

Резонансное усиление медленных поверхностных плазмон-поляритонов посредством дрейфового тока

А.С. Кадочкин^{1,2,*}, С.Г. Моисеев¹, Е.П. Кицюк²

¹Ульяновский государственный университет, Ульяновск, 432017

²НПК «Технологический центр», Зеленоград, 124498

*E-mail: askadochkin@sv.ulsu.ru

DOI:10.31868/RFL.2024.137-138

Разработка плазмонных устройств сдерживается сильными омическими потерями поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) при распространении, что требует разработки эффективных методов усиления. Компенсация потерь может быть достигнута за счет введения оптического усиления в плазмонной системе [1,2], кроме того, был предложен альтернативный механизм усиления ППП, который включает передачу кинетической энергии от коллективного потока свободных электронов в графеновом слое, прилегающем к плазмонному волноводу, к поверхностной электромагнитной волне, которую поддерживает волновод [2–8]. Этот механизм не предполагает создания инверсии населенности посредством накачки. Размещение такого волновода в резонаторе может обеспечить положительную обратную связь, что обеспечит создание генератора на основе ППП (спазера).

Нами предлагается метод резонансного электрического усиления ППП в планарном резонаторе, содержащем графеновый слой (Рис. 1), при этом исследуются условия вывода усиливаемого поля из резонатора в плазмонный волновод, что позволяет использовать предложенный усилительный структура как часть схемы плазмонного генератора.

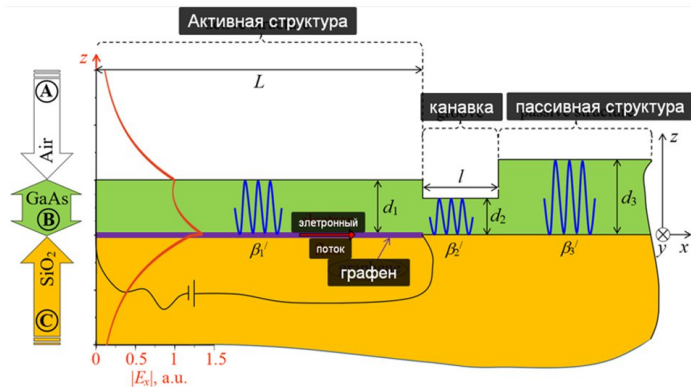


Рис. 1. Схема усилителя ППП с выводом излучения в планарный волновод.

Для указанной структуры методом конечных элементов выполнено математическое моделирование неустойчивости в системе «графен с дрейфовым током» с использованием гидродинамического подхода. Основу используемого подхода составляет система уравнений для безмассовых носителей заряда, состоящая из уравнения типа Навье-Стокса:

$$\frac{2 - \beta^2}{2(1 - \beta)} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{v_F^2}{2n} \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{\beta^2}{2(1 - \beta^2)} v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{v_F (1 - \beta^2)^{1/4}}{\sqrt{\pi} \hbar \sqrt{n}} e E_x + \frac{(v - v_0)(1 - \beta^2)^{1/4}}{\tau} \sqrt{\frac{n_0}{n}} = 0,$$

уравнения непрерывности

$$\frac{\partial n(r,t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} [n(r,t)v(r,t)] = 0$$

и уравнений для электрического и магнитного поля:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t},$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -e(j - j_0)\delta(z)\hat{\mathbf{x}} + \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t},$$

где $\mathbf{E} = E_x\hat{\mathbf{x}} + E_z\hat{\mathbf{z}}$, $\mathbf{H} = H_y\hat{\mathbf{y}}$, $-e(j - j_0)$ – флуктуации тока, n – поверхностная концентрация носителей заряда, v – скорость носителей заряда, v_F – скорость Ферми, $\beta = v/v_F$, $j_0 = n_0v_0$ – стационарные ток, концентрация и скорость носителей заряда, τ – время релаксации носителей заряда. Подобная система уравнений была использована в работе [9] при описании плазмонов Дьяконова–Шура в структуре типа полевого транзистора.

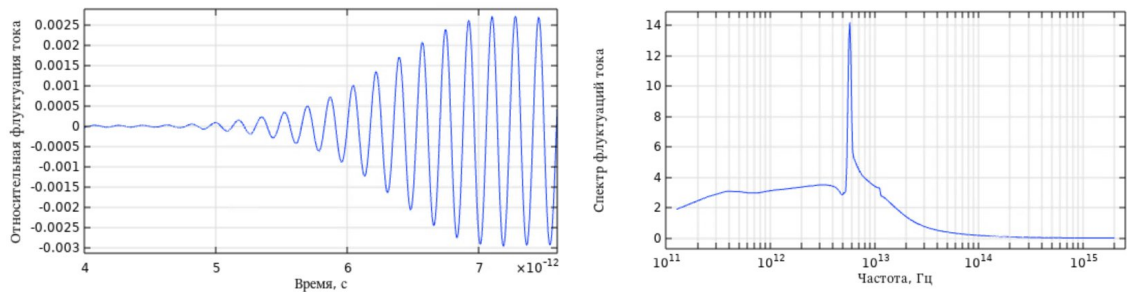


Рис. 2. Результаты моделирования, (а) – временная зависимость флуктуаций тока, (б) – спектр флуктуаций тока. Параметры, использованные при расчёте: $n_0 = 4.2 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$, $v_F = 1.5 \cdot 10^6 \text{ м/с}$, $v_0 = 1.3 \cdot 10^6 \text{ м/с}$, $\tau = 5 \text{ пс}$.

Прямой численный расчёт, выполненный методом конечных элементов, показывает, что в рассматриваемой системе вследствие развития токовой неустойчивости возникают плазменные колебания на частоте около 5.7 ТГц (Рис. 2). Следует отметить, что наблюдается насыщение амплитуды колебаний тока (Рис. 2(а), связанное с установлением баланса между усилением и потерями энергии за период обращения волны в резонаторной структуре (Рис. 1(а)). Также, на рисунке 2(б) наблюдается также вторая гармоника, естественным образом учитываемая нелинейным уравнением.

Работа поддержана Российским научным фондом, проект № 23-19-00880

Литература

- [1] G. A. Plotz, H. J. Simon, and J. M. Tucciarone, *J. Opt. Soc. Am.* **69**, 419–421 (1979)
- [2] A. N. Sudarkin and P. A. Demkovich, *Sov. Phys. Uspekhi* **34**, 764–766 (1989)
- [3] Y. S. Dadoenkova, S. G. Moiseev et al, *Ann. Phys.* **529**, 1700037 (2017)
- [4] I. O. Zolotovskii, Y. S. Dadoenkova et al, *Phys. Rev. A* **97**, 053828 (2018)
- [5] S. G. Moiseev, Y. S. Dadoenkova et al, *Ann. Phys.* **530**, 1800197 (2018)
- [6] D. Svintsov, *Phys. Rev. B* **100**, 195428 (2019)
- [7] T. A. Morgado, M. G. Silveirinha, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 219401 (2019)
- [8] T. A. Morgado, M. G. Silveirinha, *ACS Photonics* том, 1129–1136 (2021)
- [9] J. Crabb, X. Cantos-Roman et al, *Phys. Rev. B* **104**, 155440 (2021)