как, приложение максимального положительного магнитного поля уменьшало сигнал примерно на столько же. Обнаружено, что используемая в данном случае геометрия эксперимента приводит к линейной зависимости изменения сигнала ВПЗ от магнитного поля. Влияние магнитного поля на сигнал ВПЗ значительно превосходит по величине влияние в «ортогональной» геометрии при приблизительно таких же приложенных магнитных полях как в InP:Fe так и в GaAs:Cr.

В разделе 5.2 приводится качественное объяснение полученных результатов. Рассматривается действие силы Лоренца на носители заряда, а также наличие сильного градиента различных параметров внутри образцов. Исходя из конкретной геометрии эксперимента делаются выводы о сильной зависимости параметров E_0 (электрическое поле), Q (добротность ВПЗ), m (контраст интерференционной картины) и σ (проводимость), от которых зависит сигнал ВПЗ, от координаты z (направленной перпендикулярно освещаемой поверхности) внутри образца: $E_0 = E_0(z)$ – за счёт расположения электродов на поверхности образцов, что приводит к распределению внешнего электрического поля по дугам, соединяющим электроды; $Q = Q(z)$ – так как Q зависит от E_0 , а также от эффективной концентрации ловушек N_{eff} ; $m = m(z)$ – кон-

трастность интерференционной картины падает с глубиной из-за рассеяния света; $\sigma = \sigma(z)$ – проводимость падает по экспоненте с координатой z из-за поглощения света.

Для качественного описания результатов эксперимента делается предположение, что ВПЗ распространяется не по всему объёму образца, а только внутри тонкого слоя на глубине z , имеющего эффективные параметры E_0 , Q , m и σ . При приложении магнитного поля траектория носителей заряда, очевидно, за счёт силы Лоренца будет смещаться либо в глубь образца (отрицательное магнитное поле), либо ближе к поверхности (положительное магнитное поле).

Определяется смещение слоя, с использованием выражения для «угла отклонения» $\tan \beta = \mu B$, при этом под «углом отклонения» β понимается параметр, определяющий степень смещения слоя, т.к. траектория носителей – это некоторая кривая, соединяющая электроды, и к ней напрямую не применить понятие угла. Таким образом получено выражение для смещения: $\Delta z = UL\mu B$, где L - расстояние между электродами, а U - коэффициент, определяемый конкретной формой траектории. Затем определяется изменения сигнала в зависимости от магнитного поля. Получена линейная зависимость амплитуды сигнала ВПЗ в резонансе от магнитного поля, что подтверждается экспериментальными результатами.

В разделе 5.3 сформулированы результаты данной главы. Обнаружен ещё один тип влияния магнитного поля на ВПЗ, отличающегося от предыдущих специфической геометрии эксперимента, приводящей к большим по величине изменениям амплитуды сигнала ВПЗ (до 100 % относительного изменения сигнала при $B \approx 0.5\text{T}$) при приложении магнитного поля, а также к линейной зависимости изменения сигнала от магнитного поля. Результаты качественно объяснены наличием сильных неоднородностей (градиентов) параметров, влияющих на распространение ВПЗ, и действием силы Лоренца, отклоняющей траекторию носителей заряда и соответственно изменяющую эффективные параметры образца.

Также рассмотрена возможность усовершенствования метода ВПЗ-спектроскопии с помощью применения данной геометрии эксперимента для определения распределения параметров образца по глубине.

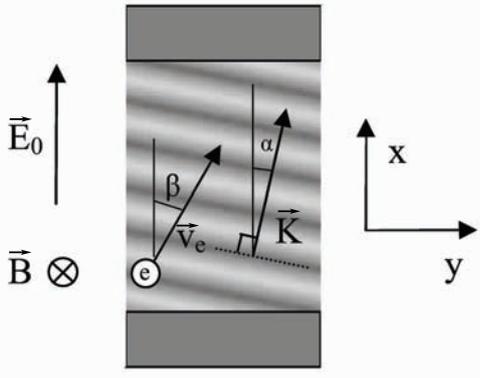


Рис. 7. Образец, освещённый повёрнутой на угол α интерференционной картиной, образованной волновым вектором \vec{K} . При приложенном магнитном поле траектория носителей (среднее направление дрейфа \vec{j}) образует угол β с осью x , $\tan \beta = -\mu B$, $\tan \alpha = K_y/K_x$.

