

УДК 538.56, 535.016, 538.971, 538.911

Г. М. Борисов^{1,2}, В. Г. Гольдорт¹, А. А. Ковалев¹, С. А. Кочубей¹, Д. В. Ледовских¹
В. В. Преображенский¹, М. А. Путьто¹, Н. Н. Рубцова¹, Б. Р. Семягин¹

¹ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

² Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

*gennadiy.m.borisov@gmail.com, goldort@academ.org, kovalev@isp.nsc.ru
kochubei@isp.nsc.ru, dvledovskikh@isp.nsc.ru, pvv@isp.nsc.ru
puta@isp.nsc.ru, rubtsova@isp.nsc.ru, sbr@isp.nsc.ru*

ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ A_3B_5 С АСИММЕТРИЧНЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ*

Исследована генерация второй гармоники излучения фемтосекундного лазера $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ в полупроводниковой гетероструктуре, выращенной на сингулярной подложке GaAs ориентации (001) и включающей набор асимметричных квантовых ям. Исследовалась азимутальная зависимость второй гармоники на пропускание для углов падения 10–70° и на отражение для угла падения 45° при использовании излучения накачки линейной *p*- и *s*-поляризации. Сигналы второй гармоники от гетероструктуры в несколько раз превышали сигналы второй гармоники от подложки для *p*-поляризованной накачки на пропускание и для случаев *p*- и *s*-поляризованной накачки на отражение. Для *s*-поляризации накачки на отражение и *p*-поляризованного излучения второй гармоники наблюдался высокий изотропный вклад гетероструктур, при этом азимутальная зависимость от гетероструктуры и от подложки существенно различаются.

Ключевые слова: генерация второй гармоники, поверхности и границы раздела, полупроводниковые гетероструктуры, асимметричные квантовые ямы.

Введение

Нелинейные эффекты начали исследоваться вскоре после изобретения лазеров, тогда же стало ясно, что границы нелинейного материала важны в формировании нелинейных явлений [1]. Полупроводниковые образцы, в том числе группы A_3B_5 , показали высокие значения нелинейной восприимчивости второго порядка [2] в экспериментах

по генерации второй гармоники на отражение. Вращательная анизотропия второй гармоники (азимутальная зависимость сигналов) была обнаружена впервые в GaAs [3], выращенном методом молекулярной эпитаксии на сингулярной подложке с ориентацией (001); образец находился в вакуумной камере и накачивался излучением импульсного лазера на красителе с длиной волны 580 нм, т. е. в области фундаментального

* Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 12-02-00327) и Президиума РАН (проект № 20.2 «Когерентные явления в полупроводниковых наноструктурах»).

Борисов Г. М., Гольдорт В. Г., Ковалев А. А., Кочубей С. А., Ледовских Д. В., Преображенский В. В., Путьто М. А., Рубцова Н. Н., Семягин Б. Р. Особенности генерации второй гармоники излучения фемтосекундного лазера $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ в гетероструктурах A_3B_5 с асимметричными квантовыми ямами // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2014. Т. 9, вып. 4. С. 5–14.

поглощения GaAs. В [3] была обнаружена также зависимость сигналов второй гармоники от реконструкции поверхности GaAs. Расчеты азимутальной зависимости сигналов второй гармоники в отражении от GaAs [4] выполнены для сингулярных и для vicинальных подложек различной ориентации с учетом как объемного вклада GaAs (кубический кристалл без центра инверсии), так и вклада поверхности (обладающей пониженной симметрией по сравнению с объемом). В работах [3; 4] речь шла о чистой поверхности GaAs, свободной от окислов и находящейся в вакууме. Изменение сигналов второй гармоники вблизи поверхности полупроводника происходит также благодаря наличию электрического поля в области обеднения носителей заряда. Влияние приповерхностного электрического поля подробно исследовано в [5] для набора образцов GaAs разной степени легирования p - и n -типа. Образец GaAs, находящийся в атмосфере воздуха, был исследован в [6]; азимутальная зависимость для случаев s -поляризации излучения накачки и p -поляризации излучения второй гармоники оказалась отличной от результатов [3; 4]. Согласно [6], именно приповерхностное электрическое поле и его градиент определяют амплитуду и азимутальные свойства сигнала второй гармоники при отражении от поверхности GaAs (001); при этом оптическая нелинейность GaAs в [6] учитывалась вплоть до четвертого порядка. Наличие поверхностных дефектов и примесей также существенно изменяет сигналы второй гармоники, что позволяет использовать явление генерации

второй гармоники для контроля качества поверхности полупроводников [7].

Таким образом, генерация второй гармоники в полупроводниках определяется большим количеством факторов: состояние поверхности, наличие электрического поля вблизи поверхности и его градиент, ориентация образца относительно осей кристалла, наличие примесей. Все это, с одной стороны, делает генерацию второй гармоники привлекательным методом исследования, с другой – создает трудности в интерпретации результатов.

