

БЫСТРАЯ СУБМИЛЛИМЕТРОВАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В ДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ НА ГРАНИЦЕ ГЕТЕРОПЕРЕХОДА GaAs-AlGaAs

© Б.Я.Авербух, Е.В.Берегулин, С.В.Иванов,
П.С.Копьев, И.Д.Ярошецкий

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 14 мая 1996 г.)

Рассмотрена природа и закономерности поведения фотопроводимости (ФП) двумерного электронного газа на границе гетероперехода при высоком уровне возбуждения субмиллиметровым излучением. Обнаружена быстрая отрицательная линейная ФП, обусловленная поглощением света при непрямым переходах. Показано, что ФП связана с разогревом электронного газа. Наблюдаемая поляризационная зависимость ФП связана с наличием не прямых переходов между нулевой и первой подзонами размерного квантования.

Весьма интересным вопросом в физике электронных двумерных систем является исследование фотоэлектрических явлений при возбуждении светом субмиллиметрового диапазона, когда энергия кванта близка к расстоянию между уровнями размерного квантования.

В работе [1] был теоретически рассмотрен экспериментально обнаруженный позднее [2] эффект увлечения при прямых переходах между зонами размерного квантования в структурах на основе GaAs.

В нашей предыдущей работе [3] мы сообщали об обнаружении эффекта увлечения, возникающего при непрямым переходах в двумерном электронном газе на границе гетероперехода GaAs-AlGaAs.

Возникновение отрицательной фотопроводимости (ФП) в двумерном электронном газе в инверсионных слоях на поверхности кремния при облучении светом субмиллиметрового диапазона было обнаружено в [4] и затем подробно исследовано в [5]. При этом наблюдалась как нерезонансная ФП, связанная с оптическими непрямыми переходами внутри подзоны размерного квантования, так и резонансная ФП, связанная с возбуждением двумерных электронов из нижней подзоны в вышележащие квантовые подзоны.

В литературе рассматривался ряд возможных механизмов образования ФП [6,7]. Так, в частности, обсуждался вопрос образования ФП вследствие разогрева всей структуры, разогрева только электронного газа, а также изменения подвижности лишь фотовозбужденных носителей при их переходе в другую подзону.

В [4,5] за счет использования коротких импульсов лазерного излучения, позволяющих выполнить исследования динамики ФП при высоком

уровне возбуждения, было показано, что как нерезонансная, так и резонансная ФП обусловлена разогревом электронного газа и изменением вследствие этого подвижности носителей.

Настоящая работа посвящена обнаружению и исследованию ФП, возникающей при облучении субмиллиметровым светом двумерного электронного газа на границе гетероперехода GaAs-AlGaAs.

1. Образцы для измерений

Экспериментальные образцы представляли собой многослойные структуры, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии [8] на полуизолирующих подложках из GaAs. Двумерная область образована потенциальной ямой на границе гетероперехода GaAs-AlGaAs. Для увеличения подвижности носителей применено модулированное легирование; кроме того, структуры содержат нелегированный слой (спейсер), отделяющий легированную область от квантово-размерного слоя.

Высоколегированный кремнием слой GaAlAs, концентрация электронов в котором составляет $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, является поставщиком свободных носителей, которые переходят через барьер в узкозонный матери-

Таблица 1

Параметры исследуемых образцов

Параметры	Образец № 1	Образец № 2
V_b, eV	0.23	0.3
$N_s, \text{см}^{-2}$	$5.9 \cdot 10^{11}$ при 300 К	$3.6 \cdot 10^{11}$ при 300 К
	$6 \cdot 10^{11}$ при 77 К (темнота)	$2.3 \cdot 10^{11}$ при 77 К (темнота)
	$6 \cdot 10^{11}$ при 77 К (свет)	$3.9 \cdot 10^{11}$ при 77 К (свет)
E_f, meV (от дна зоны проводимости)	35 при 300 К	10 при 300 К
	65 при 77 К	48 при 77 К
E_0, meV	50 при 0 К	35 при 0 К
	53 при 77 К	36 при 77 К
	55 при 300 К	44 при 300 К
$E_1 - E_0, \text{meV}$	≈ 30 при 0 К	23 при 0 К
	28 при 77 К	23 при 77 К
	38 при 300 К	33 при 300 К
$\mu, \text{см}^2/(\text{V} \cdot \text{с})$	7200 при 300 К	6500 при 300 К
	86000 при 77 К (темнота)	157000 при 77 К (темнота)
	104000 при 77 К (свет)	130000 при 77 К (свет)
N_0/N_s	0.62 при 300 К	0.6 при 300 К
	0.93 при 77 К	0.55 при 77 К
N_1/N_s	0.19 при 300 К	0.2 при 300 К
	0.08 при 77 К	0.06 при 77 К

