

УДК 537.311.33

ПЛАНАРНАЯ ГЕТЕРОСТРУКТУРА ГРАФЕН–УЗКОЩЕЛЕВОЙ ПОЛУПРОВОДНИК–ГРАФЕН

П. В. Ратников, А. П. Силин

Исследована планарная гетероструктура, составленная из двух пленок графена, между которыми вставлена полоска узкощелевого полупроводника. Показано, что в случае, когда конусные точки зоны Бриллюэна графена расположены по энергии в запрещенной зоне узкощелевого полупроводника, парадокс Клейна отсутствует. Существует зависящая от угла падения область энергий, в которой возможно надбарьерное затухающее решение, тем самым такая гетероструктура является “фильтром”, пропускающим частицы в определенной области углов падения на потенциальный барьер. Обсуждается возможность применения такой гетероструктуры в качестве “ключа”.

Графен является двумерным бесщелевым полупроводником, а носители тока в нем – безмассовыми дираковскими фермионами [1]. Известно [2], что безмассовая релятивистская частица со спином $1/2$ обладает свойством киральности – характеризуется определенной проекцией спина на направление ее импульса. В случае графена речь идет о проекции псевдоспина на направление импульса, которая для электронов положительна, а для дырок отрицательна в окрестности K -точки зоны Бриллюэна [3], т.е. электрон является аналогом безмассового нейтрино с правой спиральностью, а дырки – с левой спиральностью, однако в окрестности K' -точки ситуация обратная: электроны обладают левой спиральностью, дырки – правой [4, 5]. Безмассовую релятивистскую частицу достаточно описывать одним спинором [6, 7], двухкомпонентной волновой функцией, что дает основание утверждать, что эффективный гамильтониан,

описывающий носители тока в графене в окрестности K -точки, является матричным 2×2 , а соответствующее уравнение является уравнением Вейля¹

$$u\vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{p}}\psi = E\psi, \quad (1)$$

где $u = 9.84 \cdot 10^7$ см/с – скорость Ферми, являющаяся аналогом кейновского матричного элемента скорости межзонных переходов в модели Дирака [9]; $\hat{\vec{p}} = -i\vec{\nabla}$ (здесь и далее $\hbar = 1$); $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y)$ – матрицы Паули. Закон дисперсии носителей тока в графене линеен по импульсу k

$$E = \pm uk. \quad (2)$$

Узкощелевой полупроводник описывается матричным 4×4 уравнением Дирака [10]:

$$\hat{H}_D \Psi = \{\bar{u}\vec{\alpha} \cdot \hat{\vec{p}} + \beta\Delta + V_0\} \Psi = E\Psi, \quad (3)$$

где Ψ – биспинор; $\bar{u}$ – кейновский матричный элемент скорости межзонных переходов; $\vec{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ \vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix}$ – α -матрицы Дирака, $\beta = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}$, I – единичная матрица 2×2 ; Δ – полуширина запрещенной зоны; V_0 есть разность работ выхода узкощелевого полупроводника и графена: $|V_0| < \Delta$.

Для совместного описания носителей тока в графене и узкощелевом полупроводнике необходимо ввести и для частицы в графене четырехкомпонентную волновую функцию – биспинор. Гамильтониан Дирака в этом случае есть

$$\hat{H}_D = \begin{pmatrix} 0 & u\vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{p}} \\ u\vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{p}} & 0 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Гамильтониан (4) эквивалентен гамильтониану, использованному в работе [8], с точностью до двух последовательно выполненных унитарных преобразований $\hat{U}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} I & I \\ I & -I \end{pmatrix}$ и $\hat{U}_1 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & \sigma_y \end{pmatrix}$ [11]. При этом в системе присутствуют как правовспиральные, так и левовспиральные безмассовые фермионы. Переходы между K - и K' -точками маловероятны, поэтому можно считать, что частицы сохраняют свойство киральности.

