

ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЕ КОМПЕНСИРОВАННОГО ГЕРМАНИЯ С ГЛУБОКИМИ ПРИМЕСЯМИ

А.М.Болибок, Н.Г.Жданова, М.С.Казан, Е.Г.Ландсберг

Обнаружено отрицательное магнетосопротивление (ОМС) компенсированного германия с глубокими заряженными примесями при фотовозбуждении. Эффект связывается с андерсоновской локализацией электронов проводимости в кулоновском потенциале заряженных примесей.

1. Исследовались кристаллы германия n -типа с медью, компенсированные сурьмой таким образом, чтобы верхний уровень меди ($E_c - 0,26$) эВ был заполнен примерно наполовину. Концентрация меди составляла $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При низких температурах T сопротивление этих образцов очень велико, и поэтому проводимость создавалась примесным освещением через германиевый фильтр, находившийся при комнатной T . Образец находился в газообменном гелиевом оптическом криостате и помещался между полюсами электромагнита, позволявшего получать магнитное поле H до 4 кЭ. Дополнительные катушки создавали переменное магнитное поле $\tilde{H} = 8,7$ Э. Измерялись постоянный ток i через образец и переменный ток \tilde{i} , вызванный модуляцией магнитного поля. При условии $\tilde{H} \ll H$ переменный ток $\tilde{i} = \tilde{H} di/dH$, а из зависимости $\tilde{i}(H)$ можно восстановить зависимость относительной магнитопроводимости $[i(H) - i(0)]/i(0)$ от H .

При $T \lesssim 20$ К магнетосопротивление (МС) отрицательно. На рис. 1 показана зависимость \tilde{i}/i от H для различных T , а на рис. 2 — соответствующие зависимости магнитопроводимости, восстановленные из кривых рис. 1. Рассмотрим основные особенности этих зависимостей. Как видно из рис. 2, имеется область классически слабых H ($\mu H/c \ll 1$, найденная из МС подвижность μ максимальна при $T \approx 70$ К и равна $\sim 6,5 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$), где магнитопроводимость отрицательна. Значение H_c , при котором МС меняет знак, уменьшается с ростом температуры. Соответственно уменьшается и максимальная величина отрицательного магнетосопротивления (ОМС). Дифференциальная магнитопроводимость di/dH (рис. 1) при малых H отрицательна, а с ростом H выходит на линейно растущий участок, на котором меняет знак.

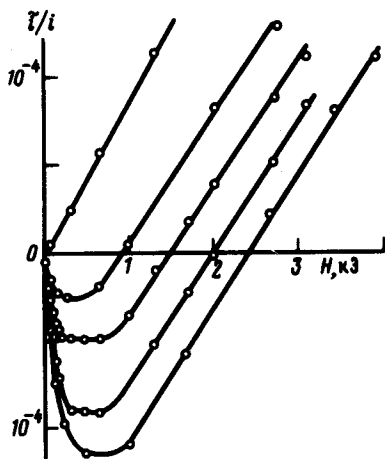


Рис. 1

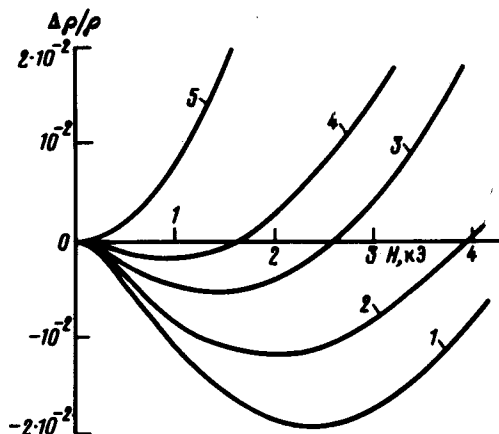


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость \tilde{i}/i от магнитного поля при различных температурах: T , К: 1 – 10,9; 2 – 12,6; 3 – 15,2; 4 – 20,4; 5 – 32

Рис. 2. Зависимость магнетосопротивления от магнитного поля: T , К: 1 – 10,9; 2 – 12,6; 3 – 15,2; 4 – 20,4; 5 – 32

2. ОМС неоднократно наблюдалось в сильно легированных полупроводниках и металлах (см., например, ¹ и ссылки там на предыдущие работы) и в настоящее время объясняется либо уменьшением квантовых поправок к проводимости в магнитном поле ², либо сдвигом в магнитном поле порога подвижности при переходе металл – диэлектрик ^{3, 4}. В нашем случае ОМС наблюдается в классическом полупроводнике, в котором уровень Ферми находится глубоко в запрещенной зоне, а проводимость обеспечивается фотовозбуждением электронов в зону проводимости, где их распределение по энергиям является больцмановским. Однако и в этом случае для электронов в зоне проводимости имеется порог подвижности, определяемый условием $\lambda \sim l$ (λ – длина волны электрона, l – длина свободного пробега), или, что то же, $\epsilon_\lambda \sim h/\tau$, где τ – время свободного пробега. Электроны с энергией $\epsilon < \epsilon_\lambda$ локализованы и не участвуют в проводимости, а при понижении температуры, когда $kT < \epsilon_\lambda$, из полного числа фотовозбужденных носителей в проводимости участвует только экспоненциально убывающая доля электронов с $\epsilon > \epsilon_\lambda$. Сильное примесное рассеяние, обусловленное многозарядными ионами меди (Cu^{2-} и Cu^{3-}), обеспечивает выполнение условия $\lambda \sim l$ для электронов с $\epsilon \approx kT$ при достаточно высоких T . Локализация электронов происходит в мелкомасштабном кулоновском потенциале заряженных примесей, так как при низких T при заполнении глубокой примеси наполовину крупномасштабный потенциал отсутствует ⁵.

