

ФОТОГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ В СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКА, ОБЛАДАЮЩЕГО ЦЕНТРОМ СИММЕТРИИ

Ю.В.Копеев, Ю.Г.Селиванов, В.Т.Трофимов, Е.Г.Чижевский

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН

117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 января 1995 г.

Обнаружено возникновение фотовольтаического сигнала на структурах с асимметричными квантовыми ямами на основе узкозонного полупроводника $Pb_{1-x}Sn_xSe$ в магнитном поле при $T = 4,2$ К. Эффект объясняется проявлением фотогальванического эффекта, индуцированного магнитным полем, на структурах с асимметричными квантовыми ямами на основе полупроводника, обладающего центром симметрии.

Среди большого числа фотоэлектрических явлений особое место занимает фотогальванический эффект (ФГЭ). Это связано с тем, что направление тока, возникающего в результате этого эффекта, определяется не воздействием внешних сил (электрическое поле, градиенты температуры, концентрации, интенсивности излучения и т.д.), а свойствами симметрии кристалла. Этот эффект может наблюдаться в любых кристаллах без центра симметрии, в том числе в сегнетоэлектриках и пьезоэлектриках [1]. Величина ФГЭ может в десятки раз превышать ширину запрещенной зоны полупроводника.

В теоретической работе [2] предсказано существование ФГЭ в структуре с асимметричной квантовой ямой или в структурах со связанными квантовыми ямами неодинаковой ширины, помещенными в магнитное поле. Эффект связан со снятием вырождения для носителей, имеющих разные координаты центров циклотронных орбит (носители, движущиеся вблизи потенциальных барьеров с различными характеристиками, например разной формы или высоты, становятся различимыми). Расчеты показали, что в случае отклонения функции распределения от равновесной, в структурах возникают токи с направлением, определяемым векторным произведением $L \times H$, где L – нормаль к эпитаксиальной структуре, H – вектор магнитного поля. Этот эффект должен существовать в структурах на основе как кристаллов без центра симметрии, так и на основе центрально-симметричных кристаллов. В [3] наблюдался ФГЭ, индуцированный магнитным полем, в структурах с асимметричными квантовыми ямами на основе $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$. Однако в $GaAs$ существует также объемный ФГЭ, связанный с отсутствием центра симметрии, поэтому представляет интерес измерение ФГЭ в структурах на основе полупроводника, обладающего центром симметрии.

В данной работе сообщается о наблюдении ФГЭ в магнитном поле на структурах с асимметричными квантовыми ямами на основе узкозонных полупроводников $PbSe/Pb_{1-x}Sn_xSe$, на которых объемный ФГЭ отсутствует.

Эпитаксиальные структуры $PbSe/Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x \sim 0,06$) как p - так и n -типа проводимости выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке ЭП-1201 на диэлектрических подложках $(111)BaF_2$. Типичные концентрации и подвижности носителей составляли при 77 К соответственно $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $1 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Состав x квантовых ям определялся из спектров фотолюминесценции для структур с шириной ямы $> 400 \text{ \AA}$. Структуры

содержали до 7 пар слоев, ширина квантовых ям и потенциальных барьеров варьировалась в пределах 50–400 Å. Форма потенциальной ямы была близкой к прямоугольной трапеции, с наклонным ребром, обращенным к открытой поверхности структуры. Для гетероперехода PbSe/Pb_{1-x}Sn_xSe величина разрыва зон на гетерогранице недостаточно хорошо изучена, нами принято отношение $\Delta E_c/\Delta E_v = 2$. Состав одной из структур и ее упрощенная энергетическая диаграмма, не учитывающая упругих напряжений, приведена на рис.1; структура как целое не обладает центром симметрии. Образцы выкалывались размером 1 × 5 мм, контакты ко всем эпитаксиальным слоям изготавливались на торцах структуры и экранировались.