¹Рассмотренные по отдельности безмассовые фермионы в окрестностях K - и K' -точек подобны вейлевским (двухкомпонентным) нейтрино. Для их совместного описания используется уравнение Дирака [8]. Уравнение Дирака эквивалентно паре уравнений Вейля.

Удобно представить гамильтониан Дирака, описывающий носители тока во всей гетероструктуре (рис. 1(а)), в виде, где диагональные блоки содержат операторы импульса, выполнив унитарное преобразование $\hat{U}_2$,

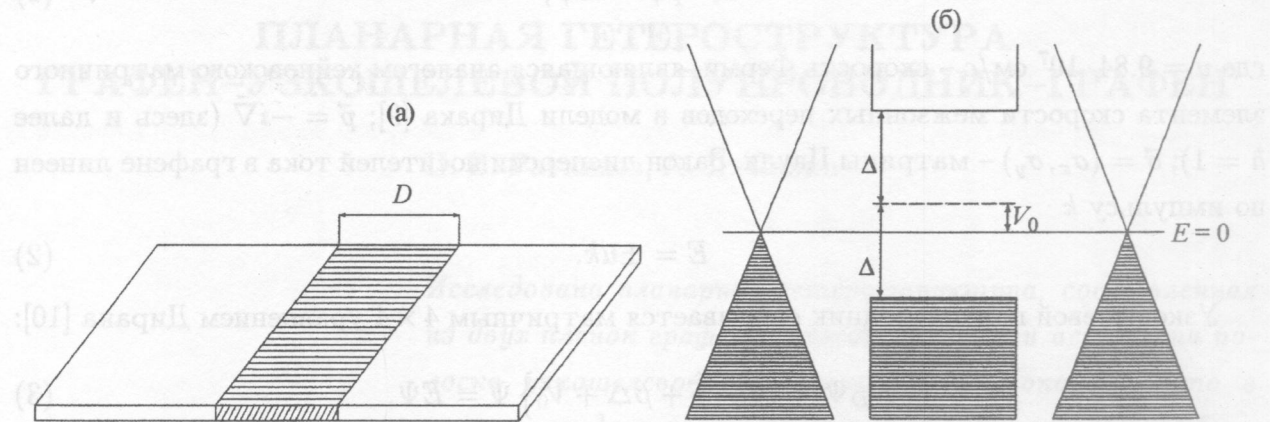


Рис. 1. Рассматриваемая планарная гетероструктура: (а) два слоя графена, между которыми вставлена полоска узкощелевого полупроводника ширины D (заштрихована); (б) зонная структура: положению конических точек зоны Бриллюэна графена соответствует уровень $E = 0$, запрещенная зона узкощелевого полупроводника $E_g = 2\Delta$, V_0 есть разность работ выхода графена и узкощелевого полупроводника; заштрихованы полностью заполненные валентные зоны.

$$\hat{H}'_D = \begin{pmatrix} u_i \vec{\sigma} \cdot \vec{p} + V_i & \Delta_i \\ \Delta_i & -u_i \vec{\sigma} \cdot \vec{p} + V_i \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где $u_1 = u_3 = u$, $V_1 = V_3 = 0$, $\Delta_1 = \Delta_3 = 0$ – параметры, относящиеся к графену; $u_2 = \bar{u}$, $V_2 = V_0$, $\Delta_2 = \Delta$ – параметры узкощелевого полупроводника (рис. 1(б)).

Для компонент биспинора, описывающего частицу в графене, выполняются равенства:

$$\begin{aligned} \psi_2 &= s\psi_1 e^{i\phi}, \\ \psi_4 &= -s\psi_3 e^{i\phi}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\phi = \arctg \frac{k_y}{k_x}$ – полярный угол вектора $\vec{k} = (k_x, k_y)$ – квазиимпульса носителей тока в графене (угол падения); $s = \text{sign} E$.

