

О РЕАЛИЗАЦИИ ОДНОМЕРНЫХ И КВАЗИОДНОМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ КАНАЛОВ НА ВИЦИНАЛЬНЫХ И ПРОФИЛИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Шик А. Я., Шмарцев Ю. В.

Теоретически рассмотрена возможность создания одномерного электронного газа в МДП и гетероструктурах на профилированной поверхности полупроводника. Вычислены энергии квантовых уровней в такой системе. Оценена область напряжений на затворе, в которой система будет носить одномерный характер. Рассмотрена также степень анизотропии указанных структур при больших поверхностных концентрациях носителей, когда электронный газ является двумерным и занимает всю поверхность полупроводника.

Исследование электронных систем пониженной размерности привлекает в последнее время значительное внимание. Это обусловлено не только тем, что физические явления в таких системах обнаруживают много интересных особенностей, но и тем, что эти особенности перспективны для решения актуальных задач современной микроэлектроники. Наряду с очень интенсивным изучением двумерных систем [1] в последние годы предпринимался ряд попыток создания полупроводниковых структур с одномерным электронным газом (см., например, [2]). Для этой цели, как правило, используется литографическая техника высокого разрешения (электронная или рентгеновская литография), с помощью которой из двумерного электронного газа «вырезается» полоска шириной в сотни или тысячи ангстрем. Однако при такой ширине и не слишком высоком совершенстве боковой границы полоски наблюдать квантование движения носителей в данном направлении весьма затруднительно, и лишь некоторые данные по спектрам люминесценции [3, 4] свидетельствуют пока о возможности подобного квантования.¹

Мы обсудим другую, технологически более простую возможность реализации квазиодномерных электронных нитей.

Рассмотрим, например, полупроводниковую подложку, поверхность которой отклонена на некоторый угол от основной кристаллографической плоскости. Такая вицинальная грань, как известно, не является плоской, а представляет собой совокупность кристаллических ступеней. Пусть теперь на указанной поверхности выращена обычная структура с двумерным электронным газом (МДП или гетероструктура) (рис. 1). Электрическое поле в такой профилированной структуре неоднородно, и рассматриваемая поверхность полупроводника неэквипотенциальна. Поэтому неоднородна и концентрация электронов в приповерхностном канале n_s . Как будет показано в дальнейшем, она максимальна у выступов и минимальна у впадин поверхности. Это приведет к анизотропии проводимости поверхностного канала: проводимость вдоль поверхностных террас $\sigma_{||}$ будет больше, чем в перпендикулярном направлении σ_{\perp} . В гетероструктурах GaAs—AlGaAs с модулированным легированием подобная ани-

¹ Интересно отметить, что успехи в создании трехмерно-квантованных, «нульмерных» электронных систем более значительны. На микрокристаллах CuCl и CdS в диэлектрической матрице квантовые эффекты наблюдаются весьма уверенно [5, 6].

зотропия действительно наблюдалась в [7-10]. При уменьшении напряжения на затворе МДП структуры или соответствующем изменении параметров гетероструктуры, уменьшающем n_s , анизотропия будет расти. Она достигнет максимальной величины в том случае, когда электронный газ сохранится лишь в виде тонких ниточек вдоль выступов на поверхности. Если эти выступы представляют собой резкие (атомного масштаба) ступеньки, то движение электронов будет резко ограничено (и потому квантовано) по двум координатам, т. е. будет иметь место одномерный электронный газ (1-МЭГ).

Перейдем к более подробному исследованию вопроса. Рассмотрим одиночный идеально резкий выступ поверхности с углом α (см. вставку на рис. 1). Если характерная область локализации 1-МЭГ (толщина нити), которая, как будет показано далее, имеет порядок $l_0 \equiv (\hbar^2/meE)^{1/2}$, меньше толщины диэлектрика в МДП структуре или нелегированной широкозонной прослойки в гетероструктуре, а линейная концентрация 1-МЭГ $v \ll El_0/e$, то электрическое поле E

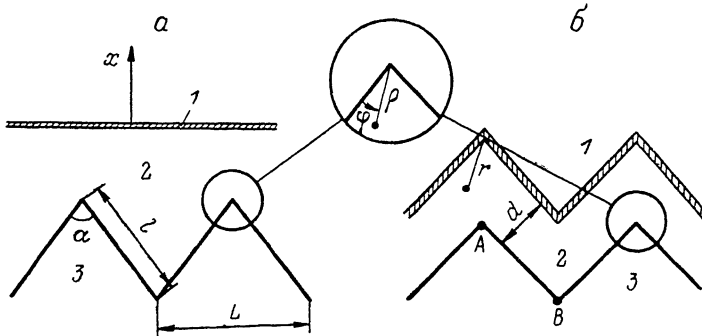


Рис. 1. Две возможные конфигурации МДП структур на профилированной поверхности полупроводника.

