Письма в ЖЭТФ, том 92, вып. 12, с. 877 – 883

Поглощение терагерцового излучения в гетероструктурах Ge/Si(001) с квантовыми точками

Е. С. Жукова, Б. П. Горшунов[1], *В. А. Юрьев*[1], *Л. В. Арапкина, К. В. Чиж, В. А. Чапнин, В. П. Калинушкин, А. С. Прохоров, Г. Н. Михайлова*

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 1 ноября 2010 г.

В интервале частот 0.3–1.2 ТГц при комнатной температуре выполнены первые измерения терагерцовых спектров динамической проводимости и коэффициента поглощения излучения в германий-кремниевых гетероструктурах с массивами hut-кластеров Ge (квантовыми точками). Обнаружено, что значения эффективной динамической проводимости и эффективного коэффициента поглощения излучения в гетероструктуре за счет наличия в ней германиевых квантовых точек значительно превосходят соответствующие величины как объемного монокристаллического Ge, так и гетероструктур Ge/Si(001), не содержащих массивов квантовых точек. Обсуждаются возможные микроскопические механизмы обнаруженного возрастания поглощения в массивах квантовых точек.

Искусственные низкоразмерные нанообъекты — квантовые ямы, квантовые нити и квантовые точки, а также структуры на их основе являются перспективными системами с точки зрения совершенствования существующих и создания принципиально новых устройств микро- и оптоэлектроники [1]. Наряду с необходимостью разработки новых технологических процессов и оборудования, предназначенных для изготовления наноструктур с требуемыми параметрами, первостепенное значение имеет также исследование фундаментальных свойств таких структур. Наиболее ярким из таких свойств является размерное квантование энергии носителей заряда, пространственное движение которых ограничено на масштабах порядка 100 нм и ниже. Так, например, квантовая точка (КТ), представляющая собой нуль-мерный объект, может рассматриваться как искусственный атом с одним или с большим числом носителей заряда (электрон, дырка), имеющих дискретный энергетический спектр [2]. Массивы из большого числа КТ, в том числе многослойные гетероструктуры, предоставляют возможность формировать искусственные "твердые тела", на свойства которых можно контролируемым образом воздействовать путем изменения характеристик составляющих их элементов ("атомов") и окружающей эти элементы среды (полупроводниковой матрицы). Такие системы могут обладать чрезвычайно богатым набором физических свойств, обусловленных одночастичными и коллективными взаимодействиями и зависящими от таких факторов, как количество и подвижность носителей в КТ, кулоновское взаимодействие носителей, находящихся внутри КТ и в соседних КТ, зарядовая связь между соседними КТ, поляронные и экситонные эффекты и т.д. Эти свойства активно исследуются на протяжении последних двух десятилетий, причем одним из основных методов является инфракрасная спектроскопия, достоинства которой состоят в бесконтактном характере измерений и в возможности напрямую наблюдать переходы между квантованными энергетическими состояниями. Выделенность именно инфракрасной области обусловлена тем, что практически все основные взаимодействия в низкоразмерных наноструктурах (расстояние между уровнями, кулоновское взаимодействие зарядов в КТ, одно- и многочастичные экситонные и поляронные эффекты, плазмонные возбуждения) имеют соответствующие характерные энергии – от нескольких мэВ до 50–100 мэВ [3 – 7].

Следует отметить, что практически все известные к настоящему времени эксперименты по инфракрасной спектроскопии посвящены измерению относительных характеристик (например, относительного коэффициента пропускания) образцов с целью получения информации о положении резонансных линий поглощения. В настоящей работе приводятся результаты первых детальных измерений *абсолютных* величин динамической проводимости и коэффициента поглощения в многослойных гетероструктурах Ge/Si с КТ Ge, выполненных на терагерцовых-субтерагерцовых (ТГц–субТГц) частотах, $\nu = 0.03$–1.2 ТГц. Актуальность подобных исследований диктуется также необходимостью знания электродинамических параметров наноструктур, которые могут быть использованы в микроэлектронных системах, работающих на терагерцовых частотах.

