

03,09

Фотоотражение антимонида индия

© О.С. Комков^{1,2}, Д.Д. Фирсов¹, Т.В. Львова², И.В. Седова², А.Н. Семенов²,
В.А. Соловьев², С.В. Иванов²

¹ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“, Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: okomkov@yahoo.com

(Поступила в Редакцию 11 мая 2016 г.)

Методом фотомодуляционной инфракрасной фурье-спектроскопии измерены спектры фотоотражения слоев n -InSb. Образцы выращены молекулярно-пучковой эпитаксией на сильнолегированных подложках n^+ -InSb (001), отожженных в различных режимах. По периоду наблюдаемых в спектрах фотоотражения осцилляций Франца–Келдыша определялась напряженность приповерхностного электрического поля. Отмечено, что его значение возрастает при длительном хранении образцов на воздухе. Обработка слоев n -InSb в 1М водном растворе Na_2S приводила к увеличению измеряемого поля. Ранее было показано, что при такой обработке поверхностный уровень Ферми сдвигается в глубь зоны проводимости и, вероятно, не зависит от условий и времени предварительного хранения образцов. С использованием пассивации в Na_2S развитый в работе оптический метод позволяет бесконтактно измерять концентрацию электронов в гомоэпитаксиальных слоях n -InSb.

Исследования в СПбГЭТУ частично поддержаны субсидией Минобрнауки РФ (№ 16.1307.2014/К) и РФФИ в рамках научного проекта № 16-32-60076 мол_а_дк.

1. Введение

Благодаря малой ширине запрещенной зоны антимонид индия широко применяется для создания дискретных и матричных фотоприемников в спектральном диапазоне $3\text{--}5\ \mu\text{m}$ [1]. Максимальная среди всех соединений $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ подвижность электронов делает этот материал основой перспективных сверхбыстрых низковольтных транзисторов [2,3]. Кроме этого, InSb используется для изготовления лазерных и туннельных диодов, инфракрасных (ИК) фильтров и детекторов магнитного поля. В этой связи, на передний план выходит усовершенствование технологии выращивания высококачественных эпитаксиальных слоев InSb, а также развитие методов их диагностики и неразрушающего контроля.

Большая часть того, что нам известно с высокой точностью об энергетических зонных диаграммах полупроводников, является результатом измерений при модуляции отражения [4]. Фотоотражение (ФО) — это бесконтактная разновидность модуляционной оптической спектроскопии. В данном методе коэффициент отражения полупроводника модулируется слабым переменным лазерным лучом, падающим на то же место образца, что и зондирующий луч, отражение которого детектируется.

Впервые ФО InSb было измерено в работе [5] при помощи инфракрасного решеточного монохроматора. Однако даже при 50 К отношение сигнал/шум в отсутствие каких-либо внешних полей не превышало шести, что не позволило авторам выявить информативную составляющую сигнала ФО. Причинами этого является принципиально невысокая чувствительность фотоприемников в рассматриваемом спектральном диапазоне

(длина волны $\lambda > 4\ \mu\text{m}$), малая интенсивность источников ИК-излучения (глобаров), а главное — низкая светосила классических дифракционных спектрометров. Интенсивность формируемого зондирующего луча ограничивается узкими входными и выходными щелями, оптическим фильтром, отсекающим дифракционные максимумы более высокого порядка, и самим разложением в спектр.

Существенно эффективнее для измерений спектров в средневолновом ИК-диапазоне использовать фурье-спектрометр (FTIR). Первые результаты по измерению фотомодуляционных инфракрасных фурье-спектров различных узкозонных полупроводников описаны в работе [6]. В этой же работе приводятся спектры фотопропускания InSb, которые согласовывались с более ранними данными по электроотражению [7] и пьезоотражению [8] этого материала и твердых растворов на его основе. ФО InSb, впервые измеренное при помощи фурье-спектрометра, продемонстрировано в [9], где обсуждались также особенности фазовой коррекции сигнала при использовании этого метода измерения.

