Терагерцевые плазмонные фототоки в графеновых наноструктурах

Попов В.В.¹, Фатеев Д.В.^{1,2}¹ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Саратовский филиал, 410019, Саратов, ул. Зеленая, 38² Саратовский государственный университет, 410012, Саратов, ул. Астраханская, 83

DOI 10.34077/Semicond2019-356

В последние годы проводятся интенсивные исследования детектирования терагерцевого (ТГц) излучения в графеновых микроструктурах. Теория плазмонного детектирования ТГц излучения в графеновой микроструктуре была развита в работе [1], где был предсказан новый эффект плазмонного электрон-дырочного хrapовика, возникающий в графеновой структуре, содержащей участки с электронной и дырочной проводимостью. Исследование влияния взаимодействия различных плазмонных мод на детектирование ТГц излучения в графеновой структуре выполнено в работе [2].

В данной работе развита теория плазмонного детектирования ТГц излучения в периодической структуре с пространственно-неоднородным графеном вблизи дираковской точки. Рассматривается структура, в которой графен расположен на поверхности диэлектрического слоя (SiO_2) толщиной 300 нм. Диэлектрический слой расположен на идеально проводящей подложке. Графен отделен от двойного решеточного металлического затвора (ДРЗ) изолирующим слоем (Al_2O_3) толщиной 26 нм. Две различные подрешетки ДРЗ сдвинуты относительно друг друга в направлении периодичности структуры для создания асимметрии элементарной ячейки периодической структуры. Концентрация носителей заряда в различных областях графена может изменяться за счет подачи электрических потенциалов на ДРЗ и проводящую подложку. При этом различные области графена могут иметь как электронную, так и дырочную проводимость.

Рис.1. — Исследуемая структура

С использованием подхода теории возмущений [1] получено выражение для вычисления выпрямленного тока в графене:

$$j_0 = -\frac{|e^3|v_F^2}{2\hbar^2\pi\omega\gamma(\omega^2 + \gamma^2)} \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} \text{sgn}(e(x)) \text{Re} \left[\left(\omega - i\frac{\gamma}{2} \right) E_{x,\omega} \frac{\partial E_{x,\omega}^*}{\partial x} \right] dx, \quad (1)$$

где e – элементарный заряд ($e > 0$ для дырок и $e < 0$ для электронов), $v_F = 10^6$ м/с – скорость Ферми, γ – скорость рассеяния импульса носителей заряда, L – пространственный период структуры, $E_{x,\omega}(x)$ – комплексная амплитуда тангенциального электрического поля $E_x(x, t) = E_{x,\omega}(x) \exp(-i\omega t)$ в графене. Выражение (1) описывает два различных механизма плазмонного выпрямления в графене: дифференциальное плазмонное увлечение и плазмонный электрон-дырочный хrapовик [1].

Показано, что выпрямленный ток значительно возрастает при сильном обеднении одной из подзатворных областей графена (вблизи дираковской точки). Это происходит за счет накопления зарядов на границах обедненной подзатворной области, что приводит к росту электрического поля в графене и к росту его неоднородности.

[1] D.V. Fateev, K.V. Mashinsky, V.V. Popov, *Applied Physics Letters*, **110**, 061106 (2017).

[2] Д.В. Фатеев и др., *Физика и техника полупроводников*, **51**, 1552 (2017).