Для компонент биспинора, описывающего частицу в узкощелевом полупроводнике, выполняются равенства:

$$\psi_3 = \frac{E - V_0}{\Delta} \psi_1 - \frac{\bar{u}q_x - i\bar{u}k_y}{\Delta} \psi_2,$$

$$\psi_4 = -\frac{\bar{u}q_x + i\bar{u}k_y}{\Delta}\psi_1 + \frac{E - V_0}{\Delta}\psi_2, \quad (7)$$

где

$$\bar{u}^2 q_x^2 = (E - V_0)^2 - \Delta^2 - \bar{u}^2 k_y^2. \quad (8)$$

Решение ищем в трех областях: I) $x < 0$, II) $0 < x < D$, III) $x > D$ (D – ширина полоски узкощелевого полупроводника, рис. 1(a)), учитывая соотношения (6), (7) и предполагая, что в области II решение осциллирующее ($q_x^2 > 0$):

$$\Psi_I = \begin{pmatrix} c_1 \\ sc_1 e^{i\phi} \\ c_2 \\ -sc_2 e^{i\phi} \end{pmatrix} e^{i(k_x x + k_y y)} + \begin{pmatrix} rc_1 \\ -src_1 e^{-i\phi} \\ rc_2 \\ src_2 e^{-i\phi} \end{pmatrix} e^{i(-k_x x + k_y y)}, \quad (9)$$

$$\Psi_{II} = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_1 \frac{E - V_0}{\Delta} - a_2 \frac{\bar{u}q_x - i\bar{u}k_y}{\Delta} \\ -a_1 \frac{\bar{u}q_x + i\bar{u}k_y}{\Delta} + a_2 \frac{E - V_0}{\Delta} \end{pmatrix} e^{i(q_x x + k_y y)} + \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_1 \frac{E - V_0}{\Delta} + b_2 \frac{\bar{u}q_x + i\bar{u}k_y}{\Delta} \\ b_1 \frac{\bar{u}q_x - i\bar{u}k_y}{\Delta} + b_2 \frac{E - V_0}{\Delta} \end{pmatrix} e^{i(-q_x x + k_y y)}, \quad (10)$$

$$\Psi_{III} = \begin{pmatrix} tc_1 \\ stc_1 e^{i\phi} \\ tc_2 \\ -stc_2 e^{i\phi} \end{pmatrix} e^{i(k_x x + k_y y)}, \quad (11)$$

где r и t – коэффициенты отражения и прохождения, соответственно, [3]; $c_1, c_2, a_1, a_2, b_1, b_2$ – комплексные постоянные, определяемые из граничных условий².

Используя граничные условия [12, 13]

$$\sqrt{u(-)}\Psi(-) = \sqrt{u(+)}\Psi(+), \quad (12)$$

где величины, отмеченные знаком “(–)”, относятся к материалу, находящемуся слева от границы, а знаком “(+)” – справа от границы, получаем выражение для коэффициента

²Следует отметить, что для правоспиральных частиц в биспинорах Ψ_I и Ψ_{III} $c_2 = 0$, поскольку для биспинора Ψ_R , описывающего правоспиральную частицу, выполняется равенство $\frac{1 - i\gamma_5}{2}\Psi_R = \Psi_R$, где $\gamma_5 = i\beta$, а для левоспиральных частиц $c_1 = 0$ и $\frac{1 + i\gamma_5}{2}\Psi_L = \Psi_L$ [2]. Вследствие этого соответствующие компоненты Ψ_{II} равны нулю на границах раздела (для затухающего решения они равны нулю везде).

