

АНОМАЛЬНЫЙ ДРЕЙФ ГОРЯЧИХ ФОТОНОСИТЕЛЕЙ В КОНТАКТНОМ ПОЛЕ

Константинов О. В., Мезрин О. А., Царенков Б. В.

Показано, что в области характерных пиков полосы собственного поглощения полупроводника типа арсенида галлия будут генерироваться в основном горячие электронно-дырочные пары, в которых один из носителей заряда обладает аномальной (отрицательной) эффективной массой.

В контактном поле фотоприемника такие электронно-дырочные пары не разделяются, электрон и дырка дрейфуют в одном направлении, т. е. не создают фототока.

Это явление может быть ответственно за спад квантовой эффективности фотоприемников в коротковолновой (для арсенида галлия — ультрафиолетовой) области спектра.

Известно, что спектры квантовой эффективности фотоприемников имеют весьма сильный спад в коротковолновой области [1-3]. Этот спад характерен как для структур металл—полупроводник, так и для $p-n$ -структур с мелко залегающим переходом. Обычно этот спад связывается с влиянием поверхностной рекомбинации [1-3]. Однако в большинстве случаев этот механизм не способен объяснить экспериментальные зависимости, поскольку падение фоточувствительности оказывается слишком сильным. Другое возможное объяснение состоит в том, что горячие фотоносители преодолевают контактный барьер прежде, чем успевают остыть [4, 5].

В данной работе предложен еще один механизм, который может быть ответственным за спад квантовой эффективности в коротковолновой области спектра. Сущность его состоит в том, что в горячей электронно-дырочной паре, рождаемой достаточно энергичным фотоном, один из носителей, как правило, имеет аномальную (отрицательную) эффективную массу. Электрон и дырка в такой паре ускоряются контактными полями в одном и том же направлении, т. е. не разделяются полем и, следовательно, не дают вклада в фототок.

Рассмотрим для примера структуру металл—полупроводник n -типа, в которой свет генерирует электронно-дырочные пары с аномальной массой электрона. Тогда контактное поле будет увлекать в металл как дырку, так и электрон. Если электрон за время пролета слоя объемного заряда не успеет остыть и сменить аномальную массу на нормальную, то электронно-дырочная пара попадет в металл и там рекомбинирует, т. е. не даст вклада в фототок. Если в такой же структуре свет рождает пару нормальный электрон—аномальная дырка, то такая пара будет увлекаться полем в квазинейтральную толщу полупроводника, где она может рекомбинировать и, следовательно, не дать вклада в фототок.

Рассмотрим условия, при которых горячий фотоноситель может обладать аномальной массой, на примере зонной структуры арсенида галлия (рис. 1). На рисунке сохранены только две зоны (одна валентная и одна проводимости), которые играют основную роль в оптических переходах при энергиях фотона от 1.5 до 6 эВ. Спектральная зависимость мнимой части диэлектрической проницаемости ϵ_2 (рис. 2), которая определяет коэффициент поглощения света в арсениде галлия, имеет два сильных пика поглощения: первый расположен в интервале 2.7 ÷ 3.2, а второй — 4.1 ÷ 5.1 эВ. Эти интервалы заштрихованы и, в свою очередь, разбиты каждый на два участка: 1, 2 — для первого пика

и 3, 4 — для второго. Эти пики обусловлены оптическими переходами в областях импульсного пространства, где c - и v -зоны идут почти параллельно друг другу (рис. 1). Первый пик определяется окрестностью L -точки, простирающейся от нее в направлении Λ , второй пик — областью зоны Бриллюэна (рис. 1, a), располагающейся между точками Δ , X , K и Σ . Как видно из рис. 1, b , c - и v -зоны в заштрихованных областях идут почти параллельно друг другу, благодаря этому межзонная плотность состояний (именно ею и определяется вероятность перехода из v -зоны в c -зону) оказывается большой. Большая величина пиков поглощения вызвана как этим обстоятельством, так и значительными объемами импульсного пространства с почти параллельным ходом зон. Обсуждение этих особенностей имеется в монографии [6].