В связи с перечисленными выше сложностями работы в средневолновом ИК-диапазоне, метод ФО ранее применялся в основном только для исследования материалов и структур $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ со сравнительно большой шириной запрещенной зоны E_g [10]. На примере GaAs, как наиболее хорошо изученного полупроводника, было показано, что наблюдение в спектрах ФО характерных осцилляций Франца–Келдыша (ОФК) значительно повышает информативность данного метода [11]. Появляется возможность оценки величины встроенных электрических полей [12], положения пиннинга уровня Ферми [13],

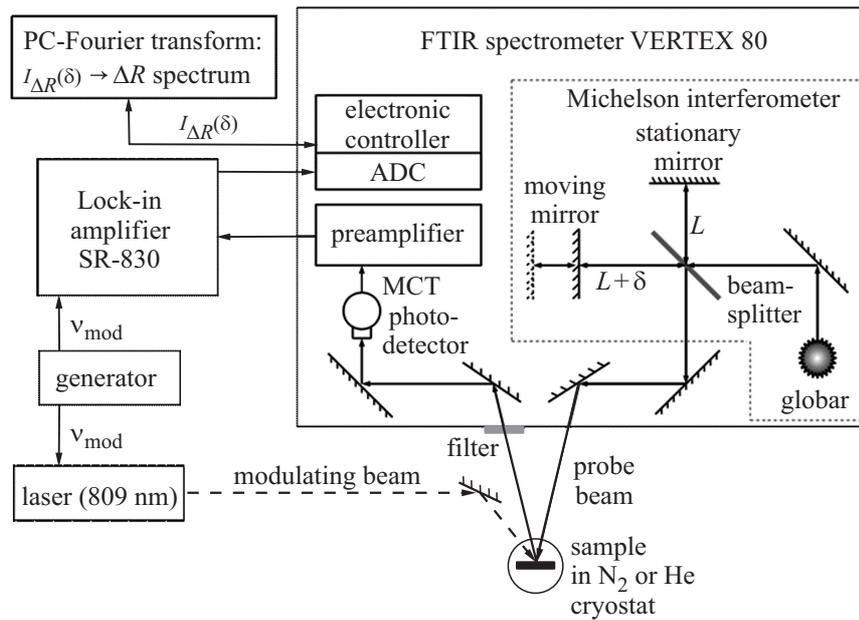


Рис. 1. Схема установки для измерения спектров фотоотражения в средневолновом и длинноволновом инфракрасном диапазоне.

концентрации свободных носителей заряда [14] и даже количества введенной в виде дельта-слоя электрически активной примеси марганца [15].

Ключевой проблемой технологии приборов на основе InSb, а соответственно и диагностики эпитаксиальных слоев этого материала, является наличие на поверхности InSb трудно удаляемых нестехиометрических оксидов, химический состав и толщина которых зависят от условий окружающей среды и изменяются со временем [16]. Этот аспект важно учитывать при предэпитаксиальной подготовке подложек, а также при измерении характеристик приповерхностной области материала, особенно после хранения образцов на воздухе. Кроме того, в силу отсутствия полуизолирующих подложек с постоянной решетки InSb существенной проблемой является точное определение фоновой концентрации носителей в нелегированных эпитаксиальных слоях InSb путем электрических измерений без создания и измерения p - n -переходов или структур металл–диэлектрик–полупроводник.

В данной работе реализованный на основе фурье-спектрометра метод ФО применен для бесконтактного неразрушающего измерения концентрации электронов в гомоэпитаксиальных слоях n -InSb. Обсуждаются вопросы закрепления уровня Ферми на поверхности естественно окисленного и сульфидированного InSb, а также влияние этого эффекта на результаты измерений.

2. Исследованные образцы и экспериментальная установка

Образцы эпитаксиальных слоев нелегированного InSb выращивались методом молекулярно-пучковой эпитак-

сии (МПЭ) на установке RIBER 32P, оборудованной стандартными эффузионными ячейками In и Sb. Рост производился на готовых к эпитаксии сильнолегированных ($n = 9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) подложках n^+ -InSb (100) (производство „Гиредмет“, Россия). Исследованные образцы были выращены в одном технологическом режиме и отличались только режимом отжига поверхности подложки перед эпитаксией. Образец № 1 отжигался в сверхвысоком вакууме при температуре 400°C без потока сурьмы, после чего осуществлялся получасовой отжиг подложки при температуре ~ 420 – 430°C под потоком Sb_4 . Образец № 2 отжигался под потоком сурьмы в течение получаса при температуре 400°C , после чего температура кратковременно (на 5 min) поднималась до более высокого значения $\sim 450^\circ\text{C}$.

Контроль состояния поверхности InSb как во время предростового отжига, так и во время эпитаксиального роста осуществлялся с использованием системы дифракции отраженных быстрых электронов. Подробности роста и *in situ* характеристики исследованных структур приведены в работе [17]. Толщина слоев составляла 2.3 – $2.4 \mu\text{m}$ и контролировалась по методике, описанной в [18].