Цель данной работы – поиск особенностей второй гармоники в полупроводниковой структуре с квантовыми ямами по сравнению с сигналами второй гармоники от подложки.

Образец

Образец выращен на сингулярной подложке полуизолирующего типа i -GaAs ориентации (001) методом молекулярно-лучевой эпитаксии; кристаллическое совершенство каждого слоя контролировалось по картинам дифракции быстрых электронов на отражение. Образец включал 40 периодов асимметричных квантовых ям.

Структура образца и зонная диаграмма одного периода квантовых ям (КЯ) вблизи верхнего защитного слоя GaAs показаны на рис. 1. На зонной диаграмме изображены уровни энергии потолка валентной зоны E_v и дна зоны проводимости E_c для каждого слоя; цифры сверху указывают толщины слоев в нанометрах, цифры в середине соот-

Толщина слоя, нм	Состав слоя	Назначение
10	i GaAs	Защитный слой
15	AlAs	Барьер
6	$\text{In}_{0,22}\text{Ga}_{0,78}\text{As}$	Асимметричная квантовая яма
6	$\text{In}_{0,22}\text{Al}_{0,78}\text{As}$	
15	AlAs	Барьер
200	i GaAs	Эпитаксиальный подслой
i GaAs (001) $\pm 0,1^\circ$ Подложка		

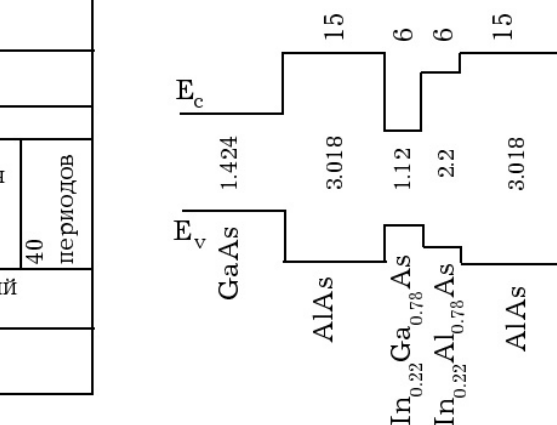


Рис. 1. Структура образца (слева) и зонная диаграмма слоев, соответствующих первой асимметричной квантовой яме на подложке (справа)

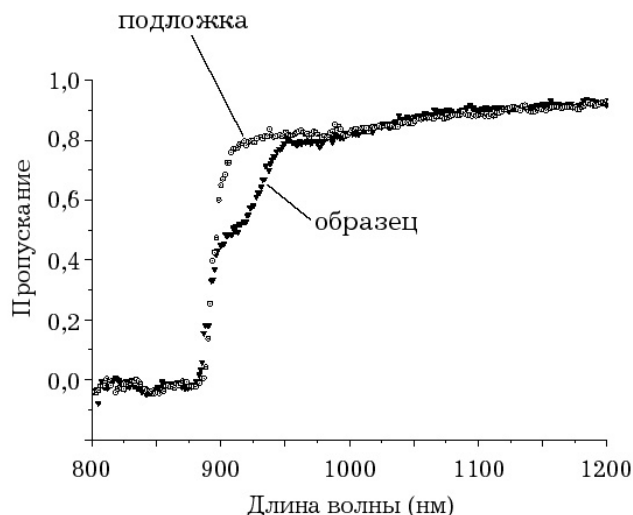


Рис. 2. Спектры пропускания подложки и образца с асимметричными квантовыми ямами

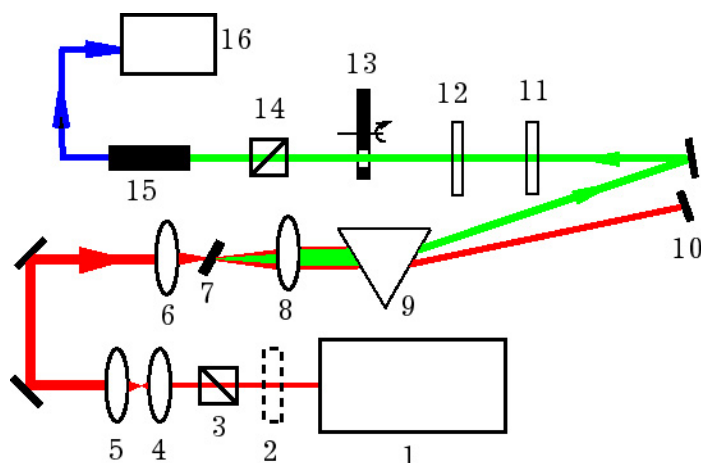


Рис. 3. Схема эксперимента по ГВГ на пропускание

ветствуют ширине запрещенной зоны каждого слоя в электронвольтах.