[1]e-mail: gorshunov@ran.gpi.ru, vyuryev@kapella.gpi.ru

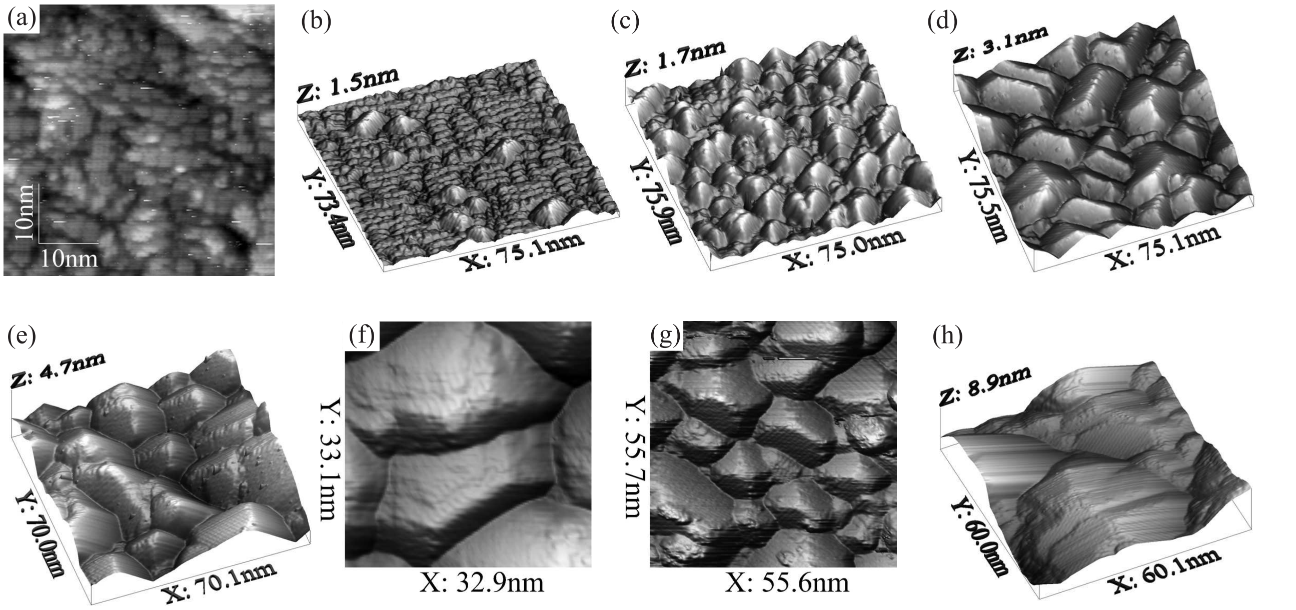

Рис.1. СТМ-изображения смачивающего слоя Ge до возникновения массива и массивов германиевых hut-кластеров, полученных при разных значениях h_{Ge}: (a) 4.4 Å, (b) 6 Å, (c) 8 Å, (d) 10 Å, (d, f) 14 Å, (g) 15 Å, (h) 18 Å

Исследованные нами структуры представляли собой многослойные "сэндвичи" из монокристаллической подложки кремния Si(100) p-типа проводимости с удельным сопротивлением $\rho = 12\,\Omega\,$см (марка КДБ-12), толщиной около 500 мкм, на поверхность которой методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) в условиях сверхвысокого вакуума (СВВ) осаждались послойно кремний и германий [8]. Экспериментальные структуры выращивались в камере СВВ МЛЭ Riber EVA32, интегрированной со сканирующим туннельным микроскопом (СТМ) GPI-300 [9]; более подробно данная установка описана, например, в [8].