Для эпитаксиальных слоев InSb, выращенных в аналогичном режиме, но на полуизолирующих подложках GaAs (001), были проведены электрические измерения методом Холла. Они продемонстрировали n -тип электропроводности с концентрацией электронов $7.8 \cdot 10^{15}$ и $2.9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ и подвижностью 59.200 и $46.300 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ при 77 и 300 K соответственно [17].

При использовании полуизолирующих подложек GaAs [19] для роста InSb огромное рассогласование постоянных решетки ($\sim 14\%$) вызывает возникновение высокой плотности структурных и, как следствие, точеч-

ных дефектов в InSb, ответственных за появление избыточной концентрации электронов, затрудняющей определение собственной концентрации носителей в слое.

Измерение спектров ФО InSb проводилось на FTIR-спектрометре VERTEX 80, поддерживающем режим пошагового перемещения зеркала. Для исследований в средневолновом и части длинноволнового (до $16\ \mu\text{m}$) ИК-диапазона применялись фотовольтаический CdHgTe приемник, светоделитель из бромида калия и глобар из карбида кремния. Воздействие на образец осуществлялось лучом полупроводникового лазерного диода ($\lambda = 809\ \text{nm}$). После взаимодействия с образцом рассеянное излучение лазера поглощалось фильтром из GaAs. Образцы помещались в откачиваемый азотный криостат или в гелиевый криостат замкнутого цикла с окнами из просветленного селенида цинка. Схема установки для измерения спектров ФО приведена на рис. 1.

Фотолюминесценция (ФЛ) InSb измерялась на той же экспериментальной установке. Сигнал ФЛ вводился через входное окно фурье-спектрометра в интерферометр Майкельсона. Для фокусировки применялась дополнительная линза из флюорита (CaF_2). Чтобы выделить полезный сигнал ФЛ на фоне излучения нагретых до комнатной температуры тел использовалась техника синхронного детектирования. Луч возбуждающего ФЛ лазера модулировался от генератора на частоте $39\ \text{kHz}$. Запись спектра проводилась в непрерывном режиме перемещения подвижного зеркала на минимально возможной для используемой модели фурье-спектрометра скорости сканера интерферометра Майкельсона — $1.6\ \text{kHz}$ (частота регистрации экстремумов интерференции опорного внутреннего HeNe лазера). Такое соотношение частот вполне удовлетворяло требованиям к эффективному синхронному детектированию. После синхронного детектирования сигнал вводился в аналого-цифровой преобразователь (ADC) спектрометра. В персональном компьютере проводилось преобразование Фурье измеренной интерферограммы в спектр.

Однако при измерении ФО максимальные частоты, на которых можно проводить фотомодуляцию, ограничены скоростью восстановления встроенного приповерхностного электрического поля. Типично, эти значения имеют порядок единиц килогерц и ниже [20]. Выбранная нами частота модуляции была равна $2.5\ \text{kHz}$, что потребовало использования пошагового перемещения подвижного зеркала для реализации синхронного детектирования.

Спектральное разрешение при измерениях составляло $32\ \text{cm}^{-1}$ ($4\ \text{meV}$), что позволяло проводить измерения в режиме пошагового сканирования за относительно короткое время. При необходимости разрешение повышалось до $1\ \text{meV}$.

3. Экспериментальные результаты

На рис. 2 представлен типичный низкотемпературный ($T = 100\ \text{K}$) спектр ФО гомоэпитаксиального слоя

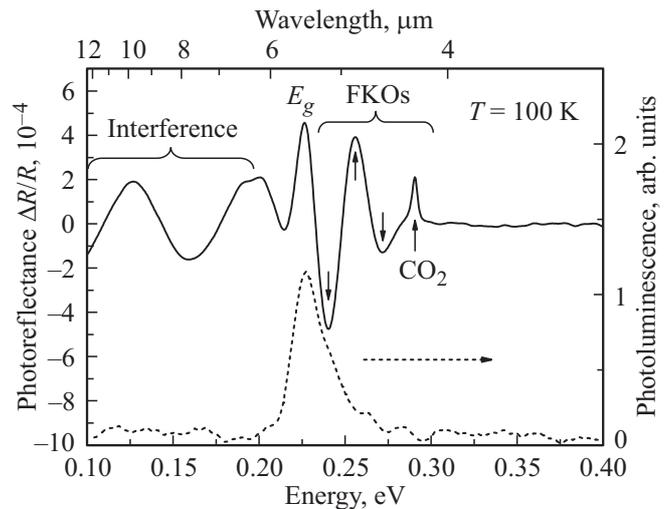


Рис. 2. Спектры фотоотражения (сверху) и фотолюминесценции (внизу) $n\text{-InSb}/n^+\text{-InSb}$ (образец № 1), измеренные на фурье-спектрометре.