На рис. 2 приведены спектры пропускания образца с асимметричными квантовыми ямами и подложки. Видно, что поглощение квантовых ям расположено вблизи края поглощения подложки и отстоит недалеко от центральной длины волны генерации 1 040 нм используемого нами фемтосекундного лазера, что должно увеличивать нелинейную восприимчивость второго порядка.

Боковые срезы образца выполнялись путем раскалывания по взаимно ортогональным направлениям, отмеченным на краях подложки базовыми срезами.

Экспериментальная установка и методика измерений

На схеме эксперимента для случая генерации второй гармоники на пропускание (рис. 3) обозначены: 1 – фемтосекундный лазер $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$; 2 – полуволновая пластинка; 3 – призма Глана – Тейлора; 4 и 5 – линзы коллиматора, расширяющего пучок лазера; 6 – линза, фокусирующая излучение накачки на образец 7; 8 – линза, коллимирующая излучение накачки и второй гармоники; 9 – кварцевая призма для отделения излучения второй гармоники от излучения накачки; 10 – поглотитель излучения

накачки; 11 – светофильтр, отсекающий рассеянное излучение накачки; 12 – нейтральный фильтр для ослабления излучения второй гармоники, если необходимо; 13 – механический прерыватель пучка; 14 – анализатор поляризации излучения второй гармоники; 15 – ФЭУ-79; 16 – синхронный детектор. Лазер работал в режиме пассивной синхронизации мод с зеркалом, спроектированным и изготовленным в ИФП СО РАН. Частота следования импульсов составляла 80 МГц, длительность импульсов была около 400 фс, средняя мощность составляла 140–200 мВт, центральная длина волны излучения накачки была равна 1040 нм.

Выходное излучение лазера было поляризовано горизонтально, что в нашей геометрии отвечало p -поляризации накачки; в дальнейшем этот случай обозначается p_ω ; при необходимости поляризация излучения поворачивалась полуволновой пластинкой 2, обеспечивая накачку поляризации s_ω . Для фокусировки на образец использовалась линза с фокусным расстоянием 15 мм. Диаметр пятна излучения накачки на образце составил около 2 мкм, что для средней мощности 0,2 Вт соответствует примерно $0,1 \text{ Дж/см}^2$ поверхностной плотности энергии и интенсивности около $2 \cdot 10^{11} \text{ Вт/см}^2$. Несмотря на высокое значение нелинейной восприимчивости GaAs (около 100 пм/В), интенсивность второй гармоники в нашем эксперименте мала из-за малой длины синхронизма (по оценке, несколько микрон) и из-за поглощения на частоте второй гармоники. В ходе эксперимента принимались меры по защите ФЭУ от рассеянного излучения накачки с помощью светофильтра, блокирующего инфракрасное излучение лазера. Чувствительность ФЭУ определена как $2 \cdot 10^{14} \text{ В/Вт}$, регистрация сигнала второй гармоники проводилась синхронным детектором на частоте прерывания пучка накачки 200 Гц. Механический прерыватель располагался в пучке излучения второй гармоники, а не в пучке накачки, поскольку модуляция накачки приводит обычно к модуляции концентрации фотогенерированных носителей и способна изменить амплитуду сигнала второй гармоники. Лишь случай p -поляризованного излучения второй гармоники при p -поляризованной накачке – $p_\omega p_{2\omega}$ – позволял наблюдать сигнал визуально при затемнении экспериментального поля; поэтому для предварительной настройки схемы ре-

гистрации использовался тонкий кристалл ниобата лития. Образец 7 был подвешен на устройстве микроперемещения, что позволяло настраивать сигнал второй гармоники по расстоянию от фокуса линзы 6, наблюдая амплитуду на выходе синхронного детектора 16.

Образец и подложка GaAs прозрачны в области излучения накачки. В области второй гармоники (на длине волны 520 нм) и образец, и подложка имеют близкие коэффициенты поглощения – порядка $5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, что отвечает глубине выхода видимого излучения не более 200 нм; это обстоятельство снижает регистрируемый сигнал второй гармоники в дополнение к малой длине синхронизма. В схеме на пропускание регистрируемый сигнал второй гармоники формируется именно на выходе излучения накачки из образца. В наших экспериментах образец имел обе стороны оптического качества, так что, поворачивая образец к выходу излучения накачки либо стороной подложки, либо стороной структуры с асимметричными квантовыми ямами, можно было исследовать генерацию второй гармоники и в образце, и в подложке в одинаковых условиях.

Образец был закреплен на поворотном устройстве, позволяющем вращать его вокруг нормали к поверхности, не изменяя угол падения излучения накачки, для исследования азимутальной зависимости второй гармоники. При этом нуль азимутального угла соответствовал направлению одной из кристаллографических осей (вдоль бокового среза образца), ортогональному направлению (001). Конструкция крепления образца позволяла в схеме генерации второй гармоники на пропускание изменять углы падения излучения накачки от 10 до 70°. В случае экспериментов на отражение использовался лишь угол падения излучения накачки 45°.

