

и морфогенеза, которые вообще характерны для молекулярной структуры белка на разных уровнях. Поэтому дальнейшее изучение „розетки высыхания“ может быть полезным для раскрытия некоторых общих черт при фазовых переходах белка.

Хотелось бы в заключение отметить, что для наших опытов характерна простота и надежность экспериментального материала, всегда доступного и имеющегося в практически неограниченном количестве.

Автор признателен М.Я. Амусья и М.И. Клиндеру за полезные обсуждения работы.

Л и т е р а т у р а

[1] Р а п и с Е.Г. Кристаллография в офтальмологии. Киев, Всесоюзный съезд офтальмологов. Киев, 1973, с. 56–57.

Туркменский научно-исследовательский институт глазных болезней

Поступило в Редакцию
17 мая 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 17

12 сентября 1988 г.

КИНЕТИКА ФОТОТОКА В АРСЕНИДГАЛЛИЕВЫХ СТРУКТУРАХ СО ВСТРОЕННЫМ ПОТЕНЦИАЛЬНЫМ БАРЬЕРОМ

Л.А. В о л к о в, В.Г. Д а н и л ь ч е н к о,
В.И. К о р о л ь к о в, А.А. П у л а т о в,
Б.В. П у ш н ы й, Т.С. Т а б о р о в,
А.С. У с и к о в

1. С точки зрения повышения эффективности ввода света предпочтительней является вертикальная структура фотодетектора. К числу фотодетекторов с вертикальной структурой, обладающих внутренним усилением, относятся вертикальные полевые фототранзисторы (ВПФТ), вертикальные фотоспротивления на основе изотипных $N-p^0-p^+$ -гетероструктур с тонкой активной областью, планарно-легированные структуры [1–4]. В основе их работы в качестве фотодетекторов лежит модуляция высоты встроенного потенциального барьера, высота которого меньше ширины запрещенной зоны, поглощенной падающим светом.

Последние годы этот класс фотодетектора интенсивно изучается. По нашему мнению, наибольший интерес для достижения высоких быстродействия и усиления представляют ВПФТ, в которых потенциальный барьер образован встроенной сеткой из p^+ -областей в p^0 -области, заключенной между двумя сильно легированными p^+ -областями. Схематическое изображение структуры дано на вставке рис. 3. Характерной особенностью зонной энергетической диаграммы

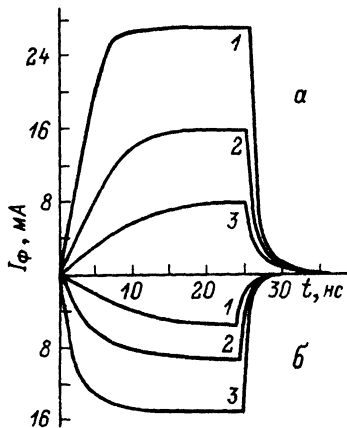


Рис. 1. Типичные импульсы фототока ВПФТ при различных уровнях освещенности $6 \cdot 10^{-5}$ Вт (1), $2 \cdot 10^{-4}$ Вт (2), $1 \cdot 10^{-3}$ Вт (3) и полярности приложенного смещения, а и б – соответственно -3 В и $+4$ В к подложке $\text{p}^{\pm}\text{GaAs}$.

нормально закрытого ВПФТ, подробно рассмотренной в работе [1], является седлообразная форма барьера в подзатворной области. Двумерный характер распределения потенциала в активной области ВПФТ обуславливает ряд специфических особенностей в механизме нарастания и спада фототока.

В ВПФТ при поглощении света в канале и подзатворных областях генерируются электронно-дырочные пары. В результате диффузии и дрейфа большинство дырок попадает в p^+ -затворные области, так как p^+ -области обладают минимальной потенциальной энергией для дырок. Накопленный заряд дырок понижает высоту потенциального барьера для электронов в канале, что приводит к усилению первоначального тока между истоком и стоком. При этом статистический коэффициент усиления зависит от величины падающей мощности (P) и может достигать значений 10^8 при $P=3 \cdot 10^{-15}$ Вт, уменьшаясь с ростом интенсивности падающего света [1]. В работе [5] описаны ВПФТ на основе кремния, обладающие произведением коэффициента усиления на полосу пропускания более 1 ГГц при $P=3 \cdot 10^{-9}$ Вт и 10^8 Гц при $P=3 \cdot 10^{-12}$ Вт.