1 — металл, 2 — диэлектрик, 3 — полупроводник. На вставке укрупненно показан участок, на котором формируется одномерный электронный газ.

в области 1-МЭГ можно считать постоянным и для симметричного выступа направленного по его биссектрисе (ось x). При этом уровни энергии 1-МЭГ будут определяться из уравнения Шредингера с потенциалом eEx , решать которое мы будем с нулевыми граничными условиями на сторонах угла. Эти условия справедливы при наличии высокого потенциального барьера на границе полупроводника и потому хорошо описывают МДП структуру, а в гетероструктуре пригодны для описания низших квантовых уровней, энергии которых существенно меньше разрыва зон на гетерогранице.

Уравнение Шредингера удобно решать в полярных координатах (ρ, φ) с центром в вершине выступа и $0 \leq \varphi \leq \alpha$. Задача существенно упростится, если приближенно заменить потенциал eEx на $eE\rho$, который совпадает с истинным вблизи биссектрисы угла и отличается от него вблизи сторон, где амплитуда волновой функции мала, а потому невелико и различие в энергии состояния ϵ . Угловая зависимость волновых функций имеет вид $\sin(\pi n\varphi/\alpha)$ ($n=1, 2, 3, \dots$), а радиальная часть уравнения Шредингера сводится к виду

$$\rho^2 \frac{d^2\psi}{d\rho^2} + \rho \frac{d\psi}{d\rho} - \left(\frac{2m}{\hbar^2} eE\rho^3 + \frac{\pi^2 n^2}{\alpha^2} - \frac{2m}{\hbar^2} \epsilon \rho^2 \right) \psi = 0, \quad \psi(0) = \psi(\infty) = 0. \quad (1)$$

Если в (1) перейти к безразмерным переменным, то легко видеть, что, как и в одномерной треугольной яме, роль характерной длины играет $l_0 = (\hbar^2/meE)^{1/2}$, а характерной энергии — $\epsilon_0 \equiv (eE\hbar)^{2/3}/m^{1/3}$.

Выразить решение (1) через известные функции нам не удалось. Для получения приближенных аналитических выражений для энергии уровней используем вариационный метод. Введем радиальное квантовое число $l=0, 1, 2, \dots$, равное числу узлов волновой функции, и для двух низших значений l будем брать пробные функции ψ_{ln} в виде

$$\psi_{ln} = \sqrt{\frac{8}{3}} \beta^2 \rho \exp(-\beta\rho), \quad (2)$$

$$\psi_{1n} = \sqrt{\frac{32}{3}} \beta^{3/2} \rho \left(1 - \frac{\beta \rho}{2}\right) \exp(-\beta \rho) \quad (3)$$

(β — вариационный параметр). Приведенные функции взаимно ортогональны и удовлетворяют условию нормировки, которое в случае гамильтониана (1) имеет вид $\int_0^\infty \psi^2 \rho d\rho = 1$. Определенные с их помощью энергии уровней равны

$$\varepsilon_{0n} = \varepsilon_0 \left[9 \left(\frac{1}{2} + \frac{\pi^2 n^2}{\alpha^2} \right) \right]^{1/3}, \quad (4)$$

$$\varepsilon_{1n} = \frac{3}{2} \varepsilon_0 \left[9 \left(1 + \frac{\pi^2 n^2}{\alpha^2} \right) \right]^{1/3}. \quad (5)$$

На рис. 2 показаны зависимости трех низших уровней энергии от угла α .

Из полученных результатов следует, что уровни энергии 1-МЭГ определяются углом α и напряженностью поля вблизи выступа E . Чтобы эффекты квантования были существенны, указанная напряженность должна быть достаточно велика. Вместе с тем ее величина в МДП структурах на неплоской поверхности полупроводника может быть весьма различной. Если внешняя поверхность диэлектрика (металлический электрод) является гладкой (рис. 1, а), то E не

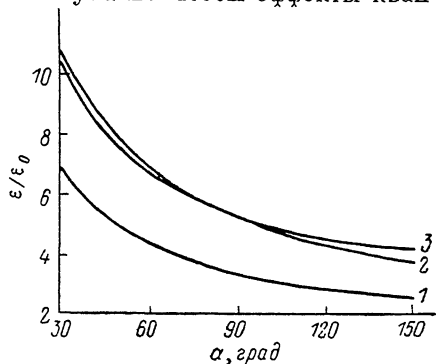


Рис. 2. Зависимость энергии трех низших уровней одномерного электронного газа от угла поверхностных ступенек.