$n\text{-InSb}$ (образец № 1), причем сигнал фотоиндуцированного изменения отражения ΔR составляет очень малую (десяти тысячную) часть от отражения R . Ниже на рис. 2 представлен спектр ФЛ этого же образца, измеренный при той же температуре (без учета нагрева возбуждающим излучением). Нетрудно заметить, что сигнал ФО более информативен, нежели спектр стандартной ФЛ. Отметим, что максимум спектра ФЛ зона-зона (с энергией $\hbar\omega = E_g + kT/2$) приходится чуть правее максимума сигнала $\Delta R/R$. Здесь k — постоянная Больцмана, а T — абсолютная температура.

В области энергий ниже ширины запрещенной зоны E_g InSb, где эпитаксиальный слой становится прозрачным, в спектре ФО наблюдается интерференция лучей, отраженных от поверхности структуры и от гомограницы. Данный сигнал вызван фотомодуляцией показателя преломления и в работе [21] использовался для оценки толщины гомоэпитаксиальных слоев GaAs. По нашему мнению, применение метода фотоотражения для решения подобной задачи избыточно. Для измерения толщины слоя целесообразно использовать более простую оптическую методику, описанную, например, в [22].

Нужно отметить, что для получения спектра ФО на фурье-спектрометре необходимо проведение специальной процедуры фазовой коррекции, подробно описанной в [9]. В стандартных методах фазовой коррекции Мерца и Формана принимается, что истинный спектр положителен во всем диапазоне измеряемых энергий. Однако подобная обработка модуляционных спектров приводит к тому, что основные экстремумы оказываются положительными. Это может привести к неверной интерпретации спектров ФО InSb [23].

Поскольку фазовая ошибка определяется в первую очередь интерферометром, то при условии хорошей воспроизводимости перемещения подвижного зеркала она

может быть найдена на основе отдельного измерения немодулированного отраженного излучения R . Для этого при фурье-преобразовании интерферограммы отражения нужно сохранить ее фазовый спектр. В дальнейшем именно он используется при обработке интерферограммы ΔR в режиме фазовой коррекции Мерца (Формана) с сохраненной фазой. При этом преобразовании очень важно сохранять ровно то же положение нулевой разности хода интерферометра, что и при измерении R .

Резкий паразитный пик в спектре ФО на длине волны $\sim 4.2 \mu\text{m}$ (показан на рис. 2) связан с поглощением углекислого газа (CO_2). Наличие CO_2 в составе атмосферного воздуха существенно ослабляет проходящее излучение с такой длиной волны, что заметно ухудшает соотношение сигнал/шум в пределах линии поглощения. Помимо этого, поскольку ΔR и R измеряются в различные промежутки времени, парциальное давление углекислого газа оказывается различным, что также влияет на получаемое соотношение $\Delta R/R$. Для борьбы с паразитным поглощением атмосферы может использоваться продувка спектрометра сухим азотом или вакуумирование внутреннего объема измерительной установки.

Наиболее интересной частью спектра фотоотражения являются осцилляции Франца–Келдыша (FKOs) (показаны на рис. 2 вертикальными стрелками). Как уже отмечалось выше, наблюдение сигнала такой формы значительно повышает информативность метода ФО. По периоду этих осцилляций можно оценить величину встроенного приповерхностного электрического поля F . Согласно [24], учет экситонных эффектов дает формулы с тем же периодом, что позволяет использовать более простой алгоритм определения поля [14]. Полученные по этой методике значения F были равны 10.2 ± 0.2 и $7.7 \pm 0.2 \text{ kV/cm}$ для образцов № 1 и 2 соответственно. К сожалению, нежелательный сигнал CO_2 совпал с последней осцилляцией Франца–Келдыша образца № 1, что тем не менее не помешало оценить период ОФК.

Подсветка зондовым лучом при измерении ФО вносит некоторый вклад в определяемую величину F . В случае обеднения в приповерхностной области, дополнительная засветка частично спрямляет энергетические зоны. Это наблюдалось в работе [9] в виде уменьшения периода ОФК в $n\text{-GaAs}$. В случае обогащения приповерхностной области свободными носителями заряда дополнительные фотоинжектированные носители увеличивают измеряемое поле.