В **шестой главе** представлены результаты измерений ориентационных зависимостей ВПЗ в присутствии магнитного поля для GaAs:Cr в «ортогональной» геометрии эксперимента, опубликованные в работе [A5]. Для изучения таких зависимостей экспериментальная установка была модифицирована, чтобы обеспечить возможность изменения угла волнового вектора интерференционной картины в плоскости освещаемой поверхности образца (рис. 7).

В разделе 6.1 представлены измерения сигнала ВПЗ для различных значений угла α и для трёх значений магнитного поля – нулевого, максимального положительного, максимального отрицательного (рис. 8). Показано, что при отсутствии магнитного поля (рис. 8a) максимальный сигнал ВПЗ достигается при нулевом угле α , т.е. \vec{K} параллелен направлению вектора внешнего электрического поля. При приложении магнитного поля (рис. 8b) максимум амплитуды сдвигается на некоторое значение α , при этом направление сдвига определяется знаком магнитного поля, знаком носителей. Величина сдвига по порядку величины соответствует значению угла, определяемого из $\tan \beta = -\mu B$.

В разделе 6.2 дается теоретическое описание полученных результатов. Рассматриваются два механизма, за счёт которых появляется эффект пространственного выпрямления ВПЗ. А именно: сигнал ВПЗ при освещении поверхности образца осциллирующей интерференционной картиной в присутствии внешнего электрического поля появляется за счёт следующих фактов: (1) происходит возбуждение, собственно самой волны пространственного заряда под действием одной из бегущих решёток, и (2) взаимодействие этой волны со статической решёткой поля приводит к генерации тока во внешней цепи, однородного в пространстве, но переменного во времени.

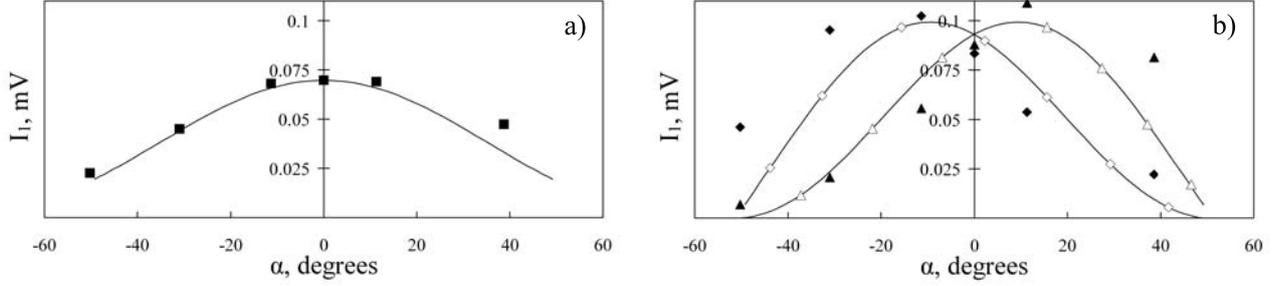


Рис. 8. Зависимость амплитуды сигнала ВПЗ в резонансе от α для $B = 0$ (■) и для $B = \pm 0.7$ Т (▲, ◆). Теоретические кривые построены для значений параметров $(\mu B)_{fit} = 0.8$ и $K_{NDCAmpl} = 2.8$, где $K_{NDCAmpl}$ коэффициент усиления ВПЗ за счёт отрицательной дифференциальной проводимости в случае, если приложено магнитное поле. $E_0 = 0.5$ кВ/см, $K_x = 1.8 \cdot 10^3$ см⁻¹, $m = 0.46$ и $W_0 = 1.7$ мВт/см², $\Theta = 0.3\pi$.