При выращивании структур с КТ вначале на специально подготовленной атомарно-чистой поверхности (001) кремниевой подложки при температуре $T_{\mathrm{gr}} = 530\,°$C осаждался буферный слой кремния толщиной $\sim$ 100 нм. Затем при температуре $T_{\mathrm{gr}} = 350\,°$C наносился слой германия, эффективная толщина которого (h_{Ge}) варьировалась в разных образцах от 4 до 18 Å. Условия приготовления и структура атомарно-чистой поверхности Si(001), параметры осаждения Ge и морфологические особенности формирующихся массивов hut-кластеров Ge [10], методы контроля процесса эпитаксиального роста и методика СТМ измерений детально описаны нами в других статьях [8 – 16]. После осаждения слой Ge заращивался барьерным слоем кремния толщиной 50 нм ($T_{\mathrm{gr}} = 530\,°$C). Таким образом осаждалось 5 слоев структуры Ge/Si(001). На последней стадии на структуру наносился дополнительный защитный слой кремния толщиной 100 нм ($T_{\mathrm{gr}} = 530\,°$C). Выращенные слои не легировались. Нами были исследованы несколько таких структур, отличавшихся друг от друга значением h_{Ge}. СТМ-изображения поверхности германиевых слоев при разных значениях h_{Ge} приведены на рис.1 (при обработке изображений использовано программное обеспечение WSxM [17]). Фактически, рис.1 показывает всю эволюцию слоя Ge на поверхности Si(001) в процессе низкотемпературной МЛЭ. При $h_{\mathrm{Ge}} = 4{,}4$ Å hut-кластеры на поверхности Ge еще не зародились, на СТМ-изображении видна лишь хорошо известная структура смачивающего слоя с реконструкцией $c(4 \times 2)$ или $p(2 \times 2)$ внутри блоков $M \times N$ (рис.1a) [15, 16]. При $h_{\mathrm{Ge}} = 6$ Å отчетливо видны возникшие hut-кластеры (рис.1b), плотность и размеры которых растут при $h_{\mathrm{Ge}} = 8$ Å (рис.1c); при этом на поверхности одновременно видны кластеры разных размеров – и вполне сформировавшиеся, и мелкие недавно зародившиеся кластеры, и зародыши высотой 1 монослой (МС) над смачивающим слоем Ge (1 МС $\sim 1{,}4$ Å) [15]. Этот массив весьма неоднороден как по размерам кластеров, так и по составу: его составляют правильные пирамидальные и вытянутые клиновидные кластеры, однако доминируют клиновидные кластеры с большим разбросом длины [8]. При $h_{\mathrm{Ge}} = 10$ Å массив наиболее однороден (рис.1d) [19], кластеры заполняют почти всю свободную поверхность смачивающего слоя, доля мелких кластеров заметно падает, крупные кластеры начинают срастаться. При $h_{\mathrm{Ge}} = 14$ Å большая часть кластеров срастается у оснований (рис.1e,f), свободный смачивающий слой практически исчезает из поля зрения СТМ, однако массив еще состоит из отдельных кластеров. При $h_{\mathrm{Ge}} = 15\,\text{Å}$ сращивание кластеров продолжается, начинается переход к росту двумерной пленки нанокристаллического Ge (рис.1g); и наконец, при $h_{\mathrm{Ge}} = 18\,\text{Å}$ видно, что массив кластеров Ge исчез и, хотя шероховатость поверхности еще достаточно выражена, слой Ge растет как сплошная нанокристаллическая пленка (рис.1h). Из показанного на рис.2 графика зависимости плотности кластеров в массиве от величины h_{Ge} видно, что плотность клиновидных кластеров растет до $h_{\mathrm{Ge}} = 8\,\text{Å}$, а затем медленно снижается, в то время как плотность пирамидальных кластеров экспоненциально падает в процессе роста массива [8]. Полная плотность кластеров составляет $3.5 \cdot 10^{11}$, $5.8 \cdot 10^{11}$, $5.1 \cdot 10^{11}$ и $2.3 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$ при $h_{\mathrm{Ge}} = 6$, 8, 10 и 14 Å, соответственно.

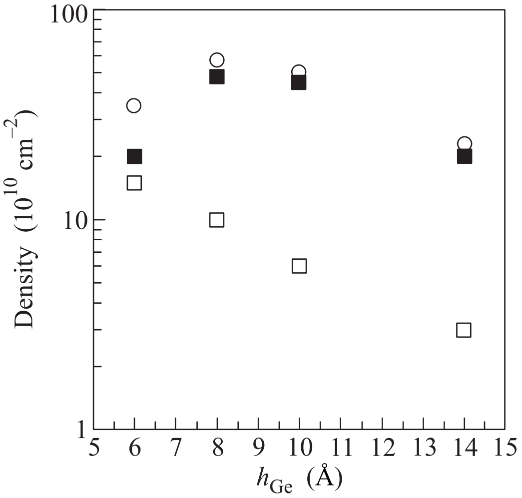

Рис.2. Плотность hut-кластеров Ge в массивах при разных значениях h_{Ge}: □ – пирамиды, ■ – клиновидные кластеры, ○ – суммарная плотность

При исследовании ТГц спектров в качестве образца сравнения мы использовали структуру, выращенную в соответствии с термоциклом роста образцов с гетероструктурами Ge/Si: слои Si соответствующей толщины выращивались при $T_{\mathrm{gr}} = 530\,^\circ\mathrm{C}$, Ge не осаждался. Вместо выращивания пленки Ge образец охлаждали до $T_{\mathrm{gr}} = 350\,^\circ\mathrm{C}$ и затем нагревали до 530° со стандартными скоростями [8] (время охлаждения образца с 530 до 350 °C всегда значительно превосходит время, необходимое для выращивания слоя Ge). Был исследован также образец пятислойной гетероструктуры с квантовыми точками Ge ($h_{\mathrm{Ge}} = 10\,\text{Å}$), выращенный на подложке высокоомного p-Si (100) с $\rho = 1000\,\text{Ом}\cdot\text{см}$ (КДБ-1000).