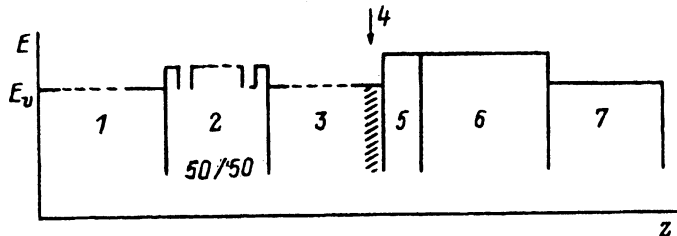


Рис. 1. Гетероструктура с модулированным легированием (образец № 1).

1 — полуизолирующая GaAs-подложка, 2 — буферная структура (10 пар GaAs 5 nm / AlGaAs 5 nm), 3 — GaAs толщиной 0.5 μm , 4 — плоскость квантовой ямы, 5 — спейсер $\text{Ga}_{0.23}\text{Al}_{0.77}\text{As}$ толщиной 10 nm, 6 — $\text{Ga}_{0.23}\text{Al}_{0.77}\text{As}$ толщиной 40 nm, легированный Si, 7 — GaAs, легированный Si, толщиной 10 nm. Концентрация носителей (cm^{-3}): слой 3 — $1 \cdot 10^{15}$ (p), слой 4 — $1 \cdot 10^{16}$ (p), слой 5 — $2 \cdot 10^{18}$ (n), слой 6 — $3 \cdot 10^{18}$ (n).

ал и локализируются вблизи гетерограницы. Рост концентрации электронов в узком приграничном слое приводит к опусканию дна зоны проводимости и образованию инверсионного канала, имеющего ширину порядка де-бройлевской длины волны электрона.

Послойная структура образца № 1 показана на рис. 1. Величина потенциального барьера на переходе GaAs— $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ равна 0.23 eV, ширина спейсера составляет 10 nm, концентрация двумерных электронов в слое равна $6 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$. Параметры потенциальной ямы приведены в табл. 1 (по данным [9]). Как видно из этой таблицы, параметры потенциальной ямы таковы, что энергетический зазор между подзонами размерного квантования составляет величину порядка 30 meV. Эта величина существенно больше энергий, используемых для возбуждения квантов света ($\hbar\omega < 13.7 \text{meV}$), что исключает возможность прямых межподзонных переходов.

В соответствии с положением уровня Ферми при данной концентрации двумерных носителей заселены преимущественно нулевая и

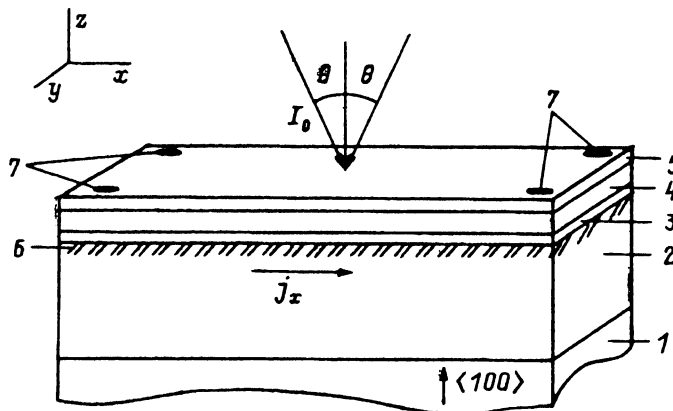


Рис. 2. Схематическое изображение двумерной структуры.

