

ПРОВОДИМОСТЬ ИНВЕРСИОННЫХ СЛОЕВ В InSb МДП СТРУКТУРАХ НИЖЕ „Порога подвижности”

С.В. Белотелов, В.А. Гергель, А.Н. Соляков, Р.А. Суриц

Исследованы температурные и полевые зависимости проводимости инверсионных слоев в InSb МДП структурах. Экспериментальные результаты интерпретированы в рамках флюктуационной теории поверхностных состояний и проводимости МДП структур ¹.

В последнее время изучение поверхностной проводимости инверсионных каналов в МДП структурах вызывает помимо прикладного и чисто научный интерес, связанный с проблемой двумерного квантового транспорта ². Имеющиеся здесь экспериментальные результаты получены главным образом в кремниевых МОП структурах ³. Мы полагаем, что в этой связи будут интересны приведенные ниже результаты экспериментального исследования температурной и полевой зависимости проводимости инверсионных слоев в МДП структурах на InSb-материале, отличающемся малой эффективной массой электронов, и их теоретическая интерпретация.

Исследованные структуры формировались анодным окислением InSb *n*- и *p*-типа с концентрацией примесей $N \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Большая площадь затвора ($\sim 10^{-4} \text{ см}^2$) позволяла наряду с токовыми характеристиками измерять и вольт-емкостные зависимости. Во избежание нелинейностей измерения проводимости выполнялись при малых тянущих полях $\sim 1 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$.

Температурные зависимости проводимости Σ инверсионных каналов *n*- и *p*-типа в интервале 40 – 110 К показаны на рис. 1. Как и в кремниевых МОП структурах ³, они имеют активационный характер, $\Sigma = \Sigma_0 e^{-\epsilon_a/kT}$ в довольно широком диапазоне напряжений на затворе V . С увеличением инвертирующего напряжения энергия активации уменьшается, и при $V > V_t$, где V_t – так называемое пороговое напряжение, температурная зависимость проводимости приобретает металлический характер. С ростом V наблюдается и некоторое уменьшение предэкспоненты Σ_0 . Отметим, что значения предэкспонент – дырочной $\Sigma_0^p \approx$

$\approx 10^{-4} \text{ Ом}^{-1}$ на квадрат, а в особенности электронной $\Sigma_0^n \approx 10^{-3} \text{ Ом}^{-1}$ на квадрат — существенно отличаются от величины так называемой минимальной металлической проводимости $\Sigma_{mm} \approx e^2/2\pi\hbar \approx 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$ на квадрат. При фиксированной температуре зависимости проводимости от напряжения на затворе суперлинейны, но не экспоненциальны.