Помимо образцов с квантовыми точками Ge и образца сравнения мы исследовали образец гетероструктуры $\mathrm{Si_{0.942}Ge_{0.058}}$/Si(001), выращенной при 680 °C (150 нм – буферный слой Si, 60 нм – слой SiGe, 60 нм – слой Si).

Ранее из вольтфарадных характеристик образцов с гетероструктурами Ge/Si(001), выращенными на подложках Si КДБ-12, были получены следующие оценки поверхностных плотностей содержащихся в них дырок: $3.4 \cdot 10^{11}$, $7 \cdot 10^{11}$ и $1.7 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$ для $h_{\mathrm{Ge}} = 6$, 10 и 14 Å, соответственно. Эти величины практически совпадали с плотностью кластеров Ge в массивах (в каждом слое квантовых точек) [18]. Заметим также, что исследование комбинационного рассеяния света этими образцами показало, что после заращивания кремнием слоев Ge при h_{Ge} от 6 до 10 Å в квантовых точках содержится $34 \pm 2\%$ Si (оценка выполнена в среднем по пяти слоям КТ), причем диффузия Si в кластеры Ge происходит исключительно при выращивании слоя кремния поверх слоя германия ($T_{\mathrm{gr}} = 530\,^\circ\mathrm{C}$) и не происходит при росте слоя германия на кремнии ($T_{\mathrm{gr}} = 350\,^\circ\mathrm{C}$) [19]. Разумно предположить, что в пятислойной структуре итоговый химический состав кластеров Ge меняется от слоя к слою: наибольшее содержание Si в первом (самом глубоком) слое кластеров, наименьшее – в пятом. Это означает, что потенциальные ямы, связанные с квантовыми точками, тем мельче, чем глубже лежит слой кластеров, и при исследовании вольтфарадных характеристик основной вклад в полезный сигнал, скорее всего, дает пятый (самый близкий к поверхности) слой кластеров Ge.

Измерения ТГц–субТГц характеристик приготовленных структур выполнялись при комнатной температуре на квазиоптическом спектрометре, использующем лампы обратной волны (ЛОВ) в качестве монохроматических и непрерывно перестраиваемых по частоте источников излучения [20]. ЛОВ-спектрометр представляет собой эффективный прибор для исследования ТГц–субТГц электродинамических свойств разнообразных объектов, от диэлектриков и полупроводников до систем с коррелированными электронами [21]. В нашем случае измерялись спектры коэффициента пропускания ТГц излучения кремниевой подложкой с нанесенной на нее многослойной гетероструктурой, а также той области подложки, с которой эта структура была удалена травлением. Все измерения выполнялись в условиях нормального падения ТГц излучения на плоский образец, то есть когда векторы магнитного и электрического полей излучения лежали в плоскости гетероструктур. Типичные спектры пропускания представлены на рис.3. Они содержат осцилляции, возникающие в результате интерференции излучения внутри плоскопараллельной Si-подложки, представ-

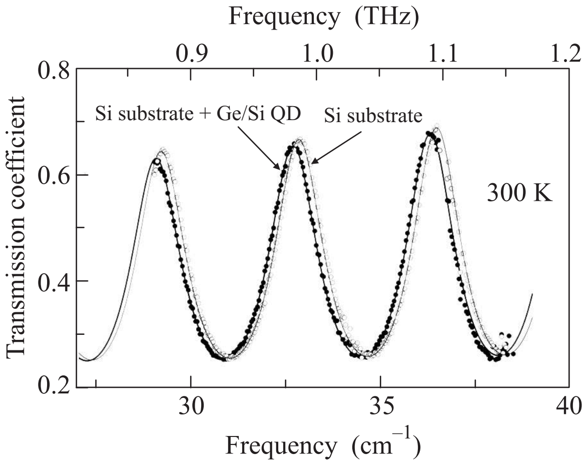

Рис.3. Коэффициент пропускания излучения гетероструктурой Ge/Si(001) ($h_{\mathrm{Ge}} = 10$ Å), измеренный при комнатной температуре. Точки – эксперимент, линия — обработка по методу наименьших квадратов с применением формулы для коэффициента пропускания 13-слойной среды