1 — подложка из полуизолирующего GaAs, ориентированная в плоскости (100), 2 — буферный слой p-GaAs ($p \approx 10^{15} \text{cm}^{-3}$) толщиной $\approx 0.5\text{--}0.7 \mu\text{m}$, 3 — слой чистого $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.23\text{--}0.3$) толщиной $\approx 100 \text{\AA}$, 4 — слой n-AlGaAs, легированного кремнием, толщиной 400 \AA , поставщик электронов в 2D-слой, 5 — сильнолегированный слой GaAs толщиной 100 \AA , 6 — область пространственной локализации двумерных носителей, 7 — индиевые контакты. I_0 — падающая волна, j_x — продольный ток.

частично первая подзоны размерного квантования. Измеренная интегральная подвижность составляет при комнатной и азотной температурах величины порядка 7.200 и $86.000 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ соответственно в отсутствие освещения и $104.000 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ при 77 K на свету.

Поверхность образца в плоскости двумерного слоя имела размеры $4 \times 4 \text{ mm}$. Электрический контакт с двумерным слоем достигался сплавлением индия со стороны перехода по углам образцов (рис. 2). Контакты и прилегающие к ним участки образца при измерении закрывались непрозрачным для ИК-излучения материалом. Область слоя, облучаемая лазерным импульсом, имела площадь 0.038 cm^2 .

Измерения были проведены также на образце № 2, отличавшемся от описанного выше шириной спейсера (3 nm) и величиной потенциального барьера (0.3 eV). Указанные отличия привели к несколько иным параметрам квантово-размерного слоя (табл. 1), в частности подвижности двумерных электронов в нем при 77 K достигала $157.000 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$.

2. Экспериментальная установка

Источником субмиллиметрового излучения служил мощный импульсный лазер с оптической накачкой CO_2 -лазером.

Излучение проходило через делительную пластинку из мейларовой пленки, ответвлявшей около 10% энергии волны на боковой фотоприемник, и фокусировалось линзой на образец. Интенсивности света на образце изменялись от 1 до 350 kW/cm^2 для $\lambda = 90 \mu\text{m}$ и от 1 до 15 kW/cm^2 для $\lambda = 385 \mu\text{m}$ с помощью калиброванных ослабителей с коэффициентом ослабления k_{att} из фторопласта (для излучения с $\lambda = 90 \mu\text{m}$ $k_{\text{att}} = 1.3$) или черного полиэтилена (для $\lambda = 385 \mu\text{m}$ $k_{\text{att}} = 1.8$). Интенсивность излучения контролировалась боковым фотоприемником на эффекте увлечения. Линейность бокового фотоприемника была проверена во всем исследованном диапазоне интенсивностей.

Эксперименты проводились при нормальном падении линейно поляризованного света ($\theta = 0^\circ$) и при угле падения $\theta = 45^\circ$. Положение плоскости поляризации света относительно плоскости падения изменялось поворотом образца вокруг направления распространения света.

Сигнал ФП усиливался с помощью быстродействующего усилителя. Коэффициент усиления применявшегося усилителя равен 100 при входе сопротивлении 700Ω . Частотная характеристика усилителя позволяет усиливать импульсы с длительностью от 6 ns до 10 ms . При исследовании ФП на образец подавалось постоянное смещение, величина которого, как и величина сопротивления нагрузки R , выбиралась из условия получения максимального полезного сигнала при сохранении линейности усилителя.

Измерения проводились при комнатной температуре, температуре жидкого азота и $T = 100 \text{ K}$, для чего образцы помещались в криостат. Окна криостата закрывались непрозрачным для видимого света материалом. Охлаждение образца производилось после выдерживания его в темноте в течение нескольких минут для предотвращения «замораживания» возможных неравновесных состояний.

3. Экспериментальные результаты

На всех образцах и для всех использовавшихся длин волн наблюдалась быстрая отрицательная ФП, повторяющаяся с временным разрешением 10 ns, форму лазерного импульса [10].