При более низкой температуре измерений (температура держателя образца составляла 10 К) у образца № 2 наблюдался слабополевой [11] режим ФО. В этом режиме ОФК не наблюдаются, а форма линии представляет собой „единичную осцилляцию“. Амплитуда сигнала при этом была несколько ниже, чем у приведенных в данной работе ОФК. Ширина запрещенной зоны в слабополевом режиме может быть определена по модифицированному трехточечному методу [25]. При сравнении полученных

для InSb значений E_g с литературными данными [26], был сделан вывод о дополнительном нагреве образца модулирующим лазером и глобаром в ходе измерения ФО.

4. Вычисление приповерхностного электрического поля

Получаемая из спектров ФО напряженность электрического поля в первую очередь зависит от глубины поверхностной потенциальной ямы (определяемой энергиями уровня Ферми на поверхности ΔE_F^s и в объеме ΔE_F) и ее протяженности, обусловленной в свою очередь концентрацией свободных носителей заряда n . Для выявления этой связи решалось уравнение Пуассона с соответствующими граничными условиями.

В работе [27] значение пиннинга уровня Ферми при комнатной температуре на поверхности естественно окисленного $n^+\text{-InSb}$ измерялось относительно потолка валентной зоны и может быть получено из выражения $\Delta E_F^s + E_g \approx 0.318 \text{ eV}$. Это говорит о том, что на поверхности $n\text{-InSb}$ уровень Ферми закреплен сравнительно высоко в зоне проводимости, энергетические зоны изгибаются вниз и формируется обогащенная электронами приповерхностная область. Уравнение Пуассона в таком случае будет аналогично уравнению для узкозонной части изотипного гетероперехода $n\text{-}N$, где образуется двумерный электронный газ

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \frac{en[\exp(e\varphi/kT) - 1]}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (1)$$

где φ — потенциал, z — координата, e — заряд электрона (отрицательный), n — концентрация свободных носителей заряда (электронов), ε и ε_0 — диэлектрическая проницаемость InSb и вакуума соответственно. Первое граничное условие, необходимое для решения уравнения (1): $z = 0$, $\varphi = \varphi_s = -(\Delta E_F^s + \Delta E_F)/e$, $F = F_s$, где φ_s и F_s — потенциал и напряженность электрического поля на поверхности. Второе граничное условие: $z = \infty$, $\varphi = 0$, $F = 0$. Аналитическое решение уравнения (1) для напряженности электрического поля на поверхности $n\text{-InSb}$:

$$F_s = -\left. \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right|_{z=0} = -\left[\frac{2nkT}{\varepsilon\varepsilon_0} \left\{ \exp\left(\frac{e\varphi_s}{kT}\right) - \frac{e\varphi_s}{kT} - 1 \right\} \right]^{1/2}. \quad (2)$$

Дальнейшее интегрирование для получения координатной зависимости потенциала оказалось проблематично, поэтому поиск приближенного распределения $\varphi(z)$ проводился в предположении $|e\varphi| \ll kT$. В этом случае уравнение (1) записывалось в упрощенном виде (экспонента в правой части раскладывалась в ряд, в котором можно ограничиться только двумя первыми членами) и легко решалось аналитически. Заметим, что данное приближение хорошо работает вдали от поверхности полупроводника.