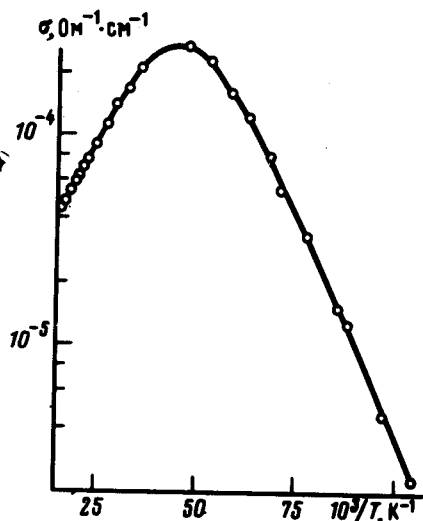


Рис. 3. Температурная зависимость проводимости образца

Существование порога подвижности подтверждается температурной зависимостью проводимости σ , приведенной на рис. 3. Ниже ~ 100 К концентрация электронов контролируется их оптическим возбуждением с примесей и σ при уменьшении T растет из-за уменьшения вероятности захвата на отталкивающие ионы меди ⁶. При $T \lesssim 20$ К наблюдается экспоненциальное падение σ с энергией активации ~ 8 мэВ. Этот активационный участок нельзя объяснить вымораживанием электронов на мелкие доноры (сурьму), так как из-за малой концентрации свободных носителей n ($\sim 10^{10} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$) прилипание на сурьму должно начаться при гораздо меньших T . Действительно, для этого необходимо, чтобы $n \approx n_1$, где $n_1 = N_e \exp(-\epsilon_D/kT)$ – фактор Шокли – Рида, ϵ_D – энергия ионизации донора. Это условие дает для вымораживания сурьмы $T \lesssim 5$ К. Имеется и прямое экспериментальное доказательство того, что низкотемпературный активационный участок не связан с сурьмой, а именно, энергия активации уменьшается с ростом электрического поля.

Активационное падение проводимости мы связываем с вымораживанием фотовозбужденных электронов ниже энергии локализации ϵ_λ . Экспоненциальный участок зависимости $\sigma(T)$ может наблюдаться лишь в том случае, если при $T \lesssim 20$ К практически исчезает температурная зависимость времени жизни. Причина этого может заключаться в том, что при низких T расстояние свободного электрона от примесного центра ограничено средним расстоянием между примесями.

Как показано в ^{3, 4}, энергия локализации ϵ_λ в магнитном поле должна уменьшаться, что и приводит к увеличению σ и, соответственно, к ОМС. С другой стороны, электроны с $\epsilon > \epsilon_\lambda$ дают положительный вклад в МС. Конкуренция этих двух механизмов и определяет результирующую величину МС. С ростом магнитного поля зависимость ОМС от H должна ослабляться ², и МС меняет знак.

Участок линейного увеличения $\tilde{\nu}$ в достаточно "сильных" H (рис. 1) связан только с положительным вкладом в МС за счет электронов с $\epsilon > \epsilon_\lambda$. Тогда наклон участка должен соответствовать подвижности электронов с $\epsilon \approx \epsilon_\lambda$. Действительно, если определить μ по этому наклону с помощью выражения $\tilde{\nu}/i\tilde{H} = d[r_M(\mu H/c)^2]/dH$ (при $r_M = 1$), то имеем $\mu \approx (6,2 - 6,7) \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{Вс}$, что соответствует подвижности электронов, определенной в том же образце по МС при азотной температуре. С другой стороны, эти же данные позволяют оценить величину $\epsilon_\lambda \sim h/\tau = he/\mu\tau \approx 6 \text{ мэВ}$, что близко к наблюдаемой энергии активации.

Авторы признательны Д.Е.Хмельницкому, А.М.Когану и А.Я.Шульману за обсуждение результатов.

Литература

1. Полянская Т.А., Сайдашев И.И. ЖЭТФ, 1983, 84, 997.
2. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. ЖЭТФ, 1981, 81, 768.
3. Хмельницкий Д.Е., Ларкин А.И. Sol. St. Comm., 1981, 39, 1069.
4. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Хмельницкий Д.Е. Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, 157.
5. Шкловский Б.И., Эфрос А.А. "Электронные свойства легированных полупроводников", М.: Наука, 1979, 416 с.
6. Алексеева В.Г. и др. ФТП, 1969, 3, 1410.