

МИНИМАЛЬНАЯ ПОДВИЖНОСТЬ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА, ОБРАЗУЮЩИХ ДВУМЕРНЫЙ ГАЗ

Ю.С.Жарких, С.Р.Лысоченко

Исследован перенос дырок двумерного ($2D$) газа у сколотых в гелии поверхностей германия. При рассеянии на кулоновских центрах подвижность $2D$ -дырок стремится с понижением температуры к предельному значению, величина которого не зависит от температуры образца и плотности рассеивающих центров.

В связи с возможностью образования двумерного ($2D$) газа носителей заряда в приповерхностных каналах полупроводников ^{1, 2} представляют интерес исследования физических закономерностей обусловленных двумерностью газа свободных носителей. В настоящей работе изучены особенности переноса дырочного $2D$ -газа при рассеянии дырок на заряженных центрах.

Методом тока Холла исследовались зависимости подвижности μ и концентрации Γ дырок от температуры T в каналах у сколотых поверхностей германия. Описание образцов дано в ³. Образец раскалывался в парах гелия и несколько раз отжигался при $T \approx 60\text{К}$. После каждого отжига снимались зависимости $\mu(T)$ и $\Gamma(T)$. Типичные результаты измерений представлены на рисунке. Первый отжиг был необходим для возникновения дырочных каналов у сколотых поверхностей ^{4, 5}. Длительность его выбиралась такой, чтобы величина поверхностной проводимости σ_s достигала своего максимального значения. При последующих отжигках σ_s уменьшалась. Сравнивая кривые $1 - 3$ на рис. а, можно видеть, что уменьшение σ_s вызвано уменьшением Γ . В соответствии с условием электрической нейтральности $\Gamma = N_{ss}$ -плотности электронов в поверхностных состояниях (ПС) ⁶. Уменьшение N_{ss} при отжигках связано с изменением характеристик ПС, происходящем, по-видимому, из-за взаимодействия свежесколотой поверхности с примесями, имеющимися в гелии. Таким образом, отжиги использованы для изменения величин: N_{ss} . Зависимости $\mu(T)$ (кривые $1 - 3$ рис. б) получены при разных плотностях заряженных центров N_{ss} , локализованных на поверхности (кривые $1 - 3$ рис. а). Из рис. б видно, что при $T > 20\text{К}$ величина μ возрастает с ростом T . Это свидетельствует о преобладании рассеяния дырок на заряженных центрах над другими механизмами поверхностного рассеяния. Проведем расчет зависимости $\mu(N_{ss})$, учитывая следующее. Оценки энергий квантовых уровней, сделанные с использованием экспериментально реализованных значений μ и Γ показали, что в исследуемых приповерхностных каналах дырки образуют двумерный газ. В $2D$ -газе дырок ⁶

$$\Gamma = \frac{m_d}{\pi \hbar^2} kT \ln \left(1 + \exp \frac{E_{FS} - E_0}{kT} \right), \quad (1)$$

где m_d — эффективная масса плотности состояний, E_{FS} — энергия уровня Ферми на поверхности, E_0 — энергия первого квантового уровня для движения дырок перпендикулярно поверхности.

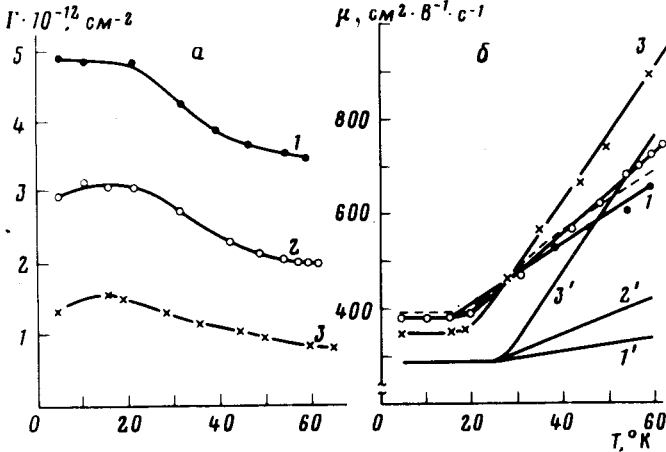
При подстановке в формулу (1) значений Γ из рис. а установлено, что $\frac{E_{FS} - E_0}{kT} \gg 1$

и, следовательно, $2D$ -газ дырок вырожден. В этом случае для описания рассеяния дырок на кулоновских центрах применимо приближение Борна⁷. Используя борновское сечение рассеяния носителей $2D$ -газа на кулоновских центрах^{1, 7} и усредняя время релаксации по энергиям, получаем

$$\mu = \frac{2e^2 \hbar k T}{\pi^2 q^3 m_c N_{ss}} \frac{\mathcal{F}_1(E_{FS} - E_0)}{\mathcal{F}_0(E_{FS} - E_0)}, \quad (2)$$

где m_c — эффективная масса электропроводности, q — заряд электрона, ϵ — диэлектрическая постоянная, $\mathcal{F}_1(E_{FS} - E_0)$ и $\mathcal{F}_0(E_{FS} - E_0)$ — интегралы Ферми — Дирака.