Затем анализируется каждый из этих двух механизмов, в случае, если α и β не равны нулю. Приведено обобщённое выражение для амплитуды сигнала ВПЗ (2) в двумерном случае при ненулевых параметрах α и β :

$$I_1 = I_{1,0} K_{NDCAmpl}(B) \cos^2(\alpha - \beta) \cos(\alpha + \beta). \quad (4)$$

где $I_{1,0}$ - амплитуда тока, при условии $\alpha = 0$ и $B = 0$ (см. (2)). Установлено, что данное выражение удовлетворительно согласуется с экспериментальными кривыми.

Затем анализируется выражение (4). Рассматриваются случаи при которых сигнал ВПЗ становится равным нулю, т.е. если $\alpha * \beta = \pm \frac{\pi}{2}$, где «*» – это либо (1) «-», либо (2) «+». В случае (1) ток течёт вдоль интерференционных полос и поэтому нет осциллирующей части электрического поля и отсутствует возбуждение ВПЗ. В случае (2) возбуждение ВПЗ присутствует, но при этом отсутствует сигнал эффекта выпрямления ВПЗ. Получена также y -компонента переменного сигнала, которая в случае (2) не обращается в нуль. Она является переменным холловским током, возникающим за счёт ВПЗ. Показано, что при наличии холловских электродов, есть возможность провести точные измерения холловского тока, в отсутствие наводок со стороны основного сигнала. Также рассматривается ситуация, когда волновой вектор \vec{K} перпендикулярен \vec{E}_0 . Показано, что возбуждение ВПЗ будет проис-

ходить даже в этом случае, при условии ненулевого B .

В разделе 6.3 приводятся результаты данной главы. Показано, что имея экспериментальную зависимость сигнала ВПЗ от направления вектора \vec{K} , можно определить направление движения носителей заряда внутри образца, при их отклонении от прямолинейной траектории. Установлен знак основных носителей для GaAs:Cr. Он оказался отрицательным, что согласуется с имеющимися данными. Также приводится сравнение данного метода с эффектом Холла.

В Заключение перечислены основные результаты, полученные в ходе выполнения настоящей диссертационной работы:

1. Исследовано влияние присутствия сильного поглощения света и большой фотопроводимости на возбуждение ВПЗ в $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$. Обнаружено, что при таких условиях происходит уменьшение эффективной концентрации ловушек и увеличение резонансных частот ВПЗ.
2. Экспериментально изучено влияние магнитного поля на ВПЗ при двух направлениях вектора магнитного поля, соответствующих «ортогональной» и «параллельной» геометрии. Отдельно проверена геометрия при которой магнитное поле параллельно электрическому.
3. Обнаружены квадратичная и линейная зависимости амплитуды сигнала ВПЗ от магнитного поля при исследованных геометриях эксперимента.
4. В случае линейной зависимости обнаружено большое по величине влияние магнитного поля – относительное изменение сигнала ВПЗ составляет примерно 40% и 100% в случае InP:Fe и GaAs:Cr, соответственно, при $B \approx 0.5 \text{ Т}$.
5. Впервые экспериментально изучено возбуждение и детектирование ВПЗ в GaAs при наличии нестабильностей и в присутствии магнитного поля. При этом обнаружен эффект усиления ВПЗ – относительное увеличение сигнала ВПЗ составило 25-30 % при $B = 0.8 \text{ Т}$.
6. Исследованы ориентационные зависимости ВПЗ, позволяющие определять направление дрейфа носителей и их знак. Для GaAs:Cr знак основных носителей соответствует электронам.

Перечисленные результаты работы отражают личный вклад автора.