прохождения:

$$t = \frac{\cos \phi}{\cos \phi \cos(q_x D) + i \left(\operatorname{tg} \theta \sin \phi - s \frac{E - V_0}{\bar{u} q_x} \right) \sin(q_x D)} e^{-ik_x D}, \quad (13)$$

где $\operatorname{tg} \theta = \frac{k_y}{q_x}$. Выражение (13) соответствует осциллирующему решению в области II. Для того, чтобы получить коэффициент прохождения при экспоненциально затухающем решении в области II, следует сделать замену $q_x \rightarrow i\tilde{q}_x$, где $\bar{u}^2 \tilde{q}_x^2 = \Delta^2 + \bar{u}^2 k_y^2 - (E - V_0)^2$, причем $\tilde{q}_x^2 > 0$. Вероятности прохождения $T = |t|^2$ для двух типов решений в области II равны

$$T_{\text{осцил}} = \frac{\cos^2 \phi}{\cos^2 \phi \cos^2(q_x D) + \left(\operatorname{tg} \theta \sin \phi - s \frac{E - V_0}{\bar{u} q_x} \right)^2 \sin^2(q_x D)}, \quad (14)$$

$$T_{\text{затух}} = \frac{\cos^2 \phi}{\cos^2 \phi \operatorname{ch}^2(\tilde{q}_x D) + \left(\frac{k_y}{\tilde{q}_x} \sin \phi - s \frac{E - V_0}{\bar{u} \tilde{q}_x} \right)^2 \operatorname{sh}^2(\tilde{q}_x D)}. \quad (15)$$

Из формулы (14) видно, что при $q_x D = \pi N$, где N – целое число, $T_{\text{осцил}} = 1$, чему соответствуют максимумы вероятности прохождения на рис. 2 (а)–(г).

Как и следовало ожидать, для достаточно большой ширины полоски узкощелевого полупроводника $D \gg 1/|\tilde{q}_x|$ вероятность прохождения в случае затухающего решения в области II экспоненциально мала: $T_{\text{затух}} \sim e^{-2|\tilde{q}_x|D}$. Результат предельного перехода $\Delta \rightarrow 0$ в формуле (13) совпадает с коэффициентом прохождения t в работе [3].

Легко получить коэффициент отражения

$$r = -i \sin(q_x D) \frac{\cos(\phi - \theta) - s \frac{E - V_0}{\bar{u} k'}}{\cos \phi \cos \theta \cos(q_x D) + i \left(\sin \phi \sin \theta - s \frac{E - V_0}{\bar{u} k'} \right) \sin(q_x D)} \times \\ \times \frac{e^{-i\theta} + s e^{i\phi} \frac{E - V_0 + \Delta}{\bar{u} k'}}{e^{-i\theta} - s e^{-i\phi} \frac{E - V_0 + \Delta}{\bar{u} k'}}, \quad (16)$$

где $k' = \sqrt{q_x^2 + k_y^2}$. Предельный переход $\Delta \rightarrow 0$ в (16) осуществляется заменами $\frac{E - V_0}{\bar{u} k'} \rightarrow s'$, $\frac{E - V_0 + \Delta}{\bar{u} k'} \rightarrow s'$, $s' = \operatorname{sign}(E - V_0)$, результат совпадает с формулой (4) работы [3].

