

ОБНАРУЖЕНИЕ УВЛЕЧЕНИЯ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ СВЕТОМ ДАЛЬНОГО ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА

Е.В.Берегулин, П.М.Воронов, С.В.Иванов, П.С.Копьев, И.Д.Ярошецкий

Физико-технический институт им.А.И.Иоффе РАН

194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 26 ноября 1993 г.

Обнаружена быстрая продольная фотоэдс, возникающая при облучении двумерного электронного газа светом дальнего инфракрасного диапазона. Показано, что наблюдаемая эдс обусловлена увлечением электронов фотонами при непрямых оптических переходах.

Эффект увлечения носителей заряда светом был обнаружен и подробно исследован в объемных полупроводниках [1]. Для двумерного электронного газа эффект теоретически рассматривался при прямых оптических переходах между зонами размерного квантования [2] и был обнаружен в структурах на основе GaAs [3].

В настоящей работе обнаружено увлечение двумерных электронов в дальнем инфракрасном (ИК) диапазоне, когда взаимодействие со светом определяется непрямыми оптическими переходами.

Экспериментальные исследования проводились при комнатной температуре на структурах, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии [4] на полуизолирующих подложках из GaAs (рис.1). Двумерные электроны локализованы на границе гетероперехода GaAs-AlGaAs. Параметры потенциальной ямы, образованной гетеропереходом, таковы, что энергетический зазор между подзонами размерного квантования ~ 100 мэВ. Эта величина существенно больше энергии используемых для возбуждения квантов света ($< 13,7$ мэВ), что исключает возможность прямых межподзонных переходов.

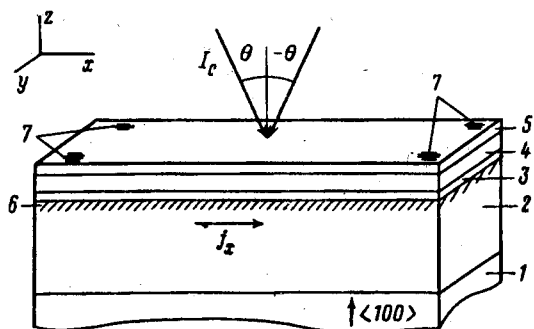


Рис.1. Схематическое изображение двумерной структуры: 1 - подложка из полуизолирующего GaAs, ориентированная в плоскости (100); 2 - буферный слой p-GaAs $p \sim 10^{15}$ см $^{-3}$, толщиной ~ 1 мкм; 3 - слой чистого Al $_{0,25}$ Ga $_{0,75}$ As толщиной 100 Å; 4 - слой n-Al $_{0,25}$ Ga $_{0,75}$ As, легированного кремнием толщиной 400 Å, поставщик электронов в 2D-слой; 5 - сильнолегированный слой GaAs толщиной 100 Å; 6 - область пространственной локализации двумерных носителей; 7 - индиевые контакты, I $_0$ - падающая волна

Плотность двумерных электронов в исследуемых образцах составляла $\sim 6 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. При такой концентрации заселены преимущественно 0-я и, частично 1-я подзоны размерного квантования. При комнатной и азотной температурах подвижность в исследуемых образцах $\sim 6,000$ и $100,000$ см 2 /В·с, соответственно. Поверхность образца в плоскости двумерного слоя имела размеры 4×4 мм. Электрический контакт с двумерным слоем достигался

вплавлением индия со стороны перехода по углам образцов. Область контактов закрывалась непрозрачным для излучения материалом.

В качестве источника излучения использовался импульсный NH_3 - и D_2O -лазер с оптической накачкой ТЕА CO_2 -лазером. Длина волны излучения 90,55, 385 мкм, длительность импульса 40 нс. Интенсивность линейно-поляризованного света варьировалась от 1 до 200 кВт/см². Временное разрешение измерительной установки не хуже 10 нс.

При нормальном падении света на структуру с 2D-электронами фотоэдс отсутствовала. При наклонном падении света (рис.1) наблюдалась продольная (вдоль оси x) быстрая фотоэдс, повторяющая лазерный импульс. При изменении угла падения света с θ на $-\theta$ фотоэдс меняет знак. Очевидно, что при таком изменении направления распространения света меняется лишь направление импульса света вдоль плоскости 2D-слоя. Подобная зависимость сигнала от направления импульса характерна для эффекта увлечения электронов светом [1]. Знак наблюдаемой фотоэдс соответствует движению электронов по направлению распространения света. В образцах, не имеющих двумерного слоя, фотосигнал не наблюдался.