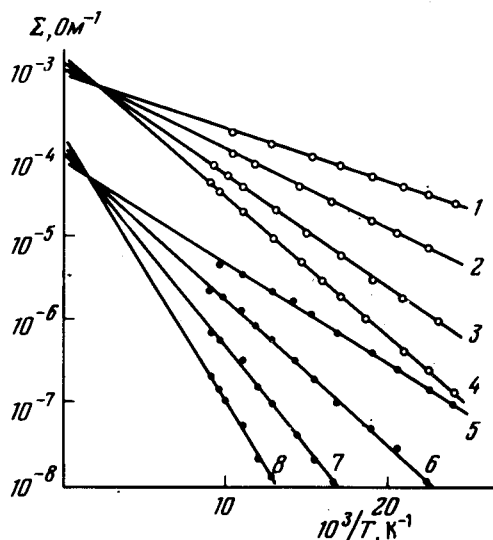


Рис. 1

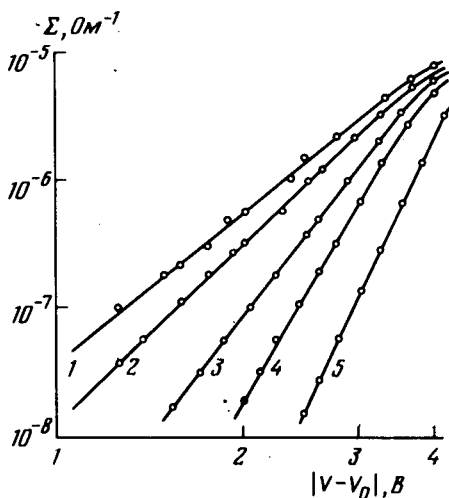


Рис. 3

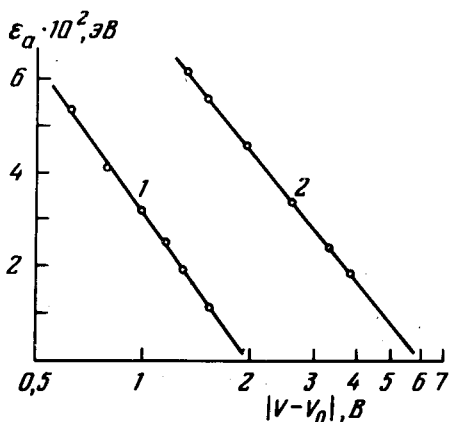


Рис.1. Температурные зависимости проводимости инверсионных каналов n - (1) — (4) и p -типа (5) — (8) при различных напряжениях $|V - V_0|$ В: 1 — 1,54; 2 — 1,29; 3 — 1,17; 4 — 1,0; 5 — 3,31; 6 — 2,63; 7 — 2,0; 8 — 1,31

Рис.2. Зависимость энергии активации проводимости от напряжения для n - (1) и p - (2) инверсионного канала

Рис.3. Зависимость проводимости p -канала от напряжения $|V - V_0|$ при различных температурах T , К: 1 — 104; 2 — 91; 3 — 78; 4 — 65; 5 — 48,5

Полученные экспериментальные данные хорошо укладываются в рамки представлений о флуктуационном потенциальном рельефе, пороге подвижности (уровне протекания), локализованных и делокализованных электронных состояниях, конкретизированных применительно к МДП структурам в работе ¹. Согласно ¹ при $V < V_t$ проводимость инверсионного канала (для определенности типа) пропорциональна поверхностной плотности делокализованных электронов:

$$\Sigma^n = \mu_n \left(\frac{\sigma}{\pi a_n^2} \right)^{3/4} \frac{kT}{\mathcal{E}} \exp \left\{ - \frac{E_c - E_F - e\phi}{kT} \right\}, \quad (1)$$

где ϕ — средний поверхностный потенциал — изгиб зон, μ_n — эффективная подвижность, $\sigma = \sigma^+ + \sigma^-$ — плотность встроенного на границе полупроводник диэлектрик заряда, инициирующего пространственные флуктуации потенциала в приповерхностном слое полупроводника, $a_n = \hbar^2 \epsilon / m e^2$ — боровский радиус, \mathcal{E} — среднее электрическое поле, прижимающее электроны к границе раздела, E_F — уровень Ферми, а среднее положение дна зоны проводимости на границе раздела, $E_c - e\phi$, есть уровень протекания.

Напряжение на затворе структуры V распределяется между полупроводником ϕ и диэлектриком в соответствии с величиной зарядов имеющихся в структуре

$$V = V_{FB} + \phi + C_0^{-1} \left[\left(\frac{e \epsilon_s \phi N}{2\pi} \right)^{1/2} - Q_p(\phi) + Q_n(\phi) \right]. \quad (2)$$

Здесь V_{FB} — так называемое напряжение плоских зон, при котором происходит компенсация влияния всех зарядов в диэлектрике, и на границе раздела на полупроводник. Его величина определяется экспериментально по форме вольт-емкостной зависимости. Кроме того в (2) $C_0 = \epsilon_i / 4\pi d$ — удельная емкость диэлектрика, ϵ_i — диэлектрическая проницаемость анодного окисла, близкая к проницаемости самого InSb ($\epsilon_i = 11$, $\epsilon_s = 15,5$), а $d = 3 \cdot 10^{-5}$ см — его толщина; $(e \epsilon_s \phi N / 2\pi)^{1/2}$ — заряд обедненного слоя, Q_n и Q_p — заряд локализованных на границе раздела связанных электронных и дырочных состояний — поверхностных состояний. Как показано в ¹, связанные заряды Q_n и Q_p экспоненциально зависят от изгиба зон ϕ :

$$Q_n(\phi) = Q_n^0 \exp \left\{ - \frac{E_c - E_F}{2\Delta} \right\} (e^{e\phi/2\Delta} - 1), \quad (3)$$

$$Q_p(\phi) = Q_p^0 \exp \left\{ - \frac{E_v - E_F}{2\Delta} \right\} (e^{-e\phi/2\Delta} - 1),$$