ляющей собой аналог интерферометра Фабри-Перо [22]. Период осцилляций $\Delta\nu = c/2nd$ зависит от толщины d и показателя преломления n подложки, а коэффициент пропускания в максимумах $T_{\max}$ определяется поглощением как в подложке, так и в нанесенной многослойной структуре (в приведенной формуле c – скорость света в вакууме). Из рис.3 видно, что интерференционные осцилляции в спектре пропускания подложки со структурой несколько смещены в сторону низких частот, что связано с незначительной (порядка 1–2 мкм) неоднородностью толщины подложки. Наряду с этим приведенные спектры отчетливо демонстрируют, что значения $T_{\max}$ подложки со структурой оказываются заметно меньшими в сравнении со значениями $T_{\max}$ подложки без структуры. Измерения спектров пропускания в различных частях подложки без Ge/Si-слоев показали, что наблюдаемые различия не могут быть обусловлены неоднородностью диэлектрических характеристик подложки (неоднородностью концентрации бора). Измерения, проведенные на образце сравнения, продемонстрировали, что различия коэффициентов пропускания не может быть обусловлено также и какими-либо неконтролируемыми факторами технологического процесса формирования гетероструктур: поглощение излучения в образце сравнения отсутствовало. Это позволяет нам сделать заключение о том, что отличие в спектрах пропускания образцов с Ge/Si-структурой и без нее обусловлено наличием в этой структуре слоев с Ge-КТ. Важно отметить, что эффект дополнительного поглощения присутствует в случае наличия в этих слоях именно Ge-КТ: в измерениях на гетероструктурах SiGe/Si подобное поглощение не наблюдается.

Заметим, что дополнительное поглощение терагерцового излучения не зарегистрировано и в образце с гетероструктурой Ge/Si, выращенной на высокоомной подложке Si КДБ-1000, из чего мы сделали вывод о том, что основным источником носителей тока, которые поглощают излучение в исследованных структурах с квантовыми точками Ge, является исходная кремниевая подложка Si КДБ-12, а не примеси и/или дефекты, заключенные в самой гетероструктуре (напомним, что выращенные структуры не легировались).

Основной экспериментальный результат, представляемый в данном сообщении, состоит в том, что абсолютное значение коэффициента поглощения излучения в гетероструктуре за счет наличия в ней Ge-КТ оказывается значительно превосходящим величину коэффициента поглощения структуры, содержащей близкое количество германия, но не сформированного в массив КТ. Для описания поглощения излучения мы выбрали две характеристики — динамическую проводимость σ и собственно коэффициент поглощения $\alpha = 4\pi k/\lambda$ (здесь k — коэффициент ослабления или мнимая часть комплексного коэффициента преломления $n^* = n + ik$, а λ — длина волны излучения [23]). Величины σ и α определялись с использованием стандартной для ЛОВ-спектрометра процедуры обработки измеренных спектров [20] с помощью френелевских выражений для коэффициента пропускания слоистых систем [22]. В нашем случае система содержала 13 слоев: подложка, буферный и защитный слои, а также пятикратные двойные слои “квантовые точки Ge + барьерный слой Si”. Диэлектрические свойства подложки, буферного, защитного и промежуточных слоев определялись предварительно в отдельных экспериментах. Пример обработки спектра пропускания, измеренного на образце с h_{Ge}=10 Å, показан на рис.3 сплошной линией.

На рис.4 представлены окончательные результаты в виде зависимости проводимости и коэффициента поглощения слоев Ge-КТ от величины h_{Ge}. Ввиду значительных погрешностей в определении абсолютных величин σ и α ($\pm 30\%$) нам не удалось выявить возможную зависимость этих величин от h_{Ge} для $h_{\mathrm{Ge}} < 14$ Å или от частоты (в диапазоне 0.03 – 1.2 ТГц). Тем не менее, данные, приведенные на рис.4,