Как уже отмечалось, исследование ВПФТ началось сравнительно недавно и многие вопросы, связанные с оценкой максимально возможных параметров и, прежде всего, предельного быстродействия еще не ясны.

Поэтому в данной работе мы ограничиваемся рассмотрением только импульсных и частотных характеристик ВПФТ на основе GaAs , технология изготовления и основные характеристики которых описаны ранее [2, 3].

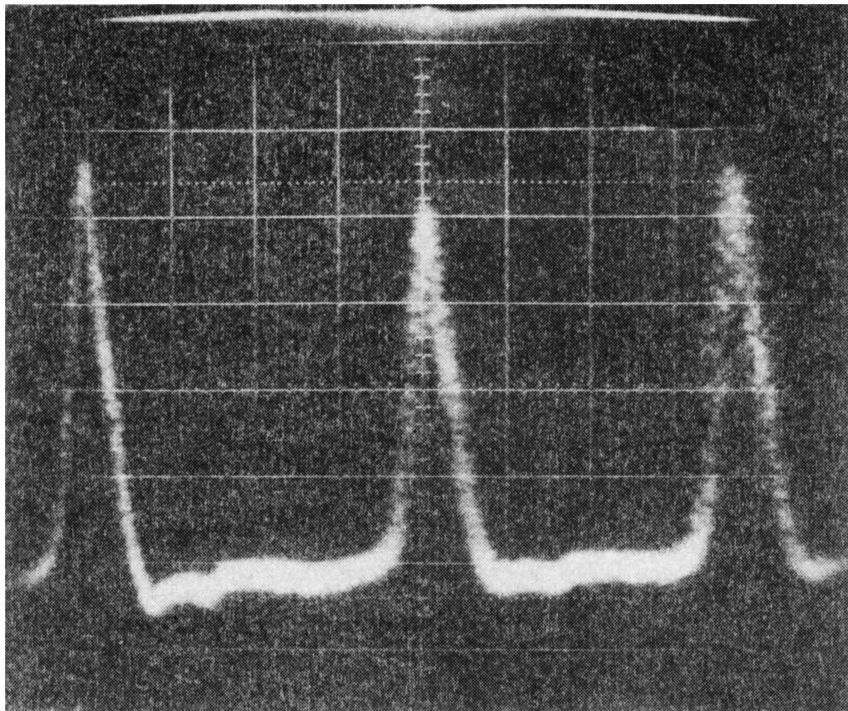


Рис. 2. Оциллограмма фототока при возбуждении ВПФТ последовательностью коротких световых импульсов.

2. Исследование быстродействия ВПФТ проводилось путем оциллографической регистрации импульсов фототока. В качестве источников прямоугольных импульсов света с временами нарастания и спада не хуже $5 \cdot 10^{-10}$ с использовались полупроводниковые $AlGaAs-GaAs$ гетеролазеры. Освещение осуществлялось через отрезок световодного волокна с диаметром сердцевины 50 и 7 мкм. Падающая мощность варьировалась в диапазоне $10^{-5} - 10^{-2}$ Вт. В ряде случаев в качестве источника света применялся $AlGaAs-GaAs$ лазер с внутренней модуляцией добротности, позволяющий получать одиночные δ -импульсы света мощностью $10^{-3} - 10^{-1}$ Вт и $\Delta t \sim 10^{-11}$ с на полувысоте или „пакеты“ таких импульсов с регулируемой частотой повторения от 1 до 8 ГГц. Образцы помещались в коаксиально-микроразъемный держатель. Полное временное разрешение измерительного тракта было менее $5 \cdot 10^{-11}$ с.

Типичные формы импульсов фототока ВПФТ при различных уровнях освещенности и полярности приложенного смещения между стоком и истоком $U_{си}$ показаны на рис. 1.