В табл. 2 приведены значения относительной ФП, нормированной на интенсивность внутри двумерного слоя, при разных температурах образцов, длинах волн, поляризациях и углах падения излучения.

Таблица 2

Нормированная на интенсивность I относительная фотопроводимость $\Delta\sigma/\sigma$, полученная в эксперименте

λ , μm	T , K	Угол падения, $^\circ$	Поляризация	$\frac{\Delta\sigma/\sigma}{I}$, kW^{-1} (образец № 1)	$\frac{\Delta\sigma/\sigma}{I}$, kW^{-1} (образец № 2)
90	100	45	<i>p</i>	$7.6 \cdot 10^{-3}$	—
90	78	45	<i>p</i>	—	$5.69 \cdot 10^{-2}$
90	100	45	<i>s</i>	$5.33 \cdot 10^{-3}$	—
90	78	45	<i>s</i>	—	$3.67 \cdot 10^{-2}$
90	300	45	<i>p</i>	$4.58 \cdot 10^{-3}$	$1.19 \cdot 10^{-3}$
90	300	45	<i>s</i>	$3.33 \cdot 10^{-3}$	$7.3 \cdot 10^{-4}$
90	100	0	<i>s</i>	$2.77 \cdot 10^{-3}$	—
90	78	0	<i>s</i>	—	$3.5 \cdot 10^{-2}$
90	300	0	<i>s</i>	$1.36 \cdot 10^{-3}$	—
385	100	45	<i>p</i>	$2.99 \cdot 10^{-1}$	—
385	78	45	<i>p</i>	—	$2.4 \cdot 10^{-1}$
385	100	45	<i>s</i>	$2.72 \cdot 10^{-2}$	—
385	78	45	<i>s</i>	—	$1.5 \cdot 10^{-1}$
385	300	45	<i>p</i>	$1.56 \cdot 10^{-1}$	$3.03 \cdot 10^{-1}$
385	300	45	<i>s</i>	$2.59 \cdot 10^{-2}$	$2.89 \cdot 10^{-1}$
385	78	0	<i>s</i>	—	$2.45 \cdot 10^{-1}$

Наблюдаемая ФП линейно зависит от интенсивности света. При наклонном падении света наблюдается ярко выраженная поляризационная зависимость ФП, более заметная на большей длине волны. Увеличение ФП с уменьшением температуры составляет от 2 до 10 раз для различных поляризаций и длин волн. Наиболее выражено возрастание ФП при охлаждении структуры на длине волны $\lambda = 90 \mu\text{m}$ (энергия кванта $\hbar\omega = 13.7 \text{ meV}$) на образце № 2.

Исследования, проведенные на аналогичных структурах без двумерного слоя, показали существенно меньшую величину ФП.

4. Обсуждение результатов

Наличие ФП в структурах с двумерным электронным газом показывает, что в этих гетероструктурах существует поглощение квантов излучения низких энергий, существенно меньших расстояний между уровнями размерного квантования. Это поглощение приводит к изменению энергии и подвижности носителей и соответственно к ФП.

Экспериментальные данные свидетельствуют также о наличии поляризационной зависимости этих эффектов, величина которой снижается с увеличением длины волны излучения. При понижении температуры относительная ФП растет.

Как было отмечено выше, условия проведения эксперимента исключали возможность прямых оптических переходов между уровнями размерного квантования из-за малости энергии кванта излучения (13.7 и 3.2 meV) при расстоянии между квантово-размерными подуровнями не менее 20 meV.

Приведенные в табл. 1 характеристики квантовой ямы для исследованных в работе гетероструктур показывают, что уровень Ферми в них расположен при 300 К выше, а при 77 К ниже нулевой подзоны размерного квантования. При этом расстояние от нулевой подзоны до уровня Ферми при 300 К составляет порядка 20 meV для образца № 1 и 34 meV для образца № 2. Эти величины близки к значению тепловой энергии ($kT = 26 \text{ meV}$) при комнатной температуре, что приводит к заселенности нулевой подзоны около 0.6–0.7 N_1/N_s (табл. 1). Непрямые переходы в вышележащую подзону в этом случае возможны для горячих электронов, имеющих энергию не ниже $E \geq E_1 - \hbar\omega$.