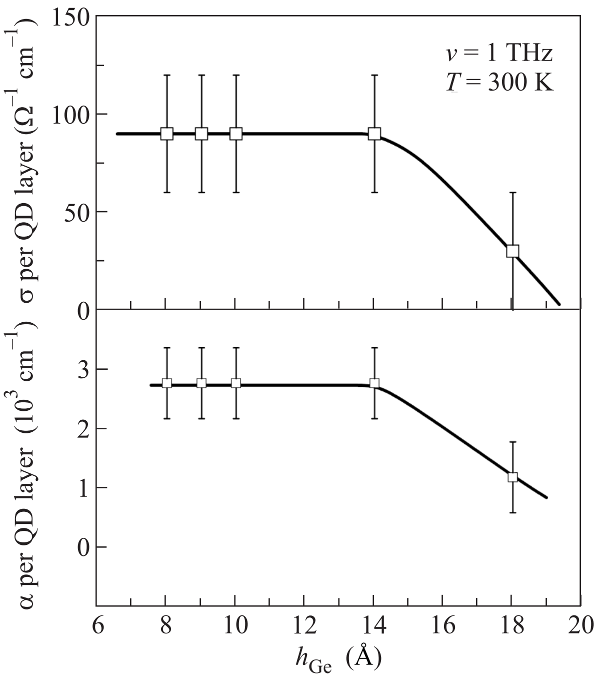

Рис.4. Зависимость эффективной терагерцовой проводимости (σ) и эффективного коэффициента поглощения (α) терагерцового излучения в слое квантовых точек от h_{Ge}.

позволяют сделать два заключения. Во-первых, пересчитанные на один слой Ge-КТ величины динамической проводимости и коэффициента поглощения слоев КТ, $\sigma_{\text{КТ}} \approx 90\ \Omega^{-1}\text{см}^{-1}$ и $\alpha_{\text{КТ}} \approx 2900\,\text{см}^{-1}$, оказываются существенно превосходящими соответствующие значения для объемного монокристаллического германия: $\sigma_{\mathrm{Ge}} \approx 10^{-2}$ $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$, $\alpha_{\mathrm{Ge}} \approx 30\,\text{см}^{-1}$. Во-вторых, для образца h_{Ge}=18 Å наблюдается значительное уменьшение σ и α, которое наиболее естественно связать с ослаблением влияния квантовых точек на диэлектрические свойства образца по мере увеличения количества осаждаемого германия и слияния КТ в сплошной нанокристаллический слой (рис.1h). Заметим, что хотя относительные изменения $T_{\max}$, вносимые гетероструктурами (рис.3), незначительны (в согласии с известными инфракрасными и микроволновыми экспериментами [24–27]), ввиду малости толщин слоев с КТ Ge рассчитанные изменения их диэлектрических свойств в сравнении со свойствами “массивного” объемного Ge, как видно, оказываются весьма существенными. Следует также указать, что мы не наблюдали поглощение терагерцового излучения в образцах с $h_{\mathrm{Ge}} = 4.4$ и 6 Å. Это, как и в случае образца с $h_{\mathrm{Ge}} = 18$ Å, может быть обусловлено либо отсутствием КТ в слое Ge ($h_{\mathrm{Ge}} = 4.4$ Å), либо их малыми размерами, большой долей свободного смачивающего слоя и относительно большими расстояниями между кластерами по сравнению с их размерами ($h_{\mathrm{Ge}} = 6$ Å), то есть отсутствием или незначительностью влияния КТ на диэлектрические свойства гетероструктуры.

Оба приведенных выше заключения остаются справедливыми и при обработке спектров пропускания без приписывания определенных толщин составляющим гетероструктуру нанослоям и детализации их структуры, а при рассмотрении этих слоев как обладающих комплексной поверхностной проводимостью $Y = Y' + iY''$ или комплексным поверхностным импедансом $R = R' + iR'' = 1/Y$. Соответствующая модель комплексно-проводящей поверхности эффективна при исследовании свойств тонких неоднородных слоев [28]. В случае однородной проводящей пленки с толщиной d, много меньшей толщины скин-слоя, $Y'' = 0$ и $Y' = 1/R' = 1/\sigma d$ (σ – проводимость пленки). Использование данной модели позволяет получить следующие значения поверхностной проводимости слоев КТ и исходного Ge: $Y'(\text{КТ}) \approx 3.7 \cdot 10^{-3}\,\text{Ом}^{-1} \gg Y'(\mathrm{Ge}) \approx 4.1 \cdot 10^{-7}\,\text{Ом}^{-1}$.

Микроскопические механизмы поглощения инфракрасного и терагерцового излучений наиболее подробно исследовались на наноструктурах на основе GaAs. Эксперименты по инфракрасной спектроскопии и фотоиндуцированному поглощению в магнитных полях и без магнитного поля обнаруживают резонансы, обусловленные переходами между квантованными энергетическими уровнями внутри КТ и квантовых ям, а также между расщепленными уровнями и континуумом валентной зоны или зоны проводимости [6, 29 – 32]. Носители, локализованные внутри КТ, могут образовывать связанные состояния с носителями континуума (экситоны) или с LO-фононами (поляроны), которые, в свою очередь, могут взаимодействовать между собой и образовывать коллективные комплексы [4 – 6, 25, 30 – 32]. Энергии порядка 10 мэВ имеют также плазменные возбуждения, порождаемые электромагнитным излучением в коллективе проводящих кластеров или КТ [33 – 36].