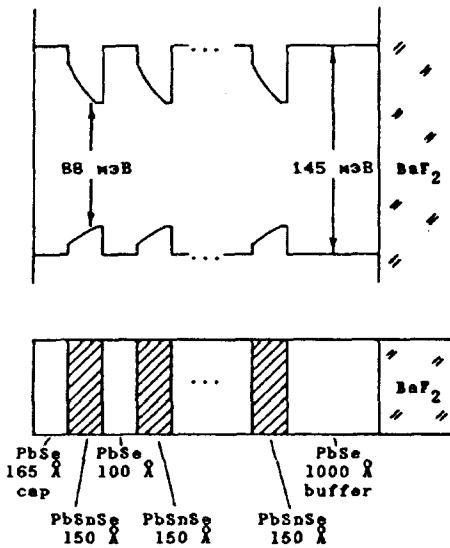


Рис.1

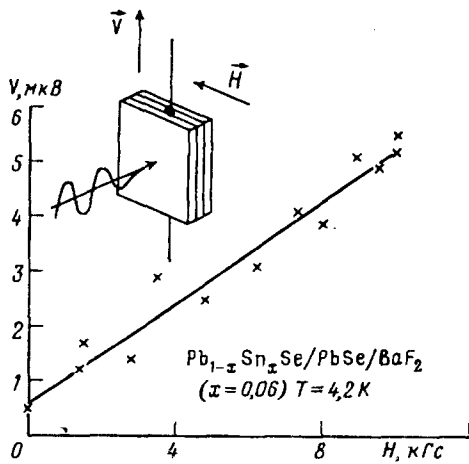


Рис.2

Рис.1. Состав структуры p-Pb_{1-x}Sn_xSe/PbSe/BaF₂ ($x \approx 0,06$) с асимметричными квантовыми ямами и ее упрощенная энергетическая диаграмма. Число ям равно семи

Рис.2. Зависимость величины фотовольтаического сигнала от напряженности магнитного поля для структуры, изображенной на рис.1. Возбуждение излучением CO₂-лазера с энергией кванта $h\nu = 117$ мэВ, $E_g(\text{PbSnSe}) < h\nu < E_g(\text{PbSe})$

Измерения фотопроводимости и фотовольтаического эффекта проводились при температуре 4,2 и 77 К в геометрии, которая изображена на вставке рис.2. Магнитное поле напряженностью 0–10 кГс направлялось вдоль плоскости структуры, фотовозбуждение осуществлялось перпендикулярно плоскости квантовых ям. Фотосигнал измерялся в направлении, перпендикулярном магнитному полю. Возбуждение осуществлялось модулированным с частотой 600 Гц излучением лазеров на CO₂ ($h\nu = 117$ мэВ) или He–Ne ($h\nu = 1,97$ эВ). Мощность возбуждения составляла до 10 Вт/см². При этом энергия кванта возбуждения CO₂-лазера была достаточна для возбуждения только узкозонного компонента сверхрешетки $E_g(\text{PbSnSe}) = 88$ мэВ и не достаточна для возбуждения широкозонной компоненты $E_g(\text{PbSe}) = 145$ мэВ. Такой способ возбуждения является предпочтительным, так как из-за относительно малого поглощения

на этой длине волны ($\alpha \sim 10^2 \text{ см}^{-1}$) осуществляется однородное по глубине возбуждение образца.

Сигнал регистрировался непосредственно на осциллографе после усиления широкополосным усилителем или фазочувствительным нановольтметром. Наблюдавшиеся на структуре как фотопроводимость, так и фотовольтаический (ФВ) эффект имели время релаксации менее 10 мкс. (Затяжка времени релаксации фотопроводимости при малых уровнях возбуждения, обнаруженная в [4], в данном случае была несущественна из-за высокого уровня возбуждения).

Нами наблюдался фотовольтаический сигнал, индуцированный магнитным полем, в направлении, перпендикулярном H и L . Зависимость величины ФВ сигнала от магнитного поля при возбуждении излучением CO_2 -лазера при $T = 4,2 \text{ K}$ для структуры $p\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se/PbSe/BaF}_2$ ($x \simeq 0,06$), изображенной на рис.1, приведена на рис.2. Ширина квантовой ямы составляла $\sim 150 \text{ \AA}$. Зависимость сигнала от магнитного поля полностью исчезала при $T = 77 \text{ K}$. Сигнал изменял полярность при инверсии магнитного поля. Для выделения вклада в сигнал обычного фотоэлектромагнитного эффекта (ФЭМ) (эффекта Кикоина-Носкова) проводилось возбуждение образца также со стороны подложки при неизменном направлении магнитного поля. Изменения знака сигнала не происходило, что указывает на малость вклада ФЭМ в сигнал. Это естественно, поскольку линейный ФЭМ наблюдается только при сильно неоднородном по толщине поглощении, а квадратичный ФЭМ, связанный с разными скоростями рекомбинации на поверхностях структуры, имеет малую величину. Наличие небольшого ФВ сигнала при $H = 0$ связано, по-видимому, с продольной неоднородностью образца, его величина не влияла на зависимость ФВ сигнала от магнитного поля. Поскольку амплитуда сигнала имела достаточно малую величину, то проверялось влияние на сигнал наводок от электромагнита и лазера, которые оказались несущественными. При измерении ФВ сигнала вдоль магнитного поля величина сигнала уменьшалась более чем на порядок. Влияние магнитного поля на ФВ сигнал исчезало при ширине квантовой ямы более 360 \AA .