Во всех экспериментах исследованы азимутальные зависимости для четырех случаев сочетания линейных поляризаций излучения накачки и второй гармоники – $p_\omega p_{2\omega}$, $p_\omega s_{2\omega}$, $s_\omega p_{2\omega}$ и $s_\omega s_{2\omega}$.

Амплитуды сигналов второй гармоники для всех результатов, приведенных ниже, нормированы на величины средней мощности лазера 133 мВт по квадратичной зависимости сигнала второй гармоники от интенсивности излучения накачки, проверенной экспериментально.

Генерация второй гармоники на пропускание

На рис. 4 показаны азимутальные зависимости сигналов второй гармоники; азимутальный угол изменяется от 0 до 360°, амплитуды сигналов пропорциональны расстояниям от центров круговых диаграмм, шкалы слева от каждого рисунка дают представление об амплитуде сигналов в милливольтках. Сплошные линии на всех диаграммах – сплайновая интерполяция по экспериментальным точкам.

В случае p -поляризованной накачки сигналы второй гармоники имеют две компоненты линейной поляризации, т. е. имеется два случая – $p_{\omega}p_{2\omega}$ и $p_{\omega}s_{2\omega}$. Для случая $p_{\omega}p_{2\omega}$

азимутальные зависимости имеют максимумы для углов, кратных 90°. Для $p_{\omega}s_{2\omega}$ азимутальные зависимости и для подложки, и для квантовых ям сдвинуты почти на 45° относительно случая $p_{\omega}p_{2\omega}$. В то же время ни для $p_{\omega}p_{2\omega}$, ни для $p_{\omega}s_{2\omega}$ (слева на рис. 4) не видно существенных отличий в форме азимутальных зависимостей между образцом с квантовыми ямами и подложкой. Во всех случаях минимумы азимутальных зависимостей близки к нулю и для структуры с квантовыми ямами, и для подложки (изотропный, не зависящий от азимутального угла вклад в сигнал второй гармоники отсутствует). На рис. 4 слева видно амплитудное преимущество структуры над подложкой с точки зрения второй гармоники.

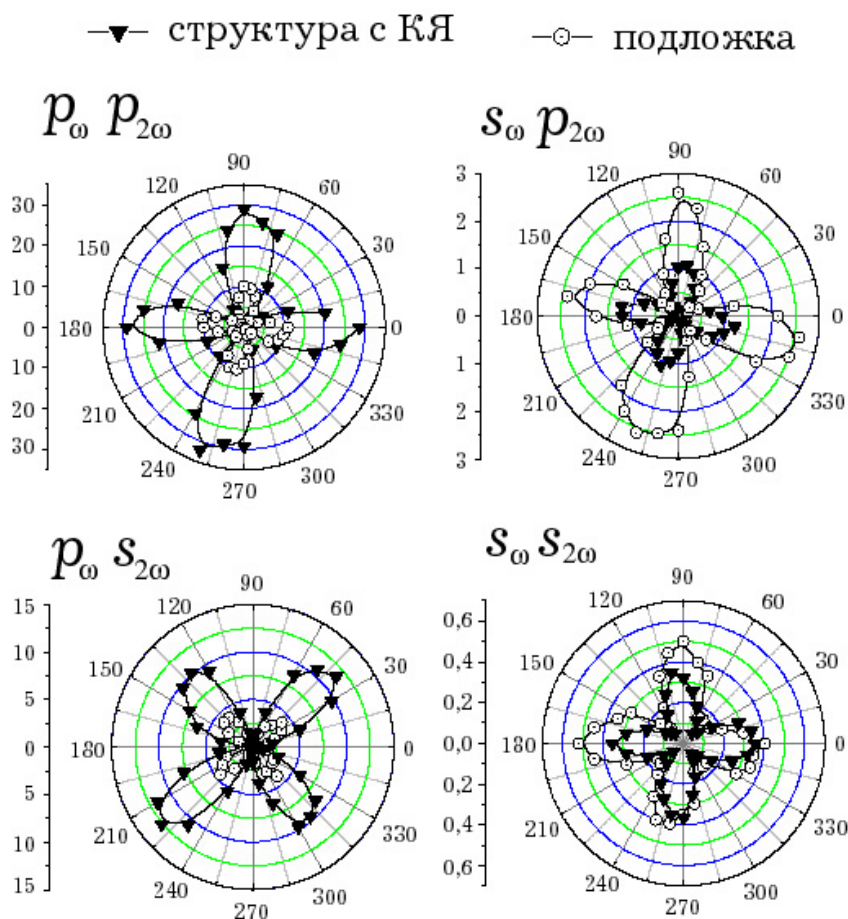


Рис. 4. Азимутальные зависимости сигналов второй гармоники на пропускание.

