

Нелинейный транспорт в гетероструктурах и графене

С. А. Тарасенко

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия

Воздействие *переменного* электрического поля на свободные носители заряда, электроны или дырки, в структурах без центра пространственной инверсии может приводить к появлению *постоянного* электрического тока. Такие нелинейные транспортные явления в настоящее время обнаружены и широко исследуются в большом классе низкоразмерных систем и позволяют получать информацию о зонной структуре материалов и кинетике носителей заряда. В классической области частот, когда энергия кванта электромагнитного поля $\hbar\omega$ мала по сравнению со средней энергией носителей, генерацию постоянного тока переменным полем можно рассматривать как “эффект храповика” [1]. В области более высоких частот, в которой механизмы формирования тока основаны на оптических переходах между электронными состояниями, данные эффекты называют фотогальваническими [2, 3]. В лекции будут представлены результаты теоретического и экспериментального исследования нелинейного транспорта в полупроводниковых квантовых ямах, структурах металл-диэлектрик-полупроводник на поверхности кремния и в графене.

Эффект возникновения постоянного электрического тока под действием переменного поля наиболее легко пояснить на примере квантовой ямы n -типа с асимметричным относительно центра ямы профилем легирования, см. рис. 1. Будем предполагать, что на электроны в квантовой яме воздействует переменное электрическое поле

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E} \exp(-i\omega t) + \mathbf{E}^* \exp(+i\omega t), \quad (1)$$

которое имеет отличные от нуля компоненты в плоскости ямы \mathbf{E}_{\parallel} и вдоль нормали E_z , а подвижность электронного газа определяется рассеянием на примесях. Продольная компонента поля $\mathbf{E}_{\parallel}(t)$ индуцирует переменный электрический ток в плоскости ямы на частоте ω . Среднее по периоду значение силы $e\mathbf{E}_{\parallel}$, действующей на электроны, равно нулю, поэтому продольная компонента поля сама по себе не приводит к появлению постоянной составляющей у тока. Постоянный ток возникает за счет воздействия на электроны перпендикулярной компоненты электрического поля $E_z(t)$, которая осциллирует на той же частоте. Электрическая сила $eE_z(t)$ поочередно прижимает электроны к одному и другому интерфейсу, меняя тем самым распределение электронной плотности вдоль оси роста структуры, рис. 1(а). Поскольку примеси, определяющие подвижность электронного газа, расположены асимметрично

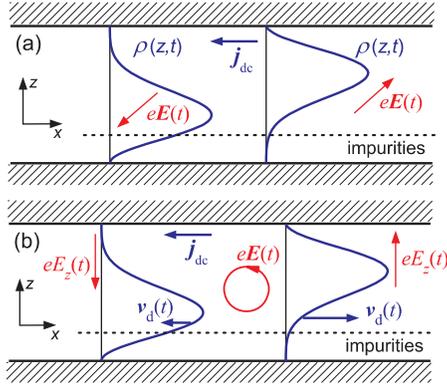


Рис. 1. Механизм генерации постоянного тока под действием переменного электрического поля (а) линейной поляризации, (б) циркулярной поляризации.

относительно центра квантовой ямы, временные осцилляции распределения электронной плотности приводят к осцилляциям подвижности электронов на частоте поля ω . В результате, когда продольная компонента поля вызывает дрейф электронов в плоскости ямы в одном направлении, их подвижность увеличивается, а когда $E_{\parallel}(t)$ вызывает дрейф частиц в противоположную сторону, подвижность уменьшается. Такая асимметрия дрейфа приводит к появлению среднего за период сдвига электронов в плоскости квантовой ямы, т.е. постоянного электрического тока j_{dc} . Постоянный ток в системе появляется и при циркулярной поляризации поля, см. рис. 1(б). В этом случае ток возникает за счет запаздывания дрейфовой скорости $v_d(t)$ относительно продольного поля $E_{\parallel}(t)$ при конечной частоте ω и меняет направление на противоположное при изменении знака циркулярной поляризации.

Расчет тока j_{dc} может быть выполнен в модели Друде. В рамках этого подхода зависимость дрейфовой скорости электронов от времени $v_d(t)$ находится из второго закона Ньютона

$$\frac{dv_d(t)}{dt} = \frac{eE_{\parallel}(t)}{m^*} - v_d(t)\gamma(t), \quad (2)$$

где m^* — эффективная масса электронов, $\gamma(t)$ — скорость релаксации дрейфовой скорости, которая зависит от времени за счет влияния поперечного поля $E_z(t)$ на распределение электронной плотности. В линейном режиме по поперечному электрическому полю зависимость $\gamma(t)$ от $E_z(t)$ имеет вид

$$\gamma(t) = 1/\tau_p + \zeta eE_z(t), \quad (3)$$

где τ_p — время релаксации скорости (импульса) электронов в отсутствие поперечного поля, ζ — параметр, описывающий степень асимметрии квантовой ямы. Поскольку $E_{\parallel}(t)$ и $E_z(t)$ осциллируют на одной и той же частоте ω , дрейфовая скорость $v_d(t)$ содержит вклады на нулевой и удвоенной частотах. Нулевая гармоника описывает постоянный ток, вторая гармоника — эффект удвоения частоты электромагнитного поля. Решая уравнение (2) во втором порядке по амплитуде электрического поля и умножая дрейфовую скорость на заряд e и концентрацию электронов N_e , находим окончательное выражение для постоянного тока [4]

$$j_{\text{dc}} = -N_e \frac{\zeta e^3 \tau_p^2}{m^*} \left[\frac{\mathbf{E}_{\parallel} E_z^* + \mathbf{E}_{\parallel}^* E_z}{1 + (\omega \tau_p)^2} + i \omega \tau_p \frac{\mathbf{E}_{\parallel} E_z^* - \mathbf{E}_{\parallel}^* E_z}{1 + (\omega \tau_p)^2} \right]. \quad (4)$$

Первое слагаемое в формуле (4) описывает ток, который может быть индуцирован линейно поляризованным полем и не зависит от знака циркулярной поляризации, второе слагаемое — электрический ток, меняющий направление на противоположное при смене знака циркулярной поляризации поля.