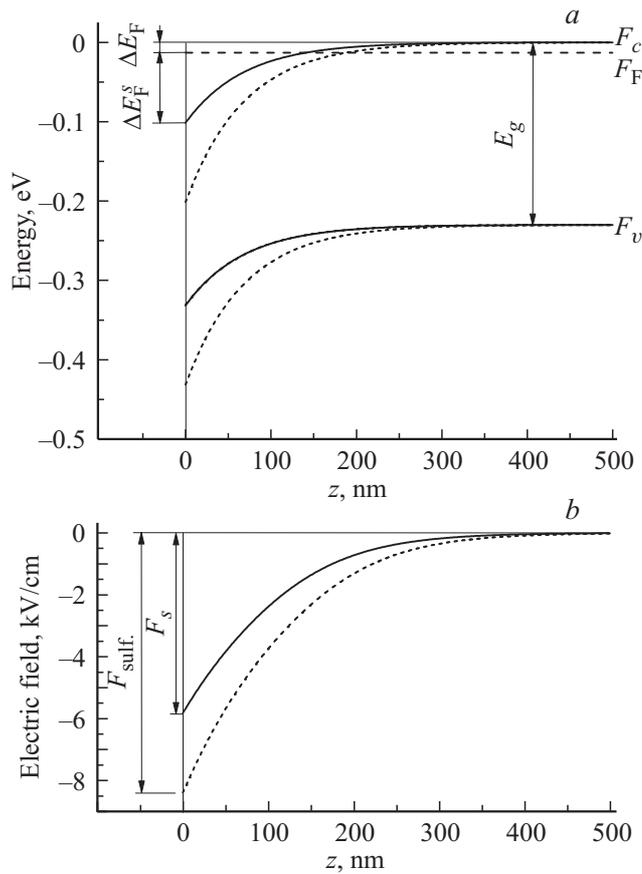


Рис. 3. Энергетическая диаграмма при температуре 100 K (a) и соответствующее распределение приповерхностного электрического поля (b) в *n*-InSb с естественным окислом (сплошные линии) и после сульфидной обработки поверхности (штриховые линии).

Полученное распределение потенциальной энергии и напряженности приповерхностного электрического поля для образца *n*-InSb при $T = 100$ K приведено на рис. 3, a и b соответственно. Видно, что электрическое поле практически равно нулю уже на глубине $0.5 \mu\text{m}$. Это подтверждает справедливость использования второго граничного условия применительно к исследованным в данной работе сравнительно толстым эпитаксиальным слоям.

Вопрос соотношения поля на поверхности F_s и поля F , определяемого из спектров ФО, обсуждался в работе [11]. Очевидно, в формировании сигнала ФО должен участвовать приповерхностный слой конечной толщины. Если в пределах этого слоя поле меняется слабо, то мы будем измерять поверхностную напряженность электрического поля F_s . В противном случае из анализа спектров ФО будет получаться некоторая усредненная величина F . Как уже отмечалось выше, градиент напряженности электрического поля вблизи поверхности зависит прежде всего от концентрации свободных носителей заряда n , бесконтактное определение которой представляет значительный практический интерес.

Кроме этого, лазерный модулирующий луч генерирует носители заряда, которые являются причиной возникновения фотоэдс. Когда лазер освещает образец, приповерхностное электрическое поле увеличивается на величину, определяемую этой фотоэдс. Когда лазер гаснет, поле восстанавливается. Таким образом, определяемое в экспериментах F представляет собой поле, усредненное по периоду модуляции. Для минимизации данной систематической погрешности интенсивность используемого модулирующего лазерного излучения подбирается минимальной, но достаточной для получения приемлемого соотношения сигнал/шум.

5. Сульфидная обработка поверхности InSb

В ходе проведения исследований было замечено, что определяемая из эксперимента напряженность F растет при хранении образцов на воздухе. Это увеличение поля может составлять $\sim 1 \text{ kV/cm}$ за восемь месяцев, что для такого узкозонного материала как InSb представляет собой довольно значительную величину. Одной из возможных причин этого изменения мог стать сдвиг поверхностного уровня Ферми в глубь зоны проводимости, что увеличило глубину приповерхностной потенциальной ямы.

В работе [16] было показано, что обработка поверхности InSb (100) в 1M водном растворе Na_2S (сульфидизация) приводит к удалению поверхностных окислов и формированию на поверхности полупроводника тонкого сульфидного нанослоя. При этом уровень Ферми закрепляется еще выше в зоне проводимости (см. рис. 3, a), и ожидается, что его новое положение не зависит от времени и условий хранения образцов.

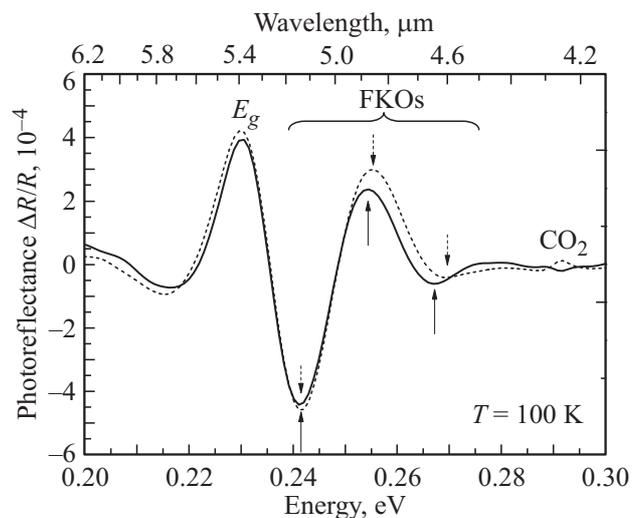


Рис. 4. Спектры фотоотражения естественно окисленного (сплошная кривая) и сульфидированного (штриховая кривая) *n*-InSb/*n*⁺-InSb (образец № 2). Стрелками показано положение осцилляций Франца–Келдыша (FKOs).