Для p -поляризованной накачки сигналы второй гармоники от квантовых ям в несколько раз превышают сигналы от подложки; азимутальные зависимости для $p_{\omega}p_{2\omega}$ и $p_{\omega}s_{2\omega}$ отличаются друг от друга, но одинаковы по форме для квантовых ям и для подложки. Для s -поляризованной накачки сигналы второй гармоники от квантовых ям несколько ниже сигналов от подложки, азимутальные зависимости квантовых ям и подложки одинаковы по форме и имеют одинаковый вид для случаев $s_{\omega}p_{2\omega}$ и $s_{\omega}s_{2\omega}$.

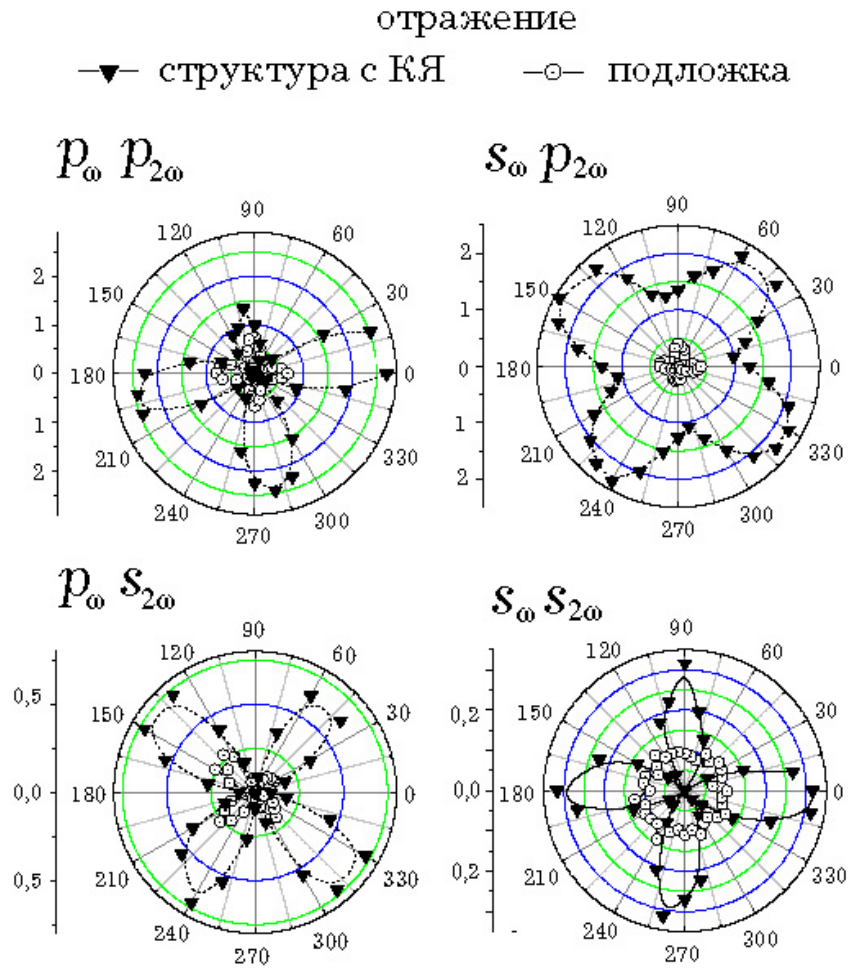


Рис. 5. Азимутальные зависимости сигналов ГВГ на отражение

Для p -поляризованной накачки сигналы второй гармоники от квантовых ям превышают сигналы от подложки; азимутальные зависимости для $p_{\omega}p_{2\omega}$ и $p_{\omega}s_{2\omega}$ различны, но одинаковы по форме для квантовых ям и для подложки. Для s -поляризованной накачки и p -поляризованного излучения второй гармоники (график справа сверху) сигнал от квантовых ям существенно выше, чем от подложки, его азимутальная зависимость сдвинута почти на 45° относительно зависимости для подложки; виден существенный изотропный вклад квантовых ям в ГВГ. Для случая $s_{\omega}s_{2\omega}$ сигнал от квантовых ям имеет отчетливую азимутальную зависимость, сигнал ГВГ от подложки – на уровне шума

В случае s -поляризованной накачки также имеется две компоненты поляризации второй гармоники, соответственно имеем два случая: $s_{\omega}p_{2\omega}$ и $s_{\omega}s_{2\omega}$; по сравнению со случаем p -накачки сигналы существенно ниже. Результаты для азимутальных зависимостей $s_{\omega}p_{2\omega}$ и $s_{\omega}s_{2\omega}$ приведены в правой колонке рис. 4. Все они имеют максимумы для азимутальных углов, кратных 90° (небольшой разворот азимутальных зависимостей в случае $s_{\omega}p_{2\omega}$ и для подложки, и для слоя квантовых ям мы приписываем не точности юстировки схемы регистрации).

В случае $s_{\omega}s_{2\omega}$ заметен изотропный (не зависящий от азимутального угла) вклад в сигналы второй гармоники и для подложки, и для структуры с квантовыми ямами. Сигналы второй гармоники от структуры ниже, чем от подложки.