Обнаружена слабая зависимость ФВ сигнала от магнитного поля при $T = 4,2 \text{ K}$ также на эпитаксиальных слоях $p\text{-PbSe}$ толщиной менее $0,5 \text{ мкм}$ с $\rho(77) \sim 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $\mu(77) \sim 7 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при возбуждении излучением He-Ne -лазера. Эффект наблюдался на очень небольшой части тестированных образцов и был при прочих равных условиях слабее, чем на структурах с квантовыми ямами.

Наблюдаемая зависимость величины ФВ сигнала от магнитного поля объясняется нами фотогальваническим эффектом, индуцированным магнитным полем в асимметричной структуре на основе полупроводника, обладающего центром симметрии (хотя структура как целое уже не обладает центром симметрии). В структурах с асимметричной волновой функцией (которая обусловлена в данном случае асимметрией квантовой ямы) под действием магнитного поля, лежащего в плоскости эпитаксиального слоя, волновой вектор, соответствующий минимуму дисперсионной кривой $E(\mathbf{k})$, смещается в направлении, перпендикулярном магнитному полю. Таким образом, нарушается симметрия по отношению к обращению времени $E(\mathbf{k}) \neq E(-\mathbf{k})$. Величина и знак смещения зависят от конкретного вида волновой функции и отличаются для различных уровней пространственного квантования. В условиях термодинамического равновесия усреднение потока носителей по величине волнового вектора дает

нулевой ток, что является проявлением второго начала термодинамики. При неравновесной функции распределения появляется отличная от нуля компонента тока, лежащая в плоскости потенциальной ямы и перпендикулярная направлению магнитного поля. Величина кванта возбуждения CO_2 -лазера достаточна для возбуждения только узкозонного компонента, поэтому происходит возбуждение носителей только в квантовых ямах на размерные уровни в зоне проводимости, а относительно высокая мощность накачки приводит к отклонению функции распределения от равновесной. При повышении температуры до 77 К размытие размерных уровней и межподзонные переходы подавляют эффект. К сожалению, параметры квантовой ямы известны с недостаточной точностью, чтобы произвести количественный расчет величины и знака эффекта.

Оптимальной для наблюдения индуцированного магнитным полем ФГЭ является асимметричная квантовая яма с одним или двумя размерными уровнями. При большом числе уровней их вклад в эффект может взаимно компенсироваться. Действительно, на структурах с шириной ямы $> 360 \text{ \AA}$, в которых существует три и более квантовых размерных уровней, обнаружить эффект не удалось. Наиболее сильное влияние магнитного поля на ФВ сигнал наблюдалось при ширине ямы $\sim 150 \text{ \AA}$, при которой возникает второй квантово-размерный уровень.

Наблюдение слабого влияния магнитного поля на величину ФВ сигнала для некоторых эпитаксиальных слоев $p\text{-PbSe/BaF}_2$, по-видимому связано с приповерхностным изгибом зон, который возникает в результате захвата носителей на поверхностные состояния [4]. Из-за большой ширины формируемой при этом ямы ($300 \div 1000 \text{ \AA}$) число размерных уровней становится большим, вследствие чего эффект является слабым.

Таким образом, впервые обнаружен ФГЭ, индуцированный магнитным полем, на структурах с квантовыми ямами на основе полупроводника, обладающего центром симметрии. Малая величина обнаруженного фотогальваномагнитного эффекта, по-видимому, связана в первую очередь с относительно высокой концентрацией носителей и, как следствие, низким сопротивлением образца.

Авторы выражают благодарность М.В.Валейко и Б.Н.Мацонашвили за помощь в работе. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 94-02-05849-а).

-
1. В.И.Белиничер, Б.И.Стурман, УФН **130**, 3, 415 (1980).
 2. А.А.Горбачевич, В.В.Капаев, Ю.В.Копеев, Письма в ЖЭТФ **57**, 565 (1993).
 3. Ю.А.Алещенко, И.Д.Воронова, С.П.Гришечкина и др., Письма в ЖЭТФ **58**, 377 (1993).
 4. В.Т.Трофимов, Ю.Г.Селиванов, Е.Г.Чижевский, Г.З.Аббасов, Краткие сообщения по физике, ФИАН 1-2, 25 (1994).