При температуре 77 К нулевая квантово-размерная подзона в обеих исследованных структурах расположена ниже уровня Ферми, и ее заселенность повышается до 0.93 N_1/N_s . В этом случае первый уровень отстоит от уровня Ферми на 16 meV в первом случае и 11 meV во втором, что должно значительно повысить вероятность междуподуровневого перехода по сравнению с вероятностью при температуре 300 К. Такой вывод хорошо согласуется с наблюдаемым экспериментально ростом ФП при охлаждении образцов (табл. 2). Причем наибольший рост ФП отмечен в образце № 2, в котором при 77 К расстояние от уровня Ферми до первой подзоны становится меньше величины кванта излучения с $\lambda = 90 \mu\text{m}$, т. е. становятся возможными переходы на вышележащий уровень непосредственно с уровня с достаточно высокой заселенностью ($N_f/N_s = 0.5$).

В данных случаях межподзонное фотовозбуждение носителей заряда может происходить только за счет непрямых переходов, происходящих с участием фононных или других механизмов рассеяния. В такой модели переход электрона на верхний энергетический подуровень происходит в два этапа, первым из которых является взаимодействие с фотоном и передача энергии, необходимой для междууровневого перехода, а вторым — взаимодействие с фононом и передача недостающего импульса (или в обратном порядке: сначала взаимодействие с фононом, а затем поглощение кванта света). Промежуточное состояние в верхней (или нижней) подзоне является виртуальным, так как сопряжено с дефицитом энергии или импульса.

На этапе взаимодействия с фотоном проявляется зависимость вероятности поглощения от поляризации электромагнитной волны. Поглощение энергии с осуществлением междуподуровневого перехода носителя в этом случае возможно лишь в случае перпендикулярности вектора электрического поля волны слою размерного квантования.

Таким образом, вероятность непрямых переходов между квантово-размерными уровнями, так же как и в случае прямых переходов, зависит от поляризации вызывающего переходы излучения.

Отношение величин $\frac{\Delta\sigma}{I}$ для p - и s -поляризаций при температурах 100 и 300 К, полученное экспериментально, примерно равно 1.4 для образца № 1 и 1.6 для образца № 2 (табл. 2).

Очевидно, что в случае p -поляризации существует нормальная составляющая электрического поля волны к $2D$ -слою, в то же время при s -поляризации вектор поля всегда параллелен плоскости носителей. Наблюдаемая в исследованных структурах при условиях проведенного эксперимента поляризационная зависимость ФП позволяет сделать вывод о наличии в них поглощения на не прямых переходах между квантово-размерными уровнями и повышении его роли с понижением температуры кристалла.

Излучение, поляризованное в плоскости двумерного слоя (s -поляризация), взаимодействует с электронами, имеющими непрерывный энергетический спектр и являющимися квазисвободными. При этом под действием электрического поля волны носитель заряда разогревается, т. е. увеличивает свою кинетическую энергию, которая затем передается другим носителям при электрон-электронном взаимодействии или кристаллической решетке при рассеянии на фононах или неоднородностях. Такой процесс приводит к установлению электронной температуры T_e , отличной от температуры кристаллической решетки, что сказывается на интенсивности фононного рассеяния и, следовательно, на подвижности носителей. Разогрев носителей заряда в двумерном случае, как и в трехмерном, зависит от частоты электрического поля волны. Коэффициент поглощения свободными носителями в общем случае (пренебрегая пьезоакустическим, электрон-электронным и др. рассеянием) может быть представлен суммой

$$\alpha(\omega) = \alpha_{ac}(\omega) + \alpha_{opt}(\omega) + \alpha_{ion}(\omega) \approx \omega^{-s},$$

где s является функцией частоты, температуры, концентрации примесей и свободных носителей в образцах. Поглощение растет с уменьшением частоты (при условии высокой частоты $\omega^2\tau^2 \gg 1$, где $\tau = \mu m^*/e$; в исследуемых образцах $\omega^2\tau^2 > 450$ при $m^* = 0.07$).

