

АНОМАЛЬНЫЙ ХОЛЛ-ФАКТОР В ЭЛЕКТРОННЫХ ИНВЕРСИОННЫХ КАНАЛАХ НА ГЕРМАНИИ

*Квон Зе Дон, И.Г.Неизвестный, В.Н.Овсяк,
Ю.А.Ржанов*

В электронных инверсионных каналах на германии обнаружены аномально большие величины холл-фактора $r_H = 3,3 \div 1,8$, не наблюдавшиеся ранее при исследованиях переноса носителей заряда у поверхности полупроводников. Показано, что поведение аномального холл-фактора определяется эффектами приповерхностного размерного квантования.

Наиболее полная информация о механизмах рассеяния и энергетическом спектре носителей заряда в приповерхностных инверсионных каналах полупроводников может быть получена из температурных и концентрационных зависимостей эффекта Холла и проводимости [1]. Одним из основных параметров при таких исследованиях является холл-фактор $r_H = \mu_H / \mu_{ns}$, где μ_H и μ_{ns} — соответственно, холловская и дрейфовая подвижности носителей заряда. Обычно наблюдаемая близость r_H к единице является свидетельством относительно слабой зависимости времени релаксации τ от энергии E носителей заряда в зонах.

Для хорошо исследованных к настоящему времени инверсионных каналов на кремнии величина r_H , действительно, отличается от единицы не более чем на 10% в диапазоне приповерхностных избытков электронов $\Gamma_n = 10^{11} \div 10^{13} \text{ см}^{-2}$ [2, 3].

В настоящей работе впервые обнаружены anomalно большие для приповерхностных каналов значения холл-фактора r_H .

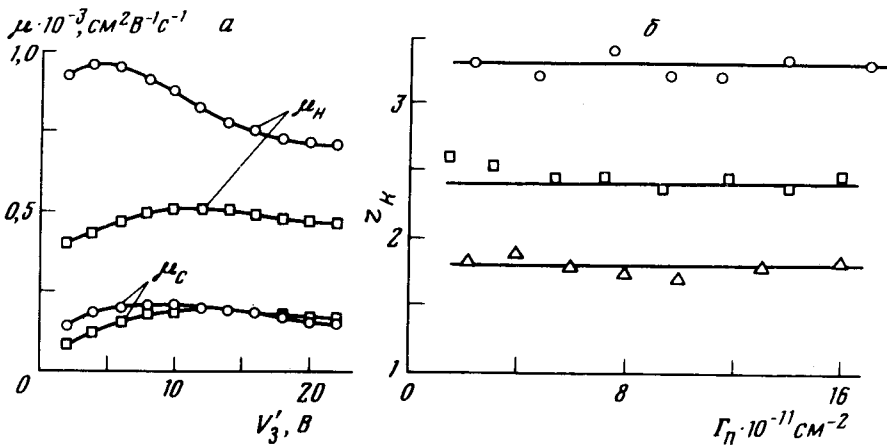


Рис.1. а – Зависимости $\mu_H(V_3)$ и $\mu_c(V_3)$ при двух температурах (о – 247 К, □ – 110 К); б – зависимость $r_H(\Gamma_n)$ при трех температурах (о – 247 К, □ – 155 К, Δ – 110 К)

Образцы представляли собой МДП транзисторы с холловскими контактами, изготовленные на германии *p*-типа с концентрацией акцепторов $N_A = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, с ориентацией поверхности (111) и размерами канала $750 \times 250 \text{ мкм}^2$ [4].

На рис.1, а приведены зависимости холловской и эффективной (μ_c) подвижностей от разности напряжений $V_3' = V_3 - V_{\text{п}}$ (V_3 – напряжение на затворе, $V_{\text{п}}$ – пороговое напряжение транзистора) при двух температурах. Видно, что μ_H существенно превышает μ_c и понижается с уменьшением температуры.

Поскольку μ_c определяется по полной величине индуцированного заряда, истинное значение r_H меньше отношения μ_H / μ_c из-за наличия захвата некоторой доли индуцированного заряда в поверхностные состояния (ПС). Величина r_H при наличии поверхностного захвата может быть определена при помощи соотношения

$$r_H = C_n / (C_n + C_{ss} - C_{ss}^{(H)}),$$

справедливого при условии, что r_H зависит от изгиба зон Y_s много слабее, чем $C_n(Y_s) \sim \exp Y_s / 2$. Здесь C_n и C_{ss} – соответственно емкости ОПЗ и ПС; $C_{ss}^{(H)}$ – некоторая фиктивная емкость ПС, определяемая выражением

$$C_{ss}^{(H)} = (C_n + C_{ss}) (1 - q \Delta \Gamma_n^{(H)} / C_g \Delta V_3'),$$

где q — абсолютная величина заряда электрона, $\Delta\Gamma_n^{(H)}$ — изменение холловского приповерхностного избытка электронов в канале, соответствующее изменению напряжения V_3' на дифференциально малую величину $\Delta V_3'$; C_D — емкость диэлектрического зазора. Величина C_{ss} определяется при том же значении Y_s по дифференциально малому температурному сдвигу зависимостей $G_k(V_3')$, где G_k — проводимость канала [3]. Окончательное значение r_H определяется методом последовательных итераций. Очевидно, что $C_{ss} = C_{ss}^{(H)}$ при $r_H = 1$.