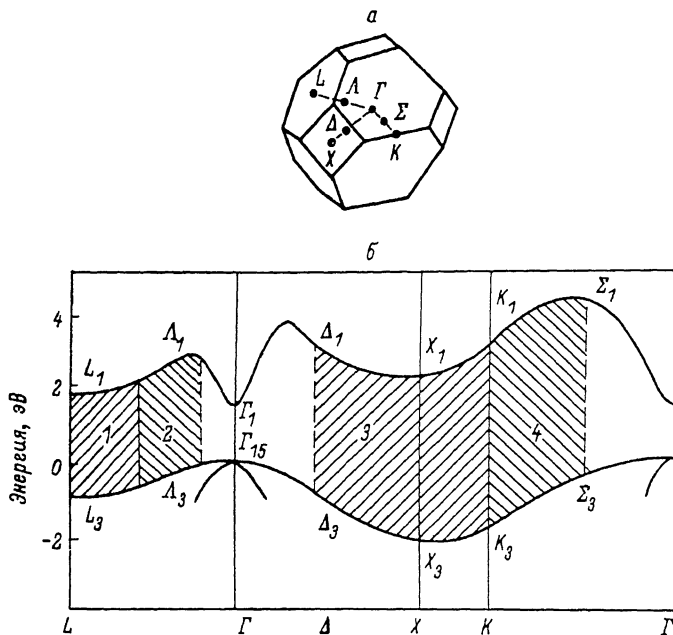


Рис. 1. Зона Бриллюэна (a) и зонная структура GaAs (b).

Обсудим, какой знак массы будет у горячих фотоносителей в различных участках спектра. При энергии фотона $h\nu = 1.43 \div 2.5$ эВ поглощение происходит за счет переходов в окрестности Γ -точки (незаштрихованные участки на рис. 1, b и на рис. 2). Фотоны с такой энергией рождают пары, у которых как электрон, так и дырка обладают положительными массами. Однако при $h\nu > 2.7$ эВ начинают генерироваться электронно-дырочные пары в окрестности L -точки (участок 1). Фотодырка, рождаемая светом на участке 1, имеет аномальную (отрицательную) массу, поскольку здесь зона Λ_3 характеризуется положительной кривизной. С ростом энергии фотона (при $h\nu > 2.8$ эВ) область активного поглощения переходит на участок 2. Здесь происходит смена аномальной массы носителей: масса дырки становится положительной, а масса электрона — отрицательной, так как зона Λ_3 на этом участке имеет отрицательную кривизну. Как уже говорилось выше, рассмотренные переходы в основном и определяют первый пик поглощения. Второй пик начинается вблизи энергии фотона $h\nu \approx 4$ эВ, когда начинаются переходы вблизи Δ -точки (участок 3). Здесь, так же как и на участке 1, электрон обладает нормальной массой, а дырка — аномальной. Тем же свойством характеризуются переходы в окрестности X -точки. При дальнейшем росте энергии фотона $h\nu > 4.5$ эВ начинаются оптические переходы вблизи K -точки. Здесь снова происходит смена аномальности массы носителей (участок 4). На этом участке, как и на участке 2, электрон обладает аномальной массой, а дырка — нормальной. Такая ситуация сохраняется и для окрестности Σ -точки. Переходы из окрест-

ности Σ -точки дают основной вклад во второй, самый мощный пик поглощения в спектре арсенида галлия [6]. Таким образом, из приведенного рассмотрения следует, что в области сильного поглощения аномальность массы одного из горячих фотоносителей является не исключением, а правилом.

Обсудим теперь процессы релаксации энергии и импульса горячих фотоносителей с аномальной массой.

Согласно [7], время испускания междолинного фонона составляет $\tau_f \approx \approx 3 \cdot 10^{-14}$ с. За это время горячий электрон с аномальной массой испускает фонон с энергией приблизительно 0.03 эВ и перебрасывается в эквивалентную долину, где его масса остается аномальной. При этом предполагается, что плотность состояний в точках k -пространства с аномальной массой больше плотности состояний с нормальной массой.

При наличии контактного поля E электрон с аномальной массой дрейфует в нем со скоростью $v = \mu E$, где $\mu = e\tau_f/m^*$. Типичное значение усредненной

При наличии контактного поля E электрон с аномальной массой дрейфует в нем со скоростью $v = \mu E$, где $\mu = e\tau_f/m^*$. Типичное значение усредненной

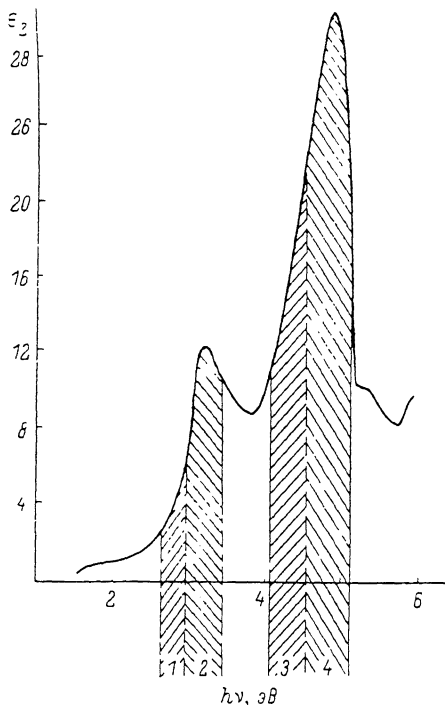


Рис. 2. Спектральная зависимость мнимой части диэлектрической проницаемости ϵ_2 для GaAs.