Таким образом, рост ФП при увеличении длины волны излучения, также наблюдаемый в описанном выше эксперименте, характерен для разогревного механизма изменения подвижности носителей. Величина такого роста максимальна в образце № 2 при комнатной температуре и s -поляризации падающей волны, т. е. в условиях наименьшей вероятности межподзонных переходов, что подтверждается одновременным ослаблением поляризационной зависимости ФП.

Суммарный разогрев носителей в двумерном электронном газе, таким образом, складывается из двух параллельных процессов: появления в нулевой подзоне горячих носителей, возбужденных в первую подзону квантом ИК-излучения и претерпевших рассеяние с возвратом в нулевую подзону, и разогрева носителей по нижней подзоне. Первый из этих механизмов наиболее существен при большей величине кванта энергии излучения и объясняет поляризационную зависимость ФП. С увеличением длины волны доля «межподзонного» разогрева снижается из-за сужения диапазона требуемых энергий носителей в сторону больших значений, в то время как внутривозонный разогрев растет.

Падение на образец параллельно поляризованного излучения вызывает поглощение фотонов свободными носителями двумерного элек-

тронного газа, имеющими в плоскости гетероперехода непрерывный энергетический спектр. Это также приводит к увеличению электронной температуры T_e и изменению подвижности μ . В отличие от случая наличия нормальной составляющей электрического поля, поглощение на непрямых переходах отсутствует, что отражается в меньшей величине ФП для случая s -поляризации.

Аналогичный характер имеет и зависимость $\Delta\sigma/\sigma$ от падающей интенсивности I для нормального падения излучения на образец.

Как было отмечено выше, изменение температуры приводит к изменению параметров квантовой ямы (положения уровня Ферми и расстояний между подуровнями) и как следствие к изменению вероятности непрямых переходов. Такое влияние может быть существенно при $\hbar\omega = 13.7 \text{ meV}$ и низкой температуре.

Таким образом, исследование динамики поведения ФП при высоком уровне возбуждения показало, что нерезонансная субмиллиметровая ФП обусловлена разогревом электронного газа светом и изменением вследствие этого подвижности носителей.

Проведенные исследования позволили также получить оптически методами информацию о процессах энергетической релаксации в двумерном электронном газе на гетерогранице.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-014354) и Российской программы «Физика твердотельных наноструктур» (грант 1-001).

Список литературы

- [1] A.A. Grinberg, S. Luryi. Phys. Rev. **B38**, 1, 87 (1988).
- [2] A.D. Wieck, H. Sigg, K. Ploog. Phys. Rev. Lett. **64**, 4, 463 (1990).
- [3] Е.В. Берегулин, П.М. Воронов, С.В. Иванов, П.С. Копьев, И.Д. Ярощцкий. Письма в ЖЭТФ **59**, 2, 83 (1994).
- [4] Е.В. Берегулин, С.Д. Ганичев, К.Ю. Глух, Г.М. Гусев, З.Д. Квон, М.Ю. Мартисов, А.Я. Шик, И.Д. Ярощцкий. Письма в ЖЭТФ **48**, 5, 247 (1988).
- [5] Е.В. Берегулин, С.Д. Ганичев, К.Ю. Глух, Г.М. Гусев, З.Д. Квон, А.Я. Шик, И.Д. Ярощцкий. ЖЭТФ **97**, 6, 2012 (1990).
- [6] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. Электронные свойства двумерных систем. Мир. М.: (1985).
- [7] М.Ю. Мартисов, В.Я. Шик. ФТП **20**, 8, 1553 (1986).
- [8] П.С. Копьев, А.Н. Бодва, С.В. Иванов, Е.Н. Леденцов, Б.Я. Мильтер, М.Ю. Надточий, В.М. Устинов. Письма в ЖТФ **15**, 8, 68 (1989).
- [9] F. Stern, S. DasSarma. Phys. Rev. **B30**, 840 (1984).
- [10] С.Д. Ганичев, Я.В. Терентьев, И.Д. Ярощцкий. Письма в ЖТФ **11**, 1, 46 (1985).