Поперечная фотоэдс (вдоль оси y), отсутствовала при любых углах падения. Учитывая отсутствие поперечного тока увлечения, продольную компоненту эдс увлечения запишем следующим образом [1]:

$$V_x \sim TI \left(\frac{\kappa}{|\kappa|} \cdot n \right) \kappa_x \sim TI \sin \theta \cos \theta, \quad (1)$$

где T – константа эффекта увлечения, зависящая от положения плоскости поляризации света, I – интенсивность света, κ – импульс фотона, множитель $\cos \theta$ учитывает изменение интенсивности света, падающего на образец, с изменением угла падения, а $\sin \theta$ – изменение проекции импульса света на плоскость 2D-слоя.

Малая глубина залегания 2D-слоя ($d \sim 600 \text{ \AA}$) по сравнению с длиной волны в материале ($\lambda/n \sim 20 \text{ мкм}$) приводит к тому, что на этих глубинах преломленная и отраженная волны не успевают сформироваться. Таким образом, на 2D-электроны действуют падающая, а также отраженная волны, сформированные в подложке. При этом (1) приобретает вид

$$V_x \sim TI_0(1 + R(\theta)) \sin \theta \cos \theta = TI^*, \quad (2)$$

где I_0 – интенсивность света, падающего на образец, $R(\theta)$ – коэффициент отражения от подложки, рассчитанный по формулам Френеля.

На рис.2 показана фотоэдс увлечения, нормированная на I^* при различных углах падения. Видно, что величина нормированной эдс сильно зависит от поляризации света и не зависит от угла падения. Отметим, что при изменении поляризации меняется ориентация вектора электрического поля волны относительно 2D-слоя.

Зависимость фотоэдс от интенсивности также сильно различается для света, поляризованного в плоскости падения (s -поляризация) и перпендикулярно ей (p -поляризация) (рис.3). В первом случае наблюдается сверхлинейная зависимость от интенсивности света. Во втором случае фотосигнал линейен по интенсивности и имеет значительно меньшую величину.

Нами было проведено предварительное исследование фотопроводимости и спектральной зависимости фотоэдс.

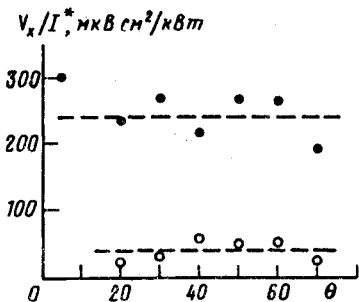


Рис.2

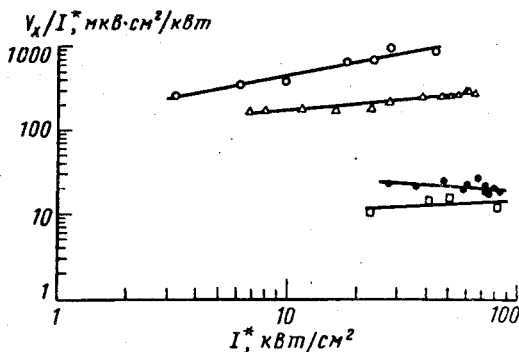


Рис.3

Рис.2. Зависимость нормированной фотоэкс увлечения от угла падения для света, поляризованного в плоскости падения (●) и перпендикулярно ей (○)

Рис.3. Зависимость нормированной фотоэкс увлечения от интенсивности света, поляризованного в плоскости падения для $\theta = 70^\circ$ (○); $\theta = 50^\circ$ (△) и перпендикулярно ей $\theta = 70^\circ$ (□) и $\theta = 50^\circ$ (●)

В описанных выше гетероструктурах наряду с фотоэкс регистрировалась быстрая положительная фотопроводимость. По-видимому, она обусловлена изменением подвижности двумерных носителей при их разогреве светом. Величина фотопроводимости линейно зависит от интенсивности при любой поляризации света.

Спектральные исследования показали, что с увеличением длины волны излучения в ~ 4 раза ($\lambda = 385 \text{ мкм}$) фотоэкс для p -поляризации возрастает на два порядка, а для s -поляризации – менее, чем на порядок. Рост фотоответа с увеличением длины волны дополнительно свидетельствует о том, что возникающая фотоэкс увлечения связана с непрямыми оптическими переходами.

Таким образом, в настоящей работе обнаружен эффект увлечения двумерных электронов светом дальнего ИК диапазона. Показано, что увлечение носителей обусловлено непрямыми оптическими переходами.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-14354).

1. С.М.Рывкин, И.Д.Ярошецкий, в сб. "Проблемы современной физики", Ленинград, 1980 г., стр.173.
2. А.А.Grinberg and S.Luryi, Phys. Rev. B **38**, 87 (1988).
3. A.D.Wieck, H.Sigg, and K.Ploog, Phys. Rev. Lett. **64**, 463 (1990).
4. П.С.Копьев, А.Н.Бодза, С.В.Иванов и др., Письма в ЖТФ **15**, 68 (1989).