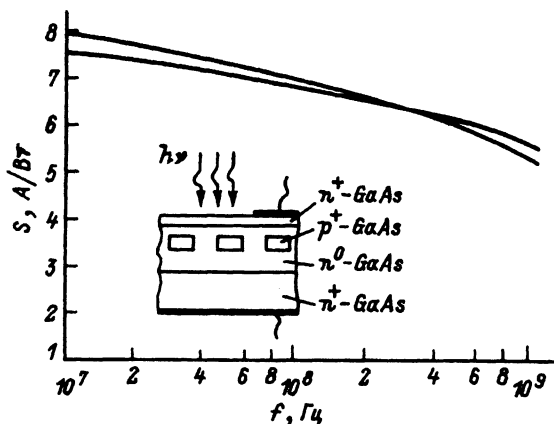


Рис. 3. Частотная зависимость ампер-ваттной чувствительности для двух образцов ВПФТ и схематическое изображение структуры.

Длительность нарастания импульсов фототока $t_{\text{фр}}$ зависела от геометрии структуры (размеров p^+ -областей, расстояния от p^+ -области до истока), уровня легирования n^0 -области и интенсивности падающего света. С увеличением падающей мощности происходит укорачивание $t_{\text{фр}}$ и уменьшение токовой чувствительности. В том числе, когда область пространственного заряда (ОПЗ) примыкала непосредственно к истоку, $t_{\text{фр}}$ достигало значений $\sim 10^{-9}$ с уже при падающей мощности $P \sim 10^{-4}$ Вт, а коэффициент усиления $G \approx 10^1 - 10^2$.

Как видно из рис. 1 для нормально закрытых ВПФТ время спада фототока практически не зависело от уровня возбуждения, начиная с $P \geq 10^{-5}$ Вт, и от напряжения между истоком и стоком $U_{\text{см}}$ и достигало значений $\sim 10^{-9}$ с. В то время, в случае нормально открытых ВПФТ время спада увеличивалось на несколько порядков.

При освещении короткими импульсами мощностью $10^{-3} - 10^{-2}$ Вт ширина импульса фототока на полувысоте составляла $\Delta t = 90$ пс, а $G \approx 5 - 6$. (рис. 2).

Наряду с импульсными измерениями было проведено исследование частотных характеристик ВПФТ - зависимости токовой чувствительности от частоты модуляции излучения при низких уровнях освещенности ($P \sim 10^{-8} - 10^{-6}$ Вт). На рис. 3 приведена зависимость токовой чувствительности от частоты синусоидально модулированного лазерного излучения с $\lambda = 0.85$ мкм.

3. Как уже отмечалось, исследование ВПФТ началось сравнительно недавно и многие вопросы, особенно связанные с быстродействием и оценкой максимально возможных параметров, не ясны.

В общем случае можно ожидать, что быстроедействие ВПФТ будет определяться временем пролета электронов между истоком и стоком и временем установления диффузионно-дрейфового равновесия в области барьера. Оценки показывают, что пролетные времена в выбранной геометрии структуры не превышают (30–50) пс. В реальных условиях наблюдаются существенно большие времена нарастания, сильно зависящие от интенсивности падающего света (рис. 1). Такой характер зависимости $t_{\text{фр}}$ может быть связан с зарядом сравнительно большой емкости затвора. Так, при $\bar{n} \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ $C \sim 10^3 \text{ пф/см}^2$ и при мощности падающего света $P \sim 10^7 \text{ Вт}$ время заряда емкости $\tau \sim C/j \sim 10^{-8} \text{ с}$. Таким образом, увеличение мощности излучения приводит к росту фототока и снижению времени нарастания. Ясно, что для улучшения переднего фронта необходимо уменьшение размеров p^+ -областей и снижение уровня легирования активной области.

Более сложные процессы протекают при выключении, которыми определяется время спада (задний фронт импульса фототока). Как уже отмечалось, созданные в результате поглощения света дырки накапливаются в p^+ -областях. Поэтому время выключения будет определяться скоростью исчезновения избыточных дырок и временем перестройки барьера в канале. Наибольшей длительностью обладает первый процесс.