1 — ε_{01} , 2 — ε_{02} , 3 — ε_{11} .

имеет особенностей и по порядку величины равно полю в однородной МДП структуре E_0 . Если же, однако, электрод параллелен ступенчатой поверхности полупроводника (рис. 1, б), то E будет аномально мало, что затрудняет наблюдение 1-МЭГ. Причина в том, что внутри двугранного угла α из заряженных металлических плоскостей E стремится к нулю вблизи вершины по закону $E \sim r^{\pi/\alpha-1}$ (r — расстояние от вершины) [11]. Поэтому в МДП структуре $E \sim \sim E_0 (d/w)^{\pi/\alpha-1}$, где w — толщина слоя обеднения.

Гетероструктуры с модулированным легированием во многом подобны МДП структурам типа приведенной на рис. 1, б. В них роль металла играет сильно легированный широкозонный полупроводник, а роль диэлектрика — нелегированная широкозонная прослойка («спейсер»). Поэтому для наблюдения 1-МЭГ предпочтительны гетероструктуры с более толстым спейсером.

До сих пор мы рассматривали поверхностную ступеньку как двугранный угол бесконечной протяженности. Реально же она обладает конечной высотой l (рис. 1). Очевидно, что для реализации 1-МЭГ эта высота должна заметно превосходить область пространственной локализации электронов, принадлежащих низшему квантовому уровню, т. е.

$$l \gg (\hbar^2/m_e E)^{1/3}. \quad (6)$$

Если это условие не выполняется, то ступенька не локализует электрон, а лишь изменяет спектр его движения вдоль поверхности. В частности, при периодическом расположении ступенек возникают известные эффекты поверхностной сверхрешетки [12].

Отметим, что эффекты 1-МЭГ должны наблюдаться лишь в узком диапазоне напряжений на затворе V_g , когда в 1-МЭГ у выступов поверхности уровень Ферми лежит между первым и вторым квантовыми уровнями, а на всей остальной площади электроны в приповерхностном канале отсутствуют. Оценим, в каком интервале V_g это имеет место.

Сформировавшийся одномерный канал можно рассматривать как проводящую нить с поперечными размерами $\sim l_0$, находящуюся на биссектрисе дву-

гранного угла, образованного проводящими плоскостями, на расстоянии d от них.² При $d \gg l_0$ емкость на единицу длины такой системы равна $\kappa [2 \ln (d/\gamma l_0)]^{-1}$, где κ — диэлектрическая проницаемость, а γ — численный множитель, точное значение которого зависит от угла α и от распределения заряда по сечению нити (т. е. от вида волновой функции ψ_{01}). Плотность состояний в 1-МЭГ $g(\varepsilon) = \sqrt{2m}/\pi\hbar\sqrt{\varepsilon}$, поэтому условие заполнения одного квантового уровня имеет вид

$$v < \frac{2}{\pi} \frac{\sqrt{2m\Delta}}{\hbar}, \quad (7)$$

где Δ — разность энергий двух низших уровней, а v — концентрация носителей на единицу длины. Так как в нашем случае $\Delta \sim 2\varepsilon_0$ [см. (4), (5)], то интервал напряжений на затворе, соответствующий наличию 1-МЭГ, составляет

$$\Delta V_g \approx \frac{8}{\pi} \frac{e}{\kappa l_0} \ln \left(\frac{d}{\gamma l_0} \right). \quad (8)$$

Для структуры на основе GaAs при $E=10^5$ В/см и $d=300 \text{ \AA}$ $\Delta V_g \approx 0.1$ В.

В гетероструктурах без управляющего электрода добиться требуемого для реализации 1-МЭГ положения уровня Ферми можно путем очень точного подбора параметров структуры (состава и уровня легирования широкозонного полупроводника, ширины спейсера и др.). Можно, однако, поступить иначе. На ступенчатой подложке выращивается гетероструктура, заведомо не содержащая инверсионного канала даже вблизи выступов, а далее строго дозированной подсветкой в ней создается 1-МЭГ.

При увеличении концентрации электронов у гетерограницы n_s в 1-МЭГ заполняется все больше уровней, проводящая ниточка расширяется, и, наконец, электронный газ заполнит всю границу, став из одномерного двумерным. Однако некоторая анизотропия проводимости при этом может сохраниться даже для предельно большой n_s , когда двумерный газ можно считать металлическим слоем, повторяющим форму гетерограницы. Оценим степень этой анизотропии.