Теория Друде справедлива для низких частот электромагнитного поля. В области более высоких частот, когда энергия кванта становится сопоставимой со средней энергией электронов, расчет электрического тока удобно проводить методами квантовой механики, рассматривая внутриволновые оптические переходы в квантовой яме. В этом частотном диапазоне аналогом рассмотренного выше классического механизма формирования тока является механизм, связанный с виртуальными переходами через промежуточные состояния в других подзонах размерного квантования [5].

Замечательным проявлением нелинейного транспорта является возникновение долинных токов при возбуждении многодолинных систем электромагнитным полем. В структурах с несколькими долинами воздействие переменного электрического поля на свободные электроны может приводить к возникновению электронных потоков j_{ν} в отдельных долинах (ν — индекс долины), направления и величины которых зависят от поляризации поля. Полный электрический ток в структуре определяется векторной суммой однодолинных токов, $\mathbf{J} = \sum_{\nu} j_{\nu}$, и может быть равен нулю даже при генерации значительных токов в долинах. Такое распределение электронов в импульсном пространстве, не сопровождающееся переносом заряда, получило название чисто долинного тока [6]. В лекции будут рассмотрены долинные токи, индуцированные электромагнитным полем, в структурах металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) на поверхности кремния и графене.

В кремниевых структурах электронные состояния формируются шестью эквивалентными долинами, расположенными в точках Δ зоны Бриллюэна объ-

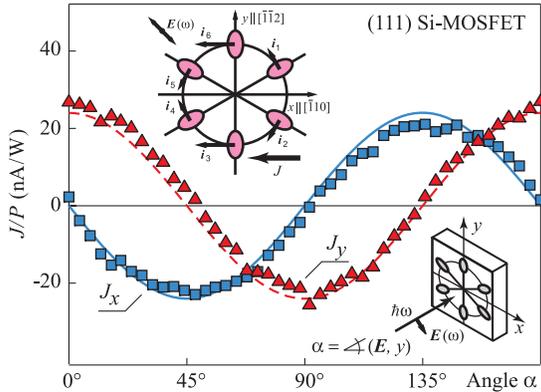


Рис. 2. Поляризационные зависимости компонент тока J_x и J_y в МДП структуре на поверхности кремния (111).

емного кристалла. Долины сохраняют эквивалентность в МДП структурах с кристаллографической ориентацией (111). Распределение долин в двумерном импульсном пространстве в таких системах проиллюстрировано на вставке к рис. 2. За счет анизотропии электронного спектра в долинах возбуждение МДП структуры n -типа электромагнитным полем, поляризованным в плоскости интерфейса, вызывает генерацию постоянных токов j_ν в каждой из шести долин [7]. При этом полный электрический ток \mathbf{J} исчезает для циркулярно поляризованной волны, но отличен от нуля для линейной поляризации. Компоненты электрического тока J_x и J_y , индуцированного линейно поляризованной волной, осциллируют при вращении плоскости поляризации света. Именно такая поляризационная зависимость наблюдается в эксперименте, см. рис. 2.

В графене — моноатомном слое углерода — центры долин расположены в точках K и K' двумерной зоны Бриллюэна. Возбуждение графена линейно поляризованной электромагнитной волной приводит к генерации токов в обеих долинах [8]. На микроскопическом уровне эффект возникновения токов j_K и $j_{K'}$ связан с тригональной гофрировкой электронного спектра в долинах. Направления токов j_K и $j_{K'}$ зависят от поляризации волны, но в идеальной структуре они всегда противоположны. Полный электрический ток в графеновых структурах может возникать за счет нарушения пространственной симметрии, например из-за искривления графена или наличия краев в образцах конечного размера [9].

Литература

- [1] P. Reimann, *Phys. Rep.* **361**, 57 (2002).
- [2] Б. И. Стурман, В. М. Фридкин, *Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления* (Наука, Москва, 1992).
- [3] E. L. Ivchenko and S. D. Ganichev, *Spin Photogalvanics in Spin Physics in Semiconductors*, ed. M. I. Dyakonov (Springer, Berlin, 2008).
- [4] S. A. Tarasenko, *Phys. Rev. B* **83**, 035313 (2011).
- [5] С. А. Тарасенко, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 216 (2007).
- [6] S. A. Tarasenko and E. L. Ivchenko, *Письма в ЖЭТФ* **81**, 292 (2005).
- [7] J. Karch, S. A. Tarasenko, E., L. Ivchenko *et al.*, *Phys. Rev. B* **83**, 121312(R) (2011).
- [8] L. E. Golub, S. A. Tarasenko, M. V. Entin, and L. I. Magarill, *Phys. Rev. B* **84**, 195408 (2011).
- [9] J. Karch, C. Drexler, P. Olbrich *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 276601 (2011).