Основное содержание диссертации опубликовано в следующих работах:

- A1. Петров Д. В., Лебедев В. В., Брыксин В. В., Плешаков И. В. Оптическое возбуждение волн пространственного заряда с участием межзонных переходов в $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ // ПЖТФ. 2008. Т. 34, вып. 13. Стр. 15–20.
- A2. Petrov D. V., Petrov M. P., Hilling B. et al. Large scale magnetic field influence on trap recharging waves in InP:Fe and GaAs:Cr // App. Phys. B. 2009. Vol. 95. Pp. 483–488.
- A3. Petrov D., Hilling B., Lemmer M., Imlau M. Properties of Space-Charge Waves in the Presence of a Magnetic Field // J. Holography Speckle. 2009. Vol. 5, no. 3. Pp. 219–226.
- A4. Petrov D. V., Petrov M. P., Hilling B. et al. Large scale magnetic field influence on trap recharging waves in InP:Fe and GaAs:Cr // Topical Meeting Photorefractive Materials, Effects, and Devices - PR 09 Proceedings. Bad Honnef, Germany: 2009. Pp. 10–11.
- A5. Petrov D. V., Shamrai A. V., Hilling B., Imlau M. Tilt of space-charge waves trajectory under action of magnetic fields in GaAs // Int'l Conference on Coherent and Nonlinear Optics, Lasers, Applications and Technologies, ICONO/LAT Technical Digest. Kazan, Russia: 2010.
- A6. Петров Д. В. Магнитные взаимодействия волн пространственного заряда в GaAs:Cr и InP:Fe // Тезисы докладов Международной зимней школы по физике полупроводников ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Зеленогорск: 2010. Стр. 14–17.
- A7. Петров Д. В., Плешаков И. В. Влияние магнитного поля на волны пространственного заряда в InP:Fe и GaAs:Cr // Тезисы докладов XLIV Зимней школы ПИЯФ РАН, Секция физики конденсированного состояния. Рошино, Россия: 2010. Стр. 78.
- A8. Петров Д. В., Лебедев В. В., Плешаков И. В. Детектирование наноколесаний отражающих поверхностей с помощью оптического интерференционного возбуждения волн пространственного заряда в полупроводниках // Тезисы 4-ой Международной конференции «Голография ЭКСПО-2007». Москва, Россия: 2007. Стр. 146.
- A9. Петров Д. В. Взаимодействие волн пространственного заряда с магнитным полем в GaAs:Cr и InP:Fe // Тезисы Конференции по физике и астрономии для молодых учёных Санкт-Петербурга и Северо-Запада «Физика.СПб». Санкт-Петербург: 2009. Стр. 35–37.
- A10. Плешаков И. В., Красинькова М. В., Козлов А. С., Петров Д. В. Магнитные взаимодействия волн пространственного заряда в высокоомных полупроводниках // Тезисы докладов Всероссийской конференции «Влияние атомно-кристаллической и электронной структуры на свойства конденсированных сред», посвящённой памяти академика Ю.А.Осипьяна. Черногловка, Россия: 2009. Стр. 20.

Цитированная литература

1. Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А., Фукс Б. И. О «термотокковой» неустойчивости в компенсированных полупроводниках // ФТП. 1972. Т. 6, вып. 3. Стр. 572 – 575.
2. Брыксин В. В., Петров М. П. Электрические токи, обусловленные волнами пространственного заряда в высокоомных полупроводниках // ФТТ. 2006. Т. 48, вып. 7. Стр. 1167 – 1176.
3. Petrov M. P., Bryksin V. V., Lemmer M. et al. Interactions of optically generated space-charge waves with magnetic fields in semiinsulating InP:Fe single crystals // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 76. P. 033202.

Лицензия ЛР № 020593 от 07.08.97

Подписано в печать 15.10.2010. Формат 60x84/16. Печать цифровая.
Усл. печ. л. 1,0. Уч.-изд. л. 1,0. Тираж 100. Заказ 7492.

Отпечатано с готового оригинал-макета, предоставленного автором,
в Цифровом типографическом центре Издательства Политехнического университета.
195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29.
Тел.: (812) 550-40-14
Тел./факс: (812) 297-57-76