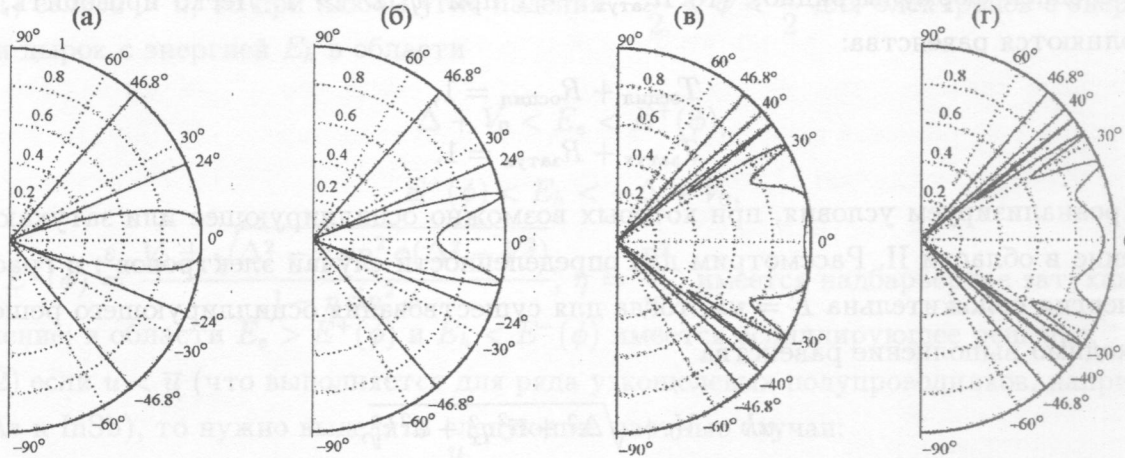


Рис. 2. Зависимость от угла падения вероятности прохождения электронов $T_{\text{осцил}}$ через прямоугольный потенциальный барьер, являющийся запрещенной зоной узкощелевого полупроводника GaAs с $\Delta = 705$ мэВ, $\bar{u} = \sqrt{\frac{\Delta}{m^*}} = 1.35 \cdot 10^8$ см/с, где $m^* = 0.068m_0$, m_0 – масса свободного электрона [15]. Разность работ выхода GaAs и графена предполагается положительной и равной $V_0 = 100$ мэВ. Отмечен угол $\phi_0 \approx 46.8^\circ$, соответствующий равенству $\sin \phi_0 = u/\bar{u}$. Рассматриваются два значения энергии, удовлетворяющие условию надбарьерного прохождения $E > \Delta + V_0$. При приближении угла падения к ϕ_1 верхняя граница области надбарьерного затухания сравнивается с энергией падающего электрона E , для $E = 1$ эВ $\phi_1 \approx 24^\circ$, для $E = 2$ эВ $\phi_1 \approx 40^\circ$: (а) $E = 1$ эВ, $D = 50$ Å; (б) $E = 1$ эВ, $D = 60$ Å; (в) $E = 2$ эВ, $D = 50$ Å; (г) $E = 2$ эВ, $D = 60$ Å.

Вероятности отражения $R = |r|^2$ для двух типов решений в области II есть

$$R_{\text{осцил}} = \frac{\left[\cos(\phi - \theta) - s \frac{E - V_0}{\bar{u}k'} \right]^2}{\cos^2 \phi \cos^2 \theta \operatorname{ctg}^2(q_x D) + \left(\sin \phi \sin \theta - s \frac{E - V_0}{\bar{u}k'} \right)^2} \times$$

$$\times \frac{1 + 2s \frac{E - V_0 + \Delta}{\bar{u}k'} \cos(\phi + \theta) + \frac{(E - V_0 + \Delta)^2}{\bar{u}^2 k'^2}}{1 - 2s \frac{E - V_0 + \Delta}{\bar{u}k'} \cos(\phi - \theta) + \frac{(E - V_0 + \Delta)^2}{\bar{u}^2 k'^2}}, \quad (17)$$

$$R_{\text{затух}} = \frac{\bar{u}^2 \tilde{q}_x^2 \cos^2 \phi + (\bar{u}k_y \sin \phi - s(E - V_0))^2}{\bar{u}^2 \tilde{q}_x^2 \cos^2 \phi \operatorname{cth}^2(\tilde{q}_x D) + (\bar{u}k_y \sin \phi - s(E - V_0))^2}, \quad (18)$$

из последней формулы видно, что $R_{\text{затух}} \rightarrow 1$ при $|\tilde{q}_x|D \gg 1$. Легко проверить, что выполняются равенства:

$$\begin{aligned} T_{\text{осцил}} + R_{\text{осцил}} &= 1, \\ T_{\text{затух}} + R_{\text{затух}} &= 1. \end{aligned} \quad (19)$$