Заштрихованные области 1 и 3 соответствуют аномальной массе дырки, 2 и 4 — аномальной массе электрона. Незаштрихованная часть между областями 2 и 3, так же как и 2, соответствует переходам в окрестности Λ -точки (см. рис. 1), но она не заштрихована потому, что на рис. 1, б зонная диаграмма для других кристаллографических направлений, ответственных за эти переходы, не приведена.

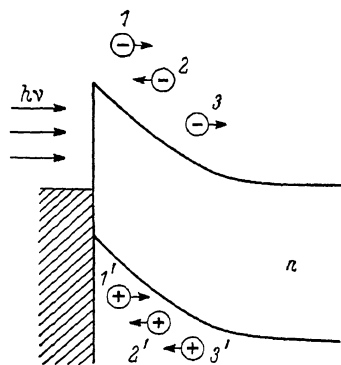


Рис. 3. Возможные типы фотогенерируемых электронно-дырочных пар в слое объемного заряда поверхностно-барьерной структуры.

1—1' — нормальный электрон—аномальная дырка, 2—2' — аномальный электрон—нормальная дырка, 3—3' — нормальный электрон—нормальная дырка. Фототок создается электронном и дыркой только третьей пары.

эффективной массы на заштрихованных участках рис. 1, б составляет $m^* \approx m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), так что при $\tau_f \approx 3 \cdot 10^{-14}$ с получаем подвижность горячих носителей с аномальной массой $\mu \approx 60$ см²/В·с. Тогда в поле $E = 10^5$ В/см скорость дрейфа оказывается $v = 6 \cdot 10^8$ см/с. Горячий носитель имеет возможность сменить знак массы лишь после потери энергии порядка 1 эВ, т. е. после испускания около 30 фононов. Время этого процесса будет $\tau_s \approx 30\tau_f \approx 10^{-12}$ с. За это время он продрейфует на расстояние $l \approx \approx 600$ Å, превышающее длину поглощения фотона и сравнимое с шириной слоя объемного заряда. Таким образом, электрон с аномальной массой, безусловно, успевает дойти до металла.

Для дырки с аномальной массой условия попадания в квазинейтральную толщю более жесткие, поскольку ей для этого необходимо пройти существенно большее расстояние в области более слабых полей. Однако в области пиков поглощения (как первого, так и второго) преимущественно рождаются аномальные электроны, а не аномальные дырки. Все сказанное относительно дрейфа электрона и дырки с нормальной и аномальной массами иллюстрируется рис. 3.

Ответим на вопрос: могут ли носители, родившиеся с аномальной массой, все-таки давать вклад в фототок?

Одна возможность, которая уже рассмотрена в статье, заключается в том, что, например, электрон успеваеет остыть (и, следовательно, сменить аномальную массу на нормальную) прежде, чем дойдет до металла.

Вторая возможность появляется, если зонная структура полупроводника окажется такой, что в k -пространстве имеются точки с нормальной эффективной массой, но с плотностью состояний, большей, чем в точках с аномальной массой. Тогда горячие электроны за время порядка τ_f будут переходить в точки с нормальной массой и давать вклад в фототок.

Л и т е р а т у р а

- [1] Царенков Б. В., Гольдберг Ю. А., Гусев Г. В., Огурцов В. И. Фотоэлектрические свойства поверхностно-барьерных структур Al- n -GaP в ультрафиолетовой области спектра. — ФТП, 1974, т. 8, в. 2, с. 410—413.
- [2] Гольдберг Ю. А., Львова Т. В., Царенков Б. В. Химический метод создания поверхностно-барьерных фотоприемников ультрафиолетового и видимого излучения на основе GaP и GaAs. — ПТЭ, 1976, № 4, с. 212—214.
- [3] Зи С. Физика полупроводниковых приборов, т. 2. М., 1984. 455 с.
- [4] Мезрин О. А., Трошков С. И. Диффузия горячих фотоэлектронов в металл — эффективный механизм потерь в фотоэлементах с барьером Шоттки. — ФТП, 1987, т. 22, в. 1, с. 176—179.
- [5] Егоров Б. В., Мезрин О. А. Доминирующая роль горячих фотоносителей при расчете спектральной чувствительности фотопреобразователя. — Письма ЖТФ, 1986, т. 12, в. 14, с. 890—893.
- [6] Хейне В., Коэн Н., Уэйр Д. Теория псевдопотенциала. М., 1973. 557 с.
- [7] Ридли Б. Квантовые процессы в полупроводниках. М., 1986. 304 с.

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

Получена 21.07.1987
Прията к печати 20.08.1987