где $\Delta = \frac{e^2}{\kappa} \sqrt{\pi\sigma}$ — характерная энергия флюктуаций ($\kappa = (\epsilon_i + \epsilon_s) / 2$), а предэкспоненты $Q_{n,p}^0 = e(\sigma/\pi)^{5/8} (2a_{n,p})^{-3/4}$. Мы не включили в (2) заряд делокализованных (подвижных) электронов (Σ/μ), поскольку при $V < V_t$ его величина много меньше $Q_n(\phi)$. Из (2), (3) находим связь энергии активации проводимости с приложенным напряжением:

$$\epsilon_a = E_c - E_F - e\phi = 2\Delta \ln \frac{Q_n^0}{C_0(V - V_0)}, \quad (4)$$

где

$$V_0 \cong V_{FB} + (E_c - E_F) / e + C_0^{-1} \left[\left(\frac{\epsilon_s N (E_v - E_F)}{2\pi} \right)^{1/2} + Q_p^0 \exp \left(- \frac{E_v - E_F}{2\Delta} \right) \right].$$

Это приближенное решение уравнения (2) справедливо, коль скоро $(V - V_0) \gg 2\Delta$.

Оказалось, что экспериментальные зависимости энергии активации ϵ_a проводимости n - и p -инверсионных каналов действительно спрямляются в логарифмическом масштабе (рис.2), в соответствии с формулой (4). Тангенс наклона этих прямых дает значения $2\Delta_n = 0,047$ эВ и $2\Delta_p = 0,042$ эВ, которым соответствует величина $\sigma = (1,3 - 1,5) \cdot 10^{12}$ см⁻². Отметим, что близкие значения 2Δ получаются и из измерений плотности поверхностных состояний в тех же структурах методом высокочастотных $C - V$ характеристик. Пересечение этих прямых с осью абсцисс дает величину порогового напряжения V_t . Отметим, что полученные таким образом экспериментальные значения $(V_t - V_0)_p = 6$ В и $(V_t - V_0)_n = 1,9$ В отличаются от величин, соответствующих предэкспонентам теоретических выражений (3), в 0,7 и 3,5 раза соответственно.

Подставив (4) в (1), и учитывая, что в рассматриваемой ситуации $\xi \cong \frac{2\pi}{\epsilon_s} Q_n(\phi) \sim (V - V_0)$

(эта зависимость ξ от V приводит к наблюдаемому уменьшению предэкспоненты Σ_0 с увеличением степени инверсии, что связано с сокращением эффективной толщины инверсионного слоя), получим зависимость проводимости от напряжения;

$$\Sigma(V) = \sqrt{2\mu} \frac{kT}{e} C_0 (V_t - V_0) \left(\frac{V - V_0}{V_t - V_0} \right)^{\frac{2\Delta}{kT}}. \quad (5)$$

Показанное на рис. 3 семейство экспериментальных зависимостей проводимости p -канала от напряжения, приведенных в двойном логарифмическом масштабе, подтверждает адекватность формулы (5) на подпороговом участке характеристики. Анализ изменения наклона этих прямых с температурой дает величину $2 \Delta_p = 0,046$ эВ, близкую к определенной ранее по зависимости энергии активации ϵ_a от напряжения (рис. 2).

По величине предэкспоненты проводимости теперь можно определить и величину эффективной подвижности, что дает $\mu_p \approx 600 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ для дырок и $\mu_n \approx 10^5$ либо $2 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ для электронов (в зависимости от того, использовать ли при этом величину боровского радиуса $a_n (m = 0,014 m_0) = 500 \text{ \AA}$, или выразить соответствующую поверхностную плотность через экспериментально определенную величину $(V_f - V_0) = 1,9 \text{ В}$). Это, конечно, нельзя рассматривать как метод определения поверхностной подвижности. Получающиеся при этом вполне разумные значения μ свидетельствуют лишь о том, что вполне разумны и предэкспоненты теоретических выражений (1), (3).

Литература

1. Гергель В.А., Сурис Р.А. ЖЭТФ, 1983, 84, 719.
2. Садовский М.В. УФН, 1981, 133, 223.
3. Adkins C.J. J. Phys. Ser. C., 1978, 11, 851.

Поступила в редакцию

10 декабря 1982 г.