Проанализируем условия, при которых возможно осциллирующее или затухающее решение в области II. Рассмотрим для определенности случай электронов³: в графене их энергия положительна $E = uk$, тогда для существования осциллирующего решения необходимо выполнение равенства

$$uk = V_0 + \sqrt{\Delta^2 + \bar{u}^2 q_x^2 + \bar{u}^2 k_y^2}, \quad (20)$$

которое выполнено при условии

$$uk - V_0 > \sqrt{\Delta^2 + \bar{u}^2 k_y^2}. \quad (21)$$

Наоборот, для существования затухающего решения⁴ необходимо

$$uk = V_0 + \sqrt{\Delta^2 - \bar{u}^2 \tilde{q}_x^2 + \bar{u}^2 k_y^2}, \quad (22)$$

что выполняется при условии пересечения дисперсионных кривых графена и узкощелевого полупроводника [14]

$$uk - V_0 < \sqrt{\Delta^2 + \bar{u}^2 k_y^2}. \quad (23)$$

Из последнего неравенства следует, что если конусная точка зоны Бриллюэна графена попадает по энергии в запрещенную зону узкощелевого полупроводника (туннелирование через потенциальный барьер, являющийся запрещенной зоной узкощелевого полупроводника), то решение в области II для электронов с энергией $E_e < V_0 + \Delta$ (аналогично для дырок с энергией $E_h > V_0 - \Delta$) всегда является затухающим.

Область импульсов, которой соответствует осциллирующее решение, определяется неравенством:

$$(u^2 - \bar{u}^2 \sin^2 \phi) k^2 - 2V_0 uk + V_0^2 - \Delta^2 > 0, \quad (24)$$

а обратное неравенство определяет область импульсов затухающего решения. Анализ неравенства (24) показывает следующее:

³Случай дырок эквивалентен случаю электронов с точностью до замены $E \rightarrow -E$ и $V_0 \rightarrow -V_0$.

⁴Затухающему решению также может соответствовать выражение со знаком минус перед корнем, если $V_0 > 0$ и значение корня меньше V_0 .

1) если $u > \bar{u}$, то при любом угле падения $-\frac{\pi}{2} < \phi < \frac{\pi}{2}$ для электронов с энергией E_e и дырок с энергией E_h в области

$$\Delta + V_0 < E_e < E^+(\phi),$$

$$E^-(\phi) < E_h < -\Delta + V_0, \quad (25)$$

где $E^\pm(\phi) = \frac{V_0 \pm \sqrt{\Delta^2 - \eta \sin^2 \phi (\Delta^2 - V_0^2)}}{1 - \eta \sin^2 \phi}$, $\eta = \frac{\bar{u}^2}{u^2}$, имеется надбарьерное затухающее решение; в области $E_e > E^+(\phi)$ и $E_h < E^-(\phi)$ имеется осциллирующее решение;

2) если $u < \bar{u}$ (что выполняется для ряда узкощелевых полупроводников, например, GaAs и InSb), то нужно выделять следующие частные случаи:

a) в области углов $|\sin \phi| < \frac{u}{\bar{u}}$ ситуация такая же, что и в случае 1);

b) в области углов $\frac{u}{\bar{u}} < |\sin \phi| < 1$ поведение частиц разное в зависимости от величины V_0 :

b*) если $\Delta \sqrt{1 - \frac{u^2}{\bar{u}^2}} < |V_0| < \Delta$, то для всех значений углов из этой области следует выделять подслучаи:

(i) для электронов при $V_0 > 0$ и для дырок при $V_0 < 0$ затухающее решение имеется при любом k (при любой энергии);