Исследуемые эпитаксиальные слои были обработаны в водном растворе Na_2S по методике, описанной в [17], и сразу же помещены в оптический криостат для измерения спектров ФО.

Рис. 4 демонстрирует результат изменения сигнала ФО для второго образца до и после сульфидизации его поверхности. Как и ожидалось, период ОФК после пассивации увеличился (используемые в расчете осцилляции показаны на рис. 4 стрелками). Это свидетельствует о том, что напряженность приповерхностного электрического поля F_{sulf} увеличилась по модулю и стала равна 11.2 ± 0.4 и $8.3 \pm 0.4 \text{ kV/cm}$ для образцов № 1 и 2 соответственно. При этом несколько вырос разброс измеряемых величин напряженности поля по площади структуры, что объясняется, видимо, некоторой неоднородностью образованного в результате пассивации поверхностного сульфидного покрытия. После сульфидной обработки увеличилась также разница между величиной напряженности поля в разных образцах, что можно объяснить большей длительностью пребывания на воздухе образца № 2.

6. Определение концентрации свободных носителей заряда

Полученные из спектров ФО значения F_{sulf} были использованы для определения концентрации электронов n в эпитаксиальных слоях при температуре измерения. Для расчета использовалось выражение (2) со значением поверхностного потенциала ϕ_s^{sulf} для сульфидированного образца.

Как было показано методом рентгеновской фотоэмиссионной спектроскопии, в результате обработки в 1М водном растворе Na_2S поверхностный уровень Ферми эпитаксиального слоя InSb сдвигается на 0.1 eV в глубь зоны проводимости по сравнению с естественно окисленным полупроводником. При этом зоны изгибаются еще сильнее (см. штриховые линии на рис. 3, а). Заметим, что при вычислении $e\phi_s^{\text{sulf}}$ (eV) = $-(0.318 - E_g + \Delta E_F + 0.1)$ делалась поправка на увеличение E_g [26] при изменении температуры от комнатной до 100 К.

Полученные концентрации электронов составили $n = (3.3 \pm 0.2) \cdot 10^{15}$ и $(1.8 \pm 0.2) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ для образцов № 1 и 2 соответственно. Как видно, концентрация электронов в эпитаксиальном слое уменьшилась с увеличением температуры предэпитаксиального отжига подложки. Это можно объяснить десорбцией при отжиге с поверхности подложки InSb не только летучих оксидов сурьмы, но также и трудноудаляемых оксидов индия, что привело к последующему снижению концентрации доноров в эпитаксиальном слое.

7. Заключение

В работе методом фотоотражения впервые наблюдались осцилляции Франца–Келдыша в гомоэпитаксиаль-

ных слоях $n\text{-InSb}$, выращенных на подложках $n^+\text{-InSb}$. По периоду ОФК определялась напряженность приповерхностного электрического поля F . Обсуждалась связь этого поля с пиннингом уровня Ферми на поверхности и концентрацией свободных носителей заряда в объеме. Рассмотрено влияние хранения, а также сульфидной обработки поверхности $n\text{-InSb}$ в водном растворе Na_2S на измеряемую величину F . Показано, что метод фотоотражения совместно с предварительной сульфидной обработкой слоев позволяет бесконтактно измерять концентрацию электронов в нелегированных эпитаксиальных слоях $n\text{-InSb}$, выращенных на сильнолегированной подложке $n^+\text{-InSb}$. Обнаружено, что повышение температуры предростового отжига подложки InSb снижает остаточную концентрацию электронов в эпитаксиальном слое.

Авторы выражают благодарность М.В. Лебедеву за плодотворные обсуждения.