Азимутальные зависимости на рис. 4 приведены для угла падения излучения накачки 10° на поверхность образца. Для азимутального угла, равного нулю, были измерены зависимости сигналов второй гармоники от угла падения излучения для p - и s -поляризации накачки. В случае s -поля-

ризации накачки зависимость второй гармоники от угла падения характеризуется плавной кривой от нуля при нормальном падении с максимумом для угла падения 45° и плавным спадом в области больших углов падения. Для случая p -поляризованной накачки угловая зависимость начинается из нуля при нормальном падении, имеет максимум в области 60° и характеризуется более резким спадом – от максимума до нуля в области больших углов падения. На качественном уровне эти результаты объясняются влиянием френелевского отражения накачки от поверхности образца.

Генерация второй гармоники на отражение

Эксперименты на отражение выполнены для угла падения излучения накачки на образец 45° ; сигналы второй гармоники оказались существенно ниже сигналов второй гармоники на пропускание, что видно на рис. 5.

Азимутальные зависимости для p -поляризации накачки (см. рис. 5, левый столбец) имеют в основном тот же вид, что для второй гармоники на пропускание (см. рис. 4); по-прежнему образец с асимметричными квантовыми ямами дает более существенный вклад в сигналы второй гармоники, чем подложка; по-прежнему для случая $p_\omega p_{2\omega}$ азимутальные зависимости имеют максимумы для углов, кратных 90° , а в случае $p_\omega s_{2\omega}$ азимутальная зависимость повернута на угол 45° и для слоя квантовых ям, и для подложки. В случае $p_\omega p_{2\omega}$ заметно отклонение азимутальной зависимости для слоя квантовых ям от регулярной формы (редуцирован верхний лепесток диаграммы на рис. 5 слева вверху). Для случая $p_\omega s_{2\omega}$ также заметно отклонение от правильной формы азимутальной зависимости подложки (правый верхний лепесток диаграммы на рис. 5 слева внизу). Эти особенности, вероятно всего, связаны с неточностью юстировки регистрирующей схемы. На рис. 5 в левой колонке можно заметить небольшое угловое смещение азимутальных зависимостей образца с квантовыми ямами относительно азимутальных зависимостей подложки. Это смещение становится существенным для случая s -поляризованной накачки (правая колонка рис. 5).

Для случая $s_\omega p_{2\omega}$ видно, что сигналы второй гармоники от структуры существенно превышают сигналы от подложки, а минимумы азимутальной зависимости для слоя квантовых ям располагаются почти над максимумами зависимости для подложки. Сигналы от слоя квантовых ям существенно выше сигналов от подложки. Это преимущество слоя квантовых ям еще заметнее для случая $s_\omega s_{2\omega}$, показанного на рис. 5 справа внизу; здесь сигнал от подложки настолько мал, что его азимутальную зависимость не удалось измерить. Сигнал же от структуры с асимметричными квантовыми ямами дает отчетливую азимутальную зависимость с максимумами для углов, кратных 90° , по форме совпадающую со случаем второй гармоники на пропускание.

Обсуждение результатов

В наших экспериментах по генерации второй гармоники на пропускание в подложке можно было надеяться на вклад объема GaAs, по крайней мере из глубины материала в несколько сотен нанометров. Постоянная решетки GaAs составляет 0,6 нм, так что такая толщина материала вполне может рассматриваться как объем. Она превышает длину волны излучения второй гармоники в материале с коэффициентом преломления 3,3 (158 нм). В объеме арсенида галлия и других соединений A_3B_5 той же кристаллической симметрии $\bar{4}3m$ (InP, GaSb, InSb, AlAs) тензор нелинейной восприимчивости второго порядка имеет один отличный от нуля элемент [4]:

$$\chi_{xyz}^{(2)} = \chi_{yzx}^{(2)} = \chi_{zxy}^{(2)} = \chi_{xzy}^{(2)} = \chi_{yxz}^{(2)} = \chi_{zyx}^{(2)}$$

в собственных осях кристалла (ось Oz совпадает с направлением (001)). Из вида этого элемента следует, что излучение второй гармоники в объеме GaAs может формироваться лишь при наличии ненулевой компоненты электрического поля E_z в кристалле, т. е. при углах падения, отличных от нормали (для сингулярного образца), что находится в полном согласии с нашими данными. Вид тензора $\chi^{(2)}$ в объеме GaAs позволяет рассчитать азимутальные зависимости второй гармоники (обычно синус или косинус удвоенного азимутального угла), а также

сделать вывод о том, что в случае $s_{\omega}S_{2\omega}$ объемный вклад в сигналы второй гармоники отсутствует. Отметим, что ни в одном из известных нам экспериментов по генерации второй гармоники в арсениде галлия не удалось зарегистрировать азимутальные зависимости, характерные для чисто объемного вклада. В наших экспериментах в случае $s_{\omega}S_{2\omega}$ вид азимутальной зависимости для второй гармоники в пропускании GaAs, несомненно, доказывает определяющую роль поверхности. Три остальные азимутальные зависимости сигналов второй гармоники в подложке на (см. рис. 4, светлые кружки) для p - и s -поляризованного излучения накачки по форме совпадают с результатами [6] для генерации второй гармоники вблизи поверхности оксидированного GaAs (случай $s_{\omega}S_{2\omega}$ в [6] не представлен).