Пусть граница представляет собой периодическое чередование ступенек вида приведенных на рис. 1. Тогда электрическое поле, а следовательно, и концентрация n_s вблизи выступа возрастают по закону $\sim \rho_A^{-\frac{\pi-\alpha}{2\pi-\alpha}}$ [11], а вблизи впадины, как уже отмечалось, стремятся к нулю по закону $\sim \rho_B^{\frac{\pi}{\alpha}-1}$ [здесь ρ_A и ρ_B отсчитываются соответственно от точек A и B (рис. 1, б)]. Проводимость вдоль ступенек σ_{\parallel} определяется параллельным соединением областей с различными n_s , и, поскольку отмеченная выше расходимость вблизи A является интегрируемой, σ_{\parallel} отличается от проводимости однородного канала σ_0 лишь поправкой $\sim d/L$ (L — период ступенек). Поперечная проводимость σ_{\perp} лимитируется участками с малой n_s вблизи впадин (точки B). Если $\alpha > \pi/2$, то σ_{\perp} также близка к σ_0 , и анизотропия практически отсутствует. Но если $\alpha \leq \pi/2$, то $\sigma_{\perp} \sim \left[\int dz/n_s(z) \right]^{-1}$ обращается в нуль. Это, разумеется, есть следствие идеализации задачи, заключающейся в предположениях об идеальной резкости ступеньки и о бесконечно малой толщине поверхностного канала. На самом деле выступы и впадины имеют некий малый радиус кривизны r_0 , а канал — конечную ширину $\sim l_0$. На большей из этих величин, которую мы обозначим через λ , и происходит обрезание расходящегося интеграла, определяющего σ_{\perp} . Таким образом,

$$\frac{\sigma_{\parallel}}{\sigma_{\perp}} \approx \begin{cases} 1, & \alpha > \frac{\pi}{2}, \\ 1 + \frac{d}{L} \ln \frac{d}{\lambda}, & \alpha = \frac{\pi}{2}, \\ 1 + \frac{d}{L} \left(\frac{d}{\lambda} \right)^{\frac{\pi}{\alpha}-2}, & \alpha < \frac{\pi}{2}, \end{cases} \quad (9)$$

² В гетероструктурах с тонким спейсером или вообще без него роль d играет ширина слоя обеднения в легированном широкозонном материале.

т. е. анизотропия проводимости при заполнении всей поверхности двумерным газом резко зависит от угла поверхностных ступенек.

В заключение отметим, что высотой поверхностных ступенек l , которая [см. (6)] определяет возможность локализации электронов, и углом поверхностных ступенек α , определяющим анизотропию двумерного электронного газа на профилированной поверхности, можно, вообще говоря, управлять путем ионного травления [13] и (или) автоэпитаксиального наращивания из молекулярных пучков [14].

Авторы признательны А. П. Сеничкину, привлечшему их внимание к данной проблеме.

Л и т е р а т у р а

- [1] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 415 с.
- [2] Cossard A. C. et al. — J. Cryst. Growth, 1987, v. 81, N 1-4, p. 101—105.
- [3] Sibert J. et al. — Appl. Phys. Lett., 1986, v. 49, N 19, p. 1276—1277.
- [4] Okamoto H. — Japan. J. Appl. Phys., 1987, v. 26, N 3, p. 315—330.
- [5] Екимов А. И., Онущенко А. А. — Письма ЖЭТФ, 1981, т. 34, в. 6, с. 363—366.
- [6] Екимов А. И., Онущенко А. А. — ФТП, 1982, т. 16, в. 7, с. 1215—1219.
- [7] Kuan T. S., Wang W. I., Mendez E. E., Esaki L. — Bull. Am. Phys. Soc., 1985, v. 30, N 3, p. 207.
- [8] Lin J. E., Tsui D. C. — Bull. Am. Phys. Soc., 1985, v. 30, N 3, p. 207.
- [9] Сеничкин А. П., Блюмина М. Г., Денисов А. А. — В кн.: Тез. докл. IV Всес. конф. «Физические процессы в полупроводниковых гетероструктурах». Минск. 1986, ч. 1, с. 50—51.
- [10] Radulescu D. C., Wicks G. W., Schaff W. J., Calawa A. R., Eastman L. F. — J. Appl. Phys., 1987, v. 61, N 6, p. 2301—2306.
- [11] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982. 620 с.
- [12] Волков В. А., Петров В. А., Сандомирский В. Б. — УФН, 1980, т. 181, в. 3, с. 423—440.
- [13] Dry Etching for Microelectronics / Ed. by R. A. Rowell. Amsterdam, 1984. 299 p.
- [14] Molecular Beam Epitaxy and Heterostructures / Ed. by L. L. Chang, K. Ploog. Dordrecht, 1985. 711 p.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 16.12.1987
Принята к печати 14.01.1988