Перечисленные эффекты наблюдаются главным образом при достаточно низких температурах. В то же время существуют экспериментальные свидетельства присутствия их влияния на свойства исследуемых объектов и при повышенных температурах, вплоть до комнатных. Так, в работе [31] при 77 К и при 300 К наблюдалось внутризонное межуровневое поглощение инфракрасного излучения с частотой 500–800 см$^{-1}$ на массивах квантовых точек InAs/InAlAs, выращенных на подложке InP(001). В работе [37] (см. также ссылки, приведенные в этой статье) на основе моделирования кинетики поляритонных состояний в микрорезонаторах (квантовых ямах) на основе GaN показана возможность реализации на таких структурах лазерного эффекта при 300 К. Позже эмиссия когерентного излучения наблюдалась экспериментально на столбиковых микрорезонаторах GaAs/GaAlAs при 10 К [38] и на структурах с микрорезонаторами на квантовых GaN-ямах при 300 К [39].

Представленный в данном сообщении экспериментальный материал не дает нам возможности однозначно идентифицировать механизм поглощения ТГц-излучения в гетероструктурах Ge/Si с КТ Ge, наблюдаемого нами при комнатной температуре. Среди упомянутых выше наименее подверженными влиянию тепловых флуктуаций нам представляются механизмы поглощения на поляритонах и на плазменных возбуждениях. Первый связан с возникновением связанного состояния "фотон-экситон", то есть с взаимодействием экситона с собственной фотонной модой микрорезонатора — квантовой точки или квантовой ямы. В отличие от "обычных" поляритонов в трехмерных кристаллах, где энергия поляритонов пропорциональна волновому вектору, в структурах с пониженной размерностью эта энергия оказывается конечной при нулевом волновом векторе и отвечает частотам ТГц-диапазона [37]. Плазмонные моды возникают благодаря локализации носителей в потенциальном рельефе, создаваемом геометрическими границами элементов наноструктуры, поверхностными состояниями и ионами доноров/акцепторов. При смещении носителей из положения равновесия возникает возвращающая сила, характерная величина которой отвечает расположению плазмонных возбуждений в ТГц частотной области [7, 24, 27, 34]. С целью выяснения микроскопического механизма обнаруженного нами поглощения планируются дальнейшие исследования гетероструктур с различными геометрическими и физическими параметрами, а также в более широком интервале частот (включая инфракрасный диапазон) и при различных температурах.

Таким образом, в интервале частот 0.3–1.2 ТГц при комнатной температуре выполнены первые измерения спектров динамической проводимости (коэффициента поглощения) гетероструктур Ge/Si(001) с квантовыми точками. Установлено, что эффективная проводимость (коэффициент поглощения) двумерного массива квантовых точек германия на несколько порядков величины превышает проводимость (коэффициент поглощения) неструктурированного объемного монокристаллического германия. Рассматриваются микроскопические механизмы, которые могут вызывать наблюдаемое увеличение поглощения в массиве квантовых точек.

Исследования финансировались Отделением физических наук РАН (Программа фундаментальных исследований "Современные проблемы радиофизики") и Министерством образования и науки РФ (проект 2010-1.1-122-084-032, государственный контракт № 14.740.11.0069).