Список литературы

- [1] НПО „Орион“, <http://orion-ir.ru/produkcija>
- [2] T. Ashley, L. Buckle, S. Datta, M.T. Emeny, D.G. Hayes, K.P. Hilton, R. Jefferies, T. Martin, T.J. Phillips, D.J. Wallis, P.J. Wilding, R. Chau. *Electron. Lett.* **43**, 777 (2007).
- [3] J.M.S. Orr, A.M. Gilbertson, M. Fearn, O.W. Croad, C.J. Storey, L. Buckle, M.T. Emeny, P.D. Buckle, T. Ashley. *Phys. Rev. B*, **77**, 165334 (2008).
- [4] П. Ю. М. Кардона. *Основы физики полупроводников*. Физматлит, М. (2002). Гл. 6. С. 282. [P. Yu, M. Cardona. *Fundamentals of Semiconductors. Physics and Materials Properties*. Springer (2002).]
- [5] J. Shay, R. Nahory, C. Patel. *Phys. Rev.*, **184**, 809 (1969).
- [6] T.J.C. Hosea, M. Merrick, B.N. Murdin. *Phys. Status Solidi A* **202**, 7, 1233 (2005).
- [7] H. Piller, C.K. So, R.C. Whited. *Surf. Sci.* **37**, 639 (1973).
- [8] D. Auvergne, J. Camassel, H. Mathieu, A. Joullie. *J. Phys. Chem. Solids* **35**, 133 (1974).
- [9] Д.Д. Фирсов, О.С. Комков. *ПЖТФ* **39**, 23, 87 (2013).
- [10] J. Misiewicz, P. Sitarek, G. Sek, R. Kudrawiec. *Mater. Sci.* **21**, 263 (2003).
- [11] А.Н. Пихтин, М.Т. Тодоров. *ФТП* **27**, 7, 1139 (1993).
- [12] А.Н. Пихтин, О.С. Комков, К.В. Базаров. *ФТП* **40**, 5, 608 (2006).
- [13] X. Yin, H.-M. Chen, F.H. Pollak, Y. Chan, P.A. Montano, P.D. Kirchner, G.D. Pettit, J.M. Woodall. *Appl. Phys. Lett.* **58**, 3, 260 (1991).
- [14] О.С. Комков, А.Н. Пихтин, Л.М. Федоров, Ю.В. Жилиев. *ПЖТФ*, **34**, 1, 81 (2008).
- [15] О.С. Комков, Р.В. Докичев, А.В. Кудрин, Ю.А. Данилов. *ПЖТФ* **39**, 22, 56 (2013).
- [16] Т.В. Львова, М.С. Дунаевский, М.В. Лебедев, А.Л. Шахмин, И.В. Седова, С.В. Иванов. *ФТП* **47**, 5, 710 (2013).
- [17] V.A. Solov'ev, I.V. Sedova, T.V. Lvova, M.V. Lebedev, P.A. Dement'ev, A.A. Sitnikova, A.N. Semenov, S.V. Ivanov. *Appl. Surf. Sci.* **356**, 378 (2015).
- [18] О.С. Комков, Д.Д. Фирсов, А.Н. Семенов, Б.Я. Мельцер, С.И. Трошков, А.Н. Пихтин, С.В. Иванов. *ФТП* **47**, 2, 264 (2013).

- [19] S.V. Ivanov, A.A. Boudza, R.N. Kutt, N.N. Ledentsov, B.Ya. Meltser, S.V. Shaposhnikov, S.S. Ruvimov, P.S. Kop'ev. *J. Cryst. Growth* **156**, 3, 191 (1995).
- [20] H. Shen, F.H. Pollak, J.M. Woodall, R.N. Sacks. *J. Vac. Sci. Technol. B* **7**, 4, 804 (1989).
- [21] N. Kallergi, B. Roughani, J. Aubel, S. Sundaram. *J. Appl. Phys.* **68**, 4656 (1990).
- [22] О.С. Комков, Д.Д. Фирсов, Е.А. Ковалишина, А.С. Петров. *Изв. вузов. Матер. эл. техн.* **3**, 194 (2014).
- [23] X. Chen, J. Jung, Z. Qi, L. Zhu, S. Park, L. Zhu, E. Yoon, J. Shao. *Opt. Lett.* **40**, 22, 5295 (2015).
- [24] O.S. Komkov, G.F. Glinskii, A.N. Pikhtin, Y.K. Ramgolam. *Phys. Status Solidi A* **206**, 5, 842 (2009).
- [25] T.J.C. Hosea. *Phys. Status Solidi B* **189**, 2, 531 (1995).
- [26] C.L. Littler, D.G. Sellar. *Appl. Phys. Lett.* **46**, 10, 986 (1985).
- [27] T.V. Lvova, A.L. Shakhmin, I.V. Sedova, M.V. Lebedev. *Appl. Surf. Sci.* **311**, 300 (2014).