Зависимости $\mu(T)$, рассчитанные по формулам (1) и (2) показаны кривыми $1' - 3'$ на рис. б. Значения $\Gamma = N_{ss}$ брались для подстановки в эти формулы из экспериментальных кривых $\Gamma(T)$ с такими же номерами на рис. а. Считалось $m_d = m_c = 0,34m_0$ (m_0 — масса электрона). Для удобства сравнения с экспериментальными зависимостями $\mu(T)$ на рис. б полученные при расчетах значения μ увеличены в 10 раз. Экспериментальные ($1 - 3$) и теоретические ($1' - 3'$) кривые $\mu(T)$ находятся в хорошем качественном согласии. Крутизна возрастания μ при росте $T > 20K$ увеличивается от кривой $1'$ к кривой $3'$ так же, как это наблюдается на эксперименте (кривые $1 - 3$ рис. б). Особый интерес вызывает то обстоятельство, что при понижении температуры $T < 20K$ величина μ падает до некоторого минимального значения μ_{min} , которое не зависит ни от T , ни от N_{ss} . Из рисунка видно, что μ_{min} экспериментальных кривых $1 - 3$ различаются на $\sim 10\%$, при изменении приблизительно в пять раз величин $\Gamma = N_{ss}$, соответствующих этим значениям μ_{min} .



Зависимости от температуры концентрации (а) и подвижности (б) дырок у сколотых поверхностей Ge после трех последовательных отжигов. Цифры у кривых соответствуют очередности отжигов после которых эти кривые получены. $1' - 3'$ и пунктирная линия — теоретические кривые

Получим аналитическое выражение для μ_{min} . Согласно формуле (1) уменьшение T усиливает вырожденность дырочного $2D$ -газа. При сильном вырождении формула (2) преобразуется к виду

$$\mu = \frac{\epsilon^2 \hbar (E_{FS} - E_0)}{\pi^2 q^3 m_c N_{ss}}. \quad (3)$$

Учитывая, что $\Gamma = N_{ss}$, $\exp \frac{E_{FS} - E_0}{kT} \gg 1$ и подставив величину $E_{FS} - E_0$ из формулы (1) в (3) получаем

$$\mu_{min} = \frac{\epsilon^2 \hbar^3}{\pi q^3 m_c m_d} \quad (4)$$

μ_{min} зависит от небольшого числа характеристик полупроводника (ϵ , m_c , m_d). Это дает основание считать, что μ_{min} является фундаментальным параметром, характеризующим двумерный газ в исследуемых каналах. При подстановке в формулу (4) величины μ_{min} из экспериментальных кривых 1 – 3 рис. б и $\epsilon = 16$ было вычислено $m_c m_d = 8,8 \cdot 10^{-3} m_0^2$. Путем подбора величин m_c и m_d таких, чтобы с одной стороны $m_c m_d = 8,8 \cdot 10^{-3} m_0^2$, а с другой стороны теоретическая кривая $\mu(T)$, построенная по формулам (1) и (2), приближалась к экспериментальной кривой, можно разделить величины m_c и m_d . Пунктирная кривая на рис. б рассчитана с использованием значений $\Gamma(T)$, даваемых кривой 2 рис. а и величин $m_c = 2,3 \cdot 10^{-2} m_0$, $m_d = 0,38 m_0$. То, что $m_c \neq m_d \neq 0,34 m_0$ – эффективной массе дырки в объеме германия, может быть обусловлено искажением изоэнергетических поверхностей дырок в приповерхностной области полупроводника⁶.

В заключение отметим, что выражение (4) следует из формул (1) и (2), справедливых только для 2D-газа свободных носителей. Наличие μ_{min} при рассеянии на кулоновских центрах является особенностью, отличающей 2D-газ от 3D-газа носителей заряда. Обнаружение предельной подвижности в данной работе представляет независимое от известных 1, 2 экспериментальное подтверждение возможности образования двумерного газа свободных носителей заряда.

Литература

1. Stern F., Howard W.E. Phys. Rev., 1967, 163, 816.
2. Fowler A.B., Fang F.F., Howard W.E., Stiles P.J. Phys. Rev. Lett., 1966, 16, 901.
3. Жарких Ю.С., Лысоченко С.В. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 753.
4. Осипьян Ю.А., Тальянский В.И., Харламов А.А. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 253.
5. Вул Б.М., Заваарицкая Э.И., Сокол Н.Г. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 517.
6. Dobrovolskii V.N., Zharkikh Yu.S. Phys. Stat. Sol. (a), 1971, 6, 655.
7. Чаплик А.В., Энтин М.В. ЖЭТФ, 1971, 61, 2497.

Киевский государственный университет
им. Т.Г.Шевченко

Поступила в редакцию
18 января 1982 г.
4 февраля 1982 г.