На поверхности GaAs и на границах раздела между слоями разного состава (интерфейсах) возникает более низкая симметрия. Класс симметрии может быть различным (D_{2d} , D_{2h} , C_{2v} , C_{4v} или D_{4h}) в зависимости от типа шероховатости интерфейса [8]. Соответственно возникнут разные виды тензоров нелинейной восприимчивости с большим числом элементов, отличных от нуля.

Наличие электрического поля на поверхности вносит дополнительные изменения в сигнал второй гармоники. Так, в [6] утверждается, что преобладающий вклад в анизотропную часть второй гармоники вблизи оксидированной поверхности GaAs вносит именно электрическое поле в приповерхностной области обеднения носителей заряда, и в расчетах [6] учтены градиенты поля и нелинейности более высоких порядков с большим количеством элементов тензоров.

Учитывая сложность явления второй гармоники вблизи поверхности полупроводников, мы воздерживаемся от каких-либо вычислений в данной работе. В то же время отметим, что в [6] все сигналы второй гармоники практически не имеют изотропного (не зависящего от азимутального угла) вклада. Наши результаты по генерации второй гармоники в подложке GaAs (001) и на пропускание, и на отражение, представленные на рис. 4 и 5 (светлые кружки), качественно совпадают с этим результатом [6].

Обсудим теперь результаты, полученные для второй гармоники в структуре с асимметричными квантовыми ямами. Выбор

структуры образца сделан по аналогии с предложением [9], идея которого заключалась в возможности искусственно увеличить дипольный момент перехода благодаря локализации электронов в асимметричной квантовой яме; при этом волна накачки должна иметь составляющую волнового вектора в плоскости гетероструктуры. Это требование выполняется в эксперименте для ненулевых углов падения. Конкретно структура, рассчитанная и реализованная в нашей работе, не рассматривалась в [9]. Метод увеличения нелинейной восприимчивости гетероструктур на основе A_3B_5 с помощью асимметричных квантовых ям оказался плодотворным для далекого инфракрасного спектрального диапазона – такого, где излучение второй гармоники еще не попадает в область фундаментального поглощения используемых материалов [10]. Кроме того, в этой области спектра дипольные моменты переходов выше, чем в ближнем ИК диапазоне. Дальнейшее продвижение в сторону высоких нелинейных восприимчивостей происходило в направлении миниатюрных полупроводниковых нелинейных волноводов [11] с перспективой использования результатов в нанооптоэлектронике.

В работе [12] выполнено исследование динамики электрических полей вблизи интерфейсов, захороненных в глубине структуры, с использованием явления второй гармоники с разрешением во времени. Количество интерфейсов в [12] невелико, и расстояние между ними довольно большое.

В нашей работе исследован противоположный случай большого количества интерфейсов структуры, включающей асимметричные квантовые ямы. Глубина образца, доступная выходу излучения второй гармоники без поглощения, насчитывает несколько десятков интерфейсов (см. рис. 1, слева). Можно предположить, что в наших экспериментах роль поверхностей раздела будет более значительной и может проявиться в увеличении изотропной компоненты сигналов второй гармоники.

Для структуры с квантовыми ямами на пропускание (см. рис. 4, справа внизу, черные треугольники) можно заметить небольшой изотропный вклад в сигнал второй гармоники для случая $s_{\omega}S_{2\omega}$. Вероятный вклад в сигналы второй гармоники объемного материала образца с хорошим качеством гетерограниц способен, очевидно, увеличить ани-

зотропию сигнала второй гармоники по азимутальному углу.

Изотропная компонента второй гармоники хорошо видна для второй гармоники на отражение (см. рис. 5, справа вверху, черные треугольники, случай $s_{\omega}p_{2\omega}$). Форма анизотропной части азимутальной зависимости для структуры с квантовыми ямами существенно отличается от азимутальной зависимости для подложки.

Выводы

В работе исследована генерация второй гармоники излучения фемтосекундного лазера $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ на пропускание и на отражение в полупроводниковой гетероструктуре, выращенной на сингулярной подложке GaAs ориентации (001) и включающей набор асимметричных квантовых ям. Сигналы второй гармоники от гетероструктуры в несколько раз превышали сигналы второй гармоники от подложки для p -поляризованной накачки на пропускание и для случаев p - и s -поляризованной накачки на отражение. Для s -поляризации накачки на отражение и p -поляризованного излучения второй гармоники наблюдался высокий изотропный вклад гетероструктур в сигналы второй гармоники, при этом азимутальные зависимости от гетероструктуры и от подложки существенно различаются.