(ii) для электронов при $V_0 < 0$ и для дырок при $V_0 > 0$ есть интервал энергий над барьером – “окно прозрачности”, в котором имеется осциллирующее решение, а вне него – затухающее решение:

$$E_1(\phi) < E_e < E_2(\phi),$$

$$-E_2(\phi) < E_h < -E_1(\phi), \quad (26)$$

$$\text{где } E_{1,2}(\phi) = \frac{V_0 \mp \sqrt{\Delta^2 - \eta \sin^2 \phi (\Delta^2 - V_0^2)}}{\eta \sin^2 \phi - 1};$$

b**) если $|V_0| < \Delta \sqrt{1 - \frac{u^2}{\bar{u}^2}}$, то

(j) в области углов $\frac{u}{\bar{u}} < |\sin \phi| < \frac{u}{\bar{u}} \frac{\Delta}{\sqrt{\Delta^2 - V_0^2}}$ ситуация такая же, что и в случае b*);

(jj) в области углов $\frac{u}{\bar{u}} \frac{\Delta}{\sqrt{\Delta^2 - V_0^2}} < |\sin \phi| < 1$ имеется только затухающее решение при любом k .

В случаях (i) и (jj) потенциальный барьер проявляет себя как идеальный отражатель при достаточно больших углах падения, т.е. как “угловой фильтр”, пропускающий

частицы с углами падения, близкими к нормальному $\phi = 0$. При этом считается, что $|q_x|D \gg 1$, т.е. $T_{\text{затух}} \ll 1$. Столь необычная особенность прямоугольного потенциального барьера связана с тем обстоятельством, что “скорость света”, аналогом которой являются u и $\bar{u}$, разная в графене и узкощелевом полупроводнике [13]. Случай $u = \bar{u}$ следует относить к случаю 1), тогда область надбарьерного затухающего решения по энергии пропадает и частица ведет себя как обычная нерелятивистская частица: под барьером затухающее решение, над барьером – осциллирующее.

Отдельно рассмотрим случай, когда вместо узкощелевого полупроводника с ненулевой щелью имеется бесщелевой полупроводник, для которого $\bar{u} \neq u$, $V_0 \neq 0$ (при $\bar{u} = u$ этот случай совпадает с рассмотренным в [3]). Однако, в отличие от работы [3], есть ряд особенностей, отличающих случай $\bar{u} \neq u$. Вероятности прохождения для двух типов решений в бесщелевом полупроводнике даются выражениями (14) и (15) с той лишь разницей, что нужно сделать замену $E - V_0 \rightarrow s\bar{u}k'$. Проанализируем, какой имеется тип решения в бесщелевом полупроводнике, аналогично тому, как это сделано выше:

1) если $u > \bar{u}$, то при любом угле $-\frac{\pi}{2} < \phi < \frac{\pi}{2}$

а) для электронов при $V_0 < 0$ и для дырок при $V_0 > 0$ решение осциллирующее для любого k ;

б) для электронов при $V_0 > 0$ и для дырок при $V_0 < 0$ затухающее решение имеется в интервалах энергии:

$$E_0^+(\phi) < E_e < E_0^-(\phi),$$

$$E_0^-(\phi) < E_h < E_0^+(\phi), \quad (27)$$

где $E_0^\pm(\phi) = \frac{u}{u \pm \bar{u}|\sin \phi|} V_0$; а вне этих интервалов – осциллирующее решение. Если считать, как в [3], что V_0 – высота потенциального барьера, то имеется подбарьерное осциллирующее решение, что соответствует парадоксу Клейна;

2) если $u < \bar{u}$, то

а) для углов $|\sin \phi| < \frac{u}{\bar{u}}$, ситуация такая же, как в 1);

б) для углов $\frac{u}{\bar{u}} < |\sin \phi| < 1$ следует выделять два частных случая:

(i) для электронов при $V_0 < 0$ и для дырок при $V_0 > 0$ решение затухающее для любого k ;

(ii) для электронов при $V_0 > 0$ и для дырок при $V_0 < 0$ осциллирующее решение имеется в интервалах энергии (27), а вне – затухающее решение.