Определенные таким образом зависимости r_H от Γ_n для трех температур приведены на рис. 1, б. Хорошо видно, что величина r_H существенно превышает единицу, практически не зависит от Γ_n и уменьшается с понижением температуры.

Существует единственная работа [5], в которой на основе классических представлений показана возможность появления в приповерхностных каналах величин r_H , значительно превышающих единицу, при наличии достаточной доли диффузности поверхностного рассеяния. Однако данная теория предсказывает экспоненциальное возрастание r_H как с ростом изгиба зон, так и с понижением температуры по закону вида

$$r_H \sim (qV_{sc} / kT)^{-2} \exp(qV_{sc} / 2kT)$$

(где $V_{sc} = \frac{kT}{q} Y_s$), что находится в противоречии с приведенными выше экспериментальными данными.

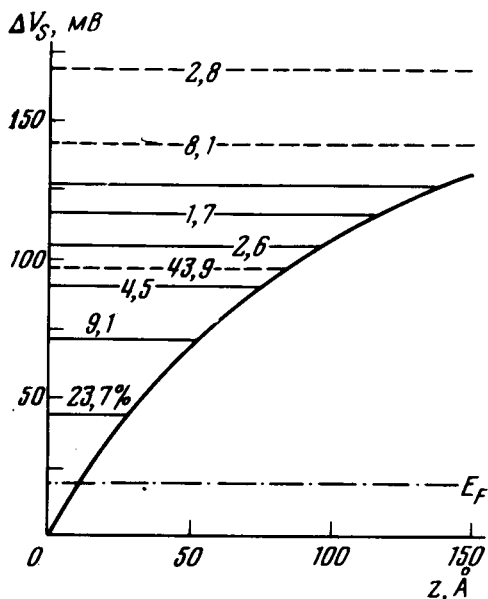


Рис.2. Ход потенциала, спектр квантовых подзон и их заселенности в инверсионном канале у поверхности (111) германия

Мы полагаем, что найденное поведение r_H является следствием квантования энергетического спектра электронов в инверсионном канале германия. Совместное численное решение уравнений Пуассона и Шредингера показало, что квантование существенно видоизменяет энергетический спектр электронов в инверсионном канале во всем диапазо-

не исследованных приповерхностных избытков Γ_n и температур. На рис. 2 в качестве примера приведен ход потенциала, спектр квантовых подзон и их заселенности для ориентации поверхности (111) при значениях $N_A = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T = 300 \text{ К}$, $Y_s = 19,7$ и $\Gamma_n = 1,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. В данном случае имеют место две группы подзон для двух эффективных масс в направлении квантования — $1,58 m_0$ (сплошные линии) и $0,082 m_0$ (пунктир), где m_0 — масса свободного электрона.

В подобной ситуации мы будем иметь значения r_H тем более превышающие единицу, чем выше скорость возрастания времени релаксации τ_{is} электронов в подзонах с их энергией E_i (i — номер подзоны). В то же время, так как с понижением температуры заселенность верхних подзон уменьшается (для одного и того же значения Γ_n), величина r_H должна падать с уменьшением температуры. В предельном случае (при достаточно низких температурах), когда заполнена только одна — основная — подзона, холл-фактор близок к единице и не зависит от температуры для всех известных механизмов рассеяния [6].

В связи с этим следует отметить, что корректное описание переноса носителей заряда в инверсионных каналах полупроводников типа германия при температурах 77 — 300 К требует развития теории поверхностного рассеяния, учитывающей заселенность нескольких квантовых подзон, а не одной, как это обычно полагается практически во всех теоретических работах (см., например, [7]).

Институт физики полупроводников
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
23 июня 1979 г.

Литература

- [1] Свойства структур металл — диэлектрик — полупроводник. Под ред. А.В.Ржанова, М., изд. Наука, 1976.
- [2] F.F.Fang, A.Fowler. Phys. Rev., **169**, 619, 1968.
- [3] H.Sakaki, K.Hoh, T.Sugano. IEEE Trans. El. Dev., **ED-17**, 892, 1970.
- [4] Квон Зе Дон, И.Г.Неизвестный, В.Н.Овсюк, А.В.Ржанов. Микроэлектроника, **5**, 363, 1976.
- [5] Э.М.Баскин, М.В.Энтин. ФТП, **8**, 6, 1974.
- [6] H.Sakaki, T.Sugano. Jap. J. Appl. Phys., **10**, 1016, 1971.
- [7] Ф.Стерн. Новое в исследовании поверхности твердого тела. М., изд. Мир, 1977, стр.280.