---

1. L. P. Kouwenhoven and C. M. Marcus, Phys. World **116**, 35 (1998); M. A. Kästner, Ann. Phys. **9**, 885 (2000); L. P. Kouwenhoven, D. G. Austing, and S. Tarucha, Rep. Prog. Phys. **64**, 701 (2001).
2. О. П. Пчеляков, Ю. Б. Болховитянов, А. В. Двуреченский и др., ФТП **34**, 1281 (2000).
3. A. I. Yakimov, C. J. Adkins, R. Boucher et al., Phys. Rev. B **59**, 12598 (1999).
4. А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, Н. П. Степина и др., ЖЭТФ **119**, 574 (2001).
5. A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii, V. V. Kirienko et al., Phys. Rev. B **61**, 10868 (2000).
6. H. Drexler, D. Leonard, W. Hansen et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 2252 (1994).
7. E. Lipparini, N. Barberán, M. Barranco et al., Phys. Rev. B **56**, 12375 (1997).
8. Л. В. Арапкина, В. А. Юрьев, УФН **53**, 289 (2010).
9. К. Н. Ельцов, А. Н. Климов, А. Н. Косяков и др., Тр. ИОФ РАН **59**, 45 (2003).
10. Y.-W. Mo, D. E. Savage, B. S. Swartzentruber, and M. G. Lagally, Phys. Rev. Lett. **65**, 1020 (1990).
11. L. V. Arapkina, V. M. Shevlyuga, and V. A. Yuryev, Письма в ЖЭТФ **87**, 251 (2008).
12. L. V. Arapkina, V. A. Yuryev, V. M. Shevlyuga, and K. V. Chiz, Письма в ЖЭТФ **92**, 346 (2010).
13. L. V. Arapkina, V. A. Yuryev, K. V. Chiz, et al. E-MRS 2010 Fall Meeting, September 13–17, 2010; Warsaw University of Technology, Poland; arXiv:1007.0329; arXiv:1006.5472.
14. L. V. Arapkina and V. A. Yuryev, Письма в ЖЭТФ **91**, 301 (2010).
15. L. V. Arapkina and V. A. Yuryev, Phys. Rev. B **82**, 043028 (2010).
16. L. V. Arapkina and V. A. Yuryev, E-MRS 2010 Fall Meeting, September 13–17, 2010; Warsaw University of Technology, Poland; arXiv:1009.3831.
17. I. Horcas, R. Fernandez, J. M. Gomez-Rodriguez et al., Rev. Sci. Instrum. **78**, 013705 (2007).
18. O. V. Feklisova, E. B. Yakimov, L. V. Arapkina et al., Physica B **404**, 4705 (2009).
19. И. В. Кучеренко, В. С. Виноградов, Н. Н. Мельник и др., ФТТ **50**, 1888 (2008).

20. B. Gorshunov, A. Volkov, I. Spektor, A. Prokhorov et al., Int. J. Infrared & Millimeter Waves **26**, 1217 (2005).
21. B. P. Gorshunov, A. S. Prokhorov, I. E. Spektor, and A. A. Volkov, Radiophys. Quantum Electron. **48**, 825 (2005); M. Dressel, N. Drichko, B. Gorshunov, and A. Pimenov, IEEE J. Selected Topics Quantum Electron. **14**, 399 (2008); G. V. Kozlov and A. A. Volkov, in *Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids*, Ed. G. Grüner, Berlin: Springer, 1998, p. 51.
22. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, М.: Наука, 1970.
23. Т. Мосс, Г. Баррел, Б. Эллис, *Полупроводниковая электроника.* М.: Мир, 1976.
24. R. Krahne, V. Gudmundsson, C. Heyn, and D. Heitmann, Phys. Rev. B **63**, 195303 (2001).
25. S. Hameau, J. N. Isaia, Y. Guldner et al., Phys. Rrev. B **65**, 085316 (2002).
26. B. Meurer, D. Heitmann, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **68**, 1371 (1992).
27. T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **66**, 2657 (1991).
28. Ю. В. Троицкий, В кн.: *Диспергированные металлические пленки*, Киев: ИФ АН УССР, 1972, с. 214.
29. D. Heitmann and J. P. Kotthaus, Phys. Today **46**, 56 (1993).
30. P. Boucaud, V. Le Thanh, S. Sauvage et al., Appl. Phys. Lett. **74**, 401 (1999).
31. A. Weber, O. Gauthier-Lafaye, F. H. Julien et al. Appl. Phys. Lett. **74**, 413 (1999).
32. S. Sauvage, P. Boucaud, J.-M. Gérard, and V. Thierry-Mieg, Phys. Rev. B **58**, 10562 (1998).
33. Ch. Sikorski and U. Merkt, Phys. Rev. Lett. **62**, 2164 (1989).
34. T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **64**, 788 (1990).
35. C. Dahl, J. P. Kotthaus, H. Nickel, and W. Schlapp, Phys. Rev. B **46**, 15590 (1992).
36. C. A. Vera-Ciro, A. Delgado, and A. Gonzalez, arXiv:1004.3940, 5 May 2010.
37. G. Malpuech, A. Di Carlo, A. Kavokin et al., Appl. Phys. Lett. **81**, 412 (2002).
38. D. Bajoni, P. Senellart, E. Wertz et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 047401 (2008).
39. S. Christopoulos, G. B. H. von Högersthal, A. J. D. Grundy et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 126405 (2007).