2D транспорт в топологическом изоляторе критической толщиныМахмудиан М.М.^{1,2}, Энтин М.В.^{1,2}¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-498

Теоретически изучается двумерный электронный транспорт в топологическом изоляторе HgTe с толщиной, близкой к критической, соответствующей инверсии зон. Неизбежные флуктуации толщины слоя приводят к разбиению образца на области с положительной и отрицательной щелью, на границе которых образуется сетка краевых состояний. Рассмотрение основывается на гамильтониане Волкова-Панкратова [1-4] со случайной щелью $\Delta(\mathbf{r})$

$$H = \begin{pmatrix} \Delta(\mathbf{r}) & v\sigma\mathbf{k} \\ v\sigma\mathbf{k} & -\Delta(\mathbf{r}) \end{pmatrix}, \quad \Delta(\mathbf{r}) = -\kappa(h(\mathbf{r}) - h_c), \quad \mathbf{r} = (x, y), \quad \mathbf{k} = (k_x, k_y),$$

где σ - матрицы Паули, $h(\mathbf{r})$ - толщина слоя HgTe, случайно зависящая от двумерной координаты $\mathbf{r}$, $\mathbf{k}$ - двумерный импульс.

Рис.1. – а) зависимость $h(\mathbf{r})$, б) разбиение образца на области обычного (ОИ) и топологического (ТИ) изоляторов, в) линии $\Delta(\mathbf{r}) = 0$, г) квадрат модуля волновой функции краевого состояния.

Рассматривается статическая проводимость двумерной системы при низкой температуре в ситуации, когда уровень Ферми лежит в запрещенной зоне. В такой ситуации краевые состояния, возникающие вблизи линий уровня $\Delta(\mathbf{r}) = 0$, являются единственными перезаряжаемыми состояниями. Проблема анализируется на основе теории протекания. В качестве параметра порядка выбрана величина ξ , определяемая через среднюю толщину $\bar{h}$ и средне-квадратичную флуктуацию толщины слоя δ : $4\xi(1-\xi) = \exp(-(\bar{h} - h_c)^2 / 2\delta^2)$. Когда $\xi \ll 1$, эта величина дает долю фазы ТИ в ОИ или наоборот. При этом краевые состояния образуют несвязанные замкнутые линии и глобальная проводимость исчезает. При $\bar{h} \rightarrow h_c$ ($\xi \rightarrow \xi_c = 0.5$) краевые состояния покрывают весь образец. В пренебрежение их перекрытием кондактанс образца флуктуирует между 0 и e^2/h . С учетом перекрытия проводимость большого образца перестает флуктуировать и оказывается порядка e^2/h . Наличие ширины краевого состояния слегка увеличивает долю малой фазы, на величину периметра всех кластеров (в расчете на единицу площади), умноженному на их типичную ширину $2\sqrt{\hbar v a / \kappa \delta}$. Это сдвигает переход к металлической проводимости по отношению к $\xi = \xi_c$, что дает оценку для перехода Андерсона $\xi_A = \xi_c \pm 2\sqrt{\hbar v / a \kappa \delta}$. В работе также изучена высокочастотная проводимость системы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 17-02-00837).

[1] M.M. Mahmoodian, M.V. Entin. *Phys. Stat. Solidi B*, 1800652 (2019).

[2] M.V. Entin, M.M. Mahmoodian, L.I. Magarill, *Europhys. Lett.* 118, 57002 (2017).

[3] M.M. Mahmoodian, L.I. Magarill, M.V. Entin, *J. Phys.: Condens. Matter* 29, 435303 (2017).