Полученные результаты могут представлять интерес для развития оптической диагностики интерфейсов гетероструктур.

Список литературы

1. Bloembergen N., Pershan P. S. Light Waves at Boundary of Nonlinear Media // *Phys. Rev.* 1962. Vol. 128. P. 606–622.
2. Wyne J. J., Bloembergen N. Measurement of the Lowest-Order Nonlinear Susceptibility in III–V Semiconductors by Second-Harmonic Generation with a CO_2 Laser // *Phys. Rev.* 1969. Vol. 188. P. 1211–1220.
3. Chikashi Yamada, Takahiro Kimura. Anisotropy in Second-Harmonic Generation from Reconstructed Surfaces of GaAs // *Phys. Rev. Lett.* 1993. Vol. 70. P. 2344–2347.
4. Chikashi Yamada, Takahiro Kimura. Rotational symmetry of the surface second-harmonic generation of zink-blende-type crystals // *Phys. Rev. B.* 1994. Vol. 49. P. 14372–14381.
5. Qi J., Yeganeh M. S., Koltover I., Yodh A. G., Theis M. T. Depletion-Electric-Field-Induced Changes in Second-Harmonic Generation from GaAs // *Phys. Rev. Lett.* 1993. Vol. 71. P. 633–636.
6. Germer Th. A., Kolasin'ski K. W., Stephenson J. C., Richter L. J. Depletion-electric-field-induced second-harmonic generation near oxidized GaAs(001) surfaces // *Phys. Rev. B.* 1997. Vol. 55. P. 10694–10706.
7. Баланюк В. В., Краснов В. Ф., Мущер С. Л., Проц В. И., Рябченко В. Э., Стоянов С. А., Струц С. Г., Ступак М. Ф., Сыскин В. С. Выявление локальных характеристик кристаллического совершенства и ориентации полупроводниковых пленок CdTe методами нелинейной оптики // *Квантовая электроника.* 1995. Т. 22. С. 196–200.
8. L.E. Golub and E.L. Ivchenko Interface-Induced Electron Spin Splitting in SiGe Heterostructures // *arXiv:cond-mat/0302308v1 [cond-mat.mes-hall]* 14. Feb. 2003.
9. Khurgin J. Second-order nonlinear effects in asymmetric quantum-well structures // *Phys. Rev. B.* 1988. Vol. 38. P. 4056–4066.
10. Chui H. C., Martinet E. L., Woods G. L., Fejer M. M., Harris J. S., Jr., Rella C. A., Richman B. I., Schwettman H. A. Doubly resonant second harmonic generation of 2.0 μm light in coupled InGaAs/AlAs quantum wells // *Appl. Phys. Lett.* 1994. Vol. 64. P. 3365–3367.
11. Venugopal Rao S., Moutzouris K., Ebrahimzadeh M. Nonlinear frequency conversion in semiconductor optical waveguides using birefringent, modal and quasi-phase-matching techniques // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2004. Vol. 6. P. 569–584.
12. Glinka Yu. D., Shahbazyan T. V., Perakis I. E., Tolk N. H., Liu X., Sasaki Y., Furdyna J. K. Ultrafast dynamics of interfacial electric fields in semiconductor heterostructures monitored by pump-probe second-harmonic generation // *Appl. Phys. Lett.* 2002. Vol. 81. P. 3717–3719.

**G. M. Borisov, V. G. Gol'dort, A. A. Kovalyov, S. A. Kochubei, D. V. Ledovskikh
V. V. Preobrazhenskii, M. A. Putyato, N. N. Rubtsova, B. R. Semyagin**

**SPECIFIC FEATURES OF SECOND HARMONIC GENERATION
OF FEMTOSECOND $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ LASER RADIATION IN HETEROSTRUCTURES A_3B_5
WITH ASYMMETRIC QUANTUM WELLS**

Second harmonic generation of femtosecond $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ laser radiation was investigated in semiconductor heterostructure grown at the singular GaAs substrate of orientation (001) and including a set of asymmetric quantum wells. Azimuth second harmonic dependence was investigated in transmission for the incidence angles of 10–70 degree, and in reflection for incidence angle of 45 degree by application of *p*- and *s*-polarized pumping radiation. Second harmonic signals from heterostructure were several times higher than those from the substrate at *p*-polarized pumping in transmission and for the cases of *p*- and *s*-polarized pumping in reflection. The case of *s*-polarized pumping radiation and *p*-polarized second harmonic radiation in reflection resulted in high isotropic contribution from the heterostructure to second harmonic; here, the azimuth dependencies from the heterostructure and from the substrate are essentially different.

Keywords: second harmonic generation, surfaces and interfaces, semiconductor heterostructures, asymmetric quantum wells.