Наконец, рассмотрим частный случай $\Delta = 0$ и $V_0 = 0$ при $\bar{u} \neq u$:

1) если $u > \bar{u}$, то решение осциллирующее при любом угле $-\frac{\pi}{2} < \phi < \frac{\pi}{2}$ и при любой энергии, что соответствует парадоксу Клейна;

2) если $u < \bar{u}$, то при любой энергии решение осциллирующее при $|\sin \phi| < \frac{u}{\bar{u}}$, а при $|\sin \phi| > \frac{u}{\bar{u}}$ – затухающее решение.

В заключение отметим, что рассмотренная гетероструктура может использоваться как “ключ”: подавая напряжение на полосу узкощелевого полупроводника можно “включать” и “выключать” прохождение носителей тока через область II в зависимости от того, куда попадает по энергии коническая точка графена (в область осциллирующего или затухающего решения). Коническая точка графена смещается по энергии при приложении электрического поля F на величину $\sim eFd$, где d – расстояние от места приложения напряжения до полосы узкощелевого полупроводника. Электрическое поле считается достаточно слабым: $eFd < \Delta - |V_0|$, т.е. при заданном V_0 ток не течет. Поправка на электрическое поле приводит к смещению $\sim \frac{1}{2}eFD$ экстремумов зоны проводимости и валентной зоны узкощелевого полупроводника [16]. Приложение напряжения $-U_0$ к полоске узкощелевого полупроводника изменяет разность работ выхода узкощелевого полупроводника и графена $V'_0 = V_0 - U_0$ так, что протекание электронов становится возможным при $eFd > E^+(\phi)|_{V'_0}$. Для дырок условие протекания есть $eFd > |E^-(\phi)|$. Изменяя U_0 , можно добиться протекания либо электронов, либо дырок.

Возможна альтернативная схема “ключа”. За счет нулевой щели в графене можно электроны “накачивать” из подложки в зону проводимости или “вытеснять” электроны из графена, тем самым получая дырки в валентной зоне. Изменяя положение уровня Ферми E_F в одном из слоев графена, можно обеспечить протекание либо электронов при условии $eFd + E_F > E^+(\phi)$ ($E_F > 0$), либо дырок при $-eFd + E_F < E^-(\phi)$ ($E_F < 0$).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, et al., Nature **438**, 197 (2005).
- [2] С. Швебер, *Введение в релятивистскую квантовую теорию поля* (М., ИЛ, 1963).
- [3] M. I. Katsnelson, K. S. Novoselov, A. K. Geim, Nature Physics **2**, 620 (2006).
- [4] P. L. McEuen, M. Bockrath, D. H. Cobden, et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 5098 (1999).
- [5] A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres, et al., arXiv: 0709.1163v2. Submitted to Reviews of Modern Physics.
- [6] Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **32**, 405 (1957); Nucl. Phys. **3**, 127 (1957).
- [7] A. Salam, Nuovo Cim. **5**, 299 (1957).

- [8] T. Ando, J. Phys. Soc. Japan **74**, 777 (2005).
- [9] П.В. Ратников, А.П. Силин, Краткие сообщения по физике ФИАН, **35**(1), 46 (2008).
- [10] Б. А. Волков, Б. Г. Идлис, М. Ш. Усманов, УФН **65**, 799 (1995).
- [11] П. В. Ратников, Письма в ЖЭТФ **87**, 343 (2008).
- [12] А. П. Силин, С. В. Шубенков, ФТТ **40**, 1345 (1998).
- [13] А. В. Колесников, А. П. Силин, ЖЭТФ **109**, 2125 (1996).
- [14] A. V. Kolesnikov, R. Lipperheide, A. P. Silin, V. Wille, Europhys. Letters **43**, 331 (1998).
- [15] А. П. Силин, С. В. Шубенков, Краткие сообщения по физике ФИАН, No. 7-8, 9 (1996).
- [16] П. В. Ратников, А. П. Силин, Краткие сообщения по физике ФИАН, No. 11, 22 (2005).

Поступила в редакцию 29 мая 2008 г.