Возможны два механизма исчезновения избыточного заряда из p^+ -областей после окончания светового импульса. Один из них может быть связан с преимущественной инжекцией дырок в p^0 -область, примыкающую к истоку. В этом случае быстроедействие должно зависеть от расстояния между затвором и истоком, а также от приложенного напряжения. Более вероятным, по нашему мнению, является процесс инжекции электронов в p^+ -область за счет сужения ширины запрещенной зоны p^+ -частей структуры, обусловленного высоким уровнем легирования. В этом случае τ_n может достигать значений 10^{-9} – 10^{-10} с [6], и тогда становятся понятными наблюдаемые значения времен спада фототока в ВПФТ.

В заключение авторы выражают свою искреннюю признательность Ж.И. Алферову за интерес и внимание к работе, а также А.В. Горбатьюку и О.А. Мезрину за плодотворное обсуждение результатов работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] N i s h i z a w a J. and N o n a k a K. – J. Appl. Phys., 1985, v. 57 (10), p. 4783–4797.
- [2] Б о г д а н о в и ч М.С., В о л к о в Л.А., Д а н и л ь ч е н к о В.Г., К о р о л ь к о в В.И., Р а х и м о в Н.Р., Т а б а р о в Т.С., Я в и ч Б.С. – ФТП, 1985, т. 19, № 10, с. 1731–1735.
- [3] А л ф е р о в Ж.И., В о л к о в Л.А., К о р о л ь к о в В.И., Р а х и м о в Н.Р., Т а б а р о в Т.С., Я в и ч Б.С.,

Яснеевич И.Н. X Всес. Конф. по физике полупроводников, 1985, Минск, ч. 1, с. 67-68.

- [4] Shen C.Y., Cho A.Y., Garbinski P.A., Bethea C.G., Levine B.F. - Appl. Phys. Lett., 1981, v. 39, N 4, p. 340-342.
- [5] Nishizawa J., Tamamushi T., Nonaka K. Proc. Conf. IR and MM Waves (Takazuka, Japan) 1984, p. 33-34.
- [6] Титков А.Н., Мионов И.Ф., Чебан В.Н. - Изв. АН СССР, серия физическая, 1988, т. 52, № 4, с. 738-742.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
3 марта 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 17 12 сентября 1988 г.

ВОЗРАСТАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ В ПАРАХ ТАЛЛИЯ ПРИ СЕЛЕКТИВНОМ КОМБИНАЦИОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Ф.Ш. Ганиханов, Н.И. Коротеев,
В.Б. Морозов, М.В. Рычев,
С.Н. Сазонов, В.Г. Тункин

1. В настоящем письме сообщается об экспериментально зарегистрированном возрастании эффективности генерации третьей гармоники (ТГГ) в парах таллия (Tl) при селективном двухквантовом комбинационном возбуждении (ДКВ) перехода $6^2P_{1/2}-6^2P_{3/2}$.

Под действием лазерных импульсов бигармонической накачки, разность частот которых $\omega_1 - \omega_2$ настраивается на частоту указанного электронного перехода $\Omega = 7793 \text{ см}^{-1}$, запрещенного в дипольном приближении, заселяется метастабильный уровень $6^2P_{3/2}$, который становится стартовым для процесса эффективного нелинейного преобразования.

2. В настоящее время достаточно широкое распространение получили газообразные нелинейные среды - пары металлов и газы [1]. Эффективное преобразование достигается, как правило, в резонансных процессах либо при наличии благоприятных условий фазового согласования, т. е. в нешироких частотных пределах.

В работе [2] зарегистрировано сильное возрастание оптической нелинейности газа, носящее нерезонансный характер, при наличии оптического пробоя. Этот эффект объясняется в [3] квазирезонансными электронными нелинейностями возбужденных атомов и ионов, присутствующих в лазерной плазме. Однако неселективный характер возбуждения при пробое, одновременное присутствие атомов,