

Борис Рувінський¹, Марк Рувінський²

¹Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу,

²Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,
м. Івано-Франківськ, Україна

**ОПТИЧНА ПРОЗОРІСТЬ ДОПОВАНОГО ГРАФЕНУ У
ПОСТЛІНІЙНОМУ ВІДГУКУ**

В роботі [1] методом матриці густини визначено міжзонну провідність допованого графену з виходом за межі теорії лінійного відгуку. Отримані залежності міжзонного струму від частоти зовнішнього електричного поля, температури і хімпотенціалу графену. Підтверджено в загальних умовах важливу роль резонансного характеру міжзонних переходів в достатньо сильних електричних полях і при малих частотах, з'ясована в теорії Міщенко [2] для випадку нульових значень температури та енергії Фермі. Для допованого графену знайдено амплітуди насичення дисипативної і недисипативної частин міжзонного струму.

Проведемо узагальнення результатів роботи [2] з теорії оптичної прозорості від нульових значень температури і хімічного потенціалу до довільних значень θ і μ для допованого графену (θ – абсолютна температура в енергетичних одиницях).

Нехай падаюче електромагнітне випромінювання поширюється вздовж від'ємного напрямку осі z перпендикулярно до площини xu графену з лінійною поляризацією вздовж осі x . Електричне поле складається з падаючої E_0 і відбитої E_R хвиль при $z > 0$, і хвилі E_T , що пройшла через площину графену при $z < 0$:

$$E = \begin{cases} E_0 \cos(\omega t + \frac{\omega z}{c}) + E_R \cos(\omega t - \frac{\omega z}{c}), & z > 0 \\ E_T \cos(\omega t + \frac{\omega z}{c}). & z < 0 \end{cases} \quad (1)$$

Хвильове рівняння з двовимірним струмом у площині графену $z = 0$ має вигляд

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial j_d}{\partial t}, \quad (2)$$

де

$$j_d(z, t) = \frac{2\sigma_0 E_T \cos \omega t}{\sqrt{1 + \zeta_T^2 + 1}} G\left(\frac{\hbar\omega}{2}\right) \cdot \delta(z) \quad (3)$$

– дисипативна частина густини міжзонного струму [1],

множник
$$G\left(\frac{\hbar\omega}{2}\right) = \frac{\text{sh}(\hbar\omega / 2\theta)}{\text{ch}(\mu / \theta) + \text{ch}(\hbar\omega / 2\theta)}, \quad (4)$$

$\sigma_0 = e^2 / 4\hbar$, $\zeta_T = (euE_T / \hbar\omega\Gamma)$ у відповідності з електричним полем E_T у

площині графену.

Врахуємо граничні умови:

$$E_0 + E_R = E_T, \tag{5}$$

$$E_R - E_0 + E_T = -\frac{2\pi\alpha E_T}{\sqrt{1+\zeta_T^2+1}} G\left(\frac{\hbar\omega}{2}\right). \tag{6}$$

Отримано алгебраїчне рівняння для коефіцієнта трансмісії $T = (E_T^2 / E_0^2)$ в допованому графені ($\alpha = e^2 / \hbar c$ – стала тонкої структури)

$$1 + \frac{\pi\alpha G(\hbar\omega/2)}{1 + \sqrt{1+T \cdot I}} = \frac{1}{\sqrt{T}}, \tag{7}$$

яке визначає залежність T від ефективної інтенсивності $I = (euE_0 / \hbar\omega\Gamma)^2 \equiv \zeta_0^2$ падаючого випромінювання. З (7) випливає додаткова залежність через $G(\hbar\omega/2)$ оптичної прозорості T від частоти, температури і хімічного потенціалу (концентрації вільних носіїв заряду). Ефективна інтенсивність I суттєво залежить від частоти, як безпосередньо, так і через обернений час життя $\Gamma(\omega)$ електронів і дірок, який визначається механізмами розсіяння. Додаткова залежність струму насичення від $G(\hbar\omega/2)$ ускладнює встановлення однозначного зв'язку частотної залежності струму насичення і механізму розсіяння для допованого графену на відміну від випадку ідеально чистого графену при нульових значеннях температури та енергії Фермі.

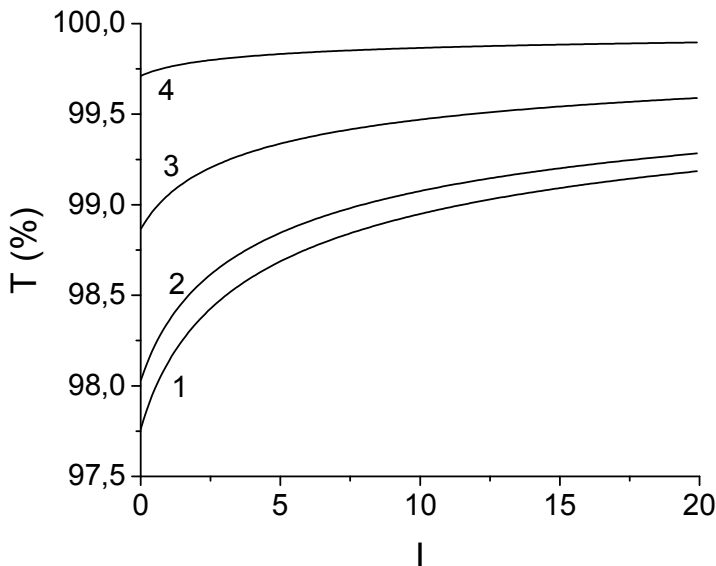


Рисунок 1 - Залежність коефіцієнта трансмісії T підвищеного графену від ефективної інтенсивності падаючого випромінювання I при температурі 300 К, $\hbar\omega = 0,3$ eV і хімічних потенціалах μ .

На рис. 1, 2 наведено графічні залежності коефіцієнтів трансмісії T від ефективної інтенсивності I падаючого випромінювання, розраховані на основі рівняння (7). Рис. 1 містить теоретичні криві $T(I)$ при фіксованій температурі 300К, $\hbar\omega = 0,3$ eV і різних значеннях хімічних потенціалів (з відповідними концентраціями вільних носіїв заряду n_0). Криві $T(I)$: 1 – $\mu = 0,01$ eV, $n_0 = 5,3 \cdot 10^{10}$ см⁻²; 2 – $\mu = 0,10$ eV, $n_0 = 8,9 \cdot 10^{11}$ см⁻²; 3 – $\mu = 0,15$ eV, $n_0 = 1,8 \cdot 10^{12}$ см⁻²; 4 – $\mu = 0,20$ eV, $n_0 = 3,1 \cdot 10^{12}$ см⁻².

На рис. 2 представлені залежності $T(I)$ при фіксованому хімічному потенціалі, $\hbar\omega$ і різних температурах. З ростом хімічного потенціалу і температури відбувається зростання коефіцієнта трансмісії. В усіх випадках прозорість підвішеного допованого графену визначається добутком сталої тонкої структури α і функції $G(\hbar\omega/2)$, набуваючи великих значень навіть при низьких інтенсивностях. Згідно [3], при $I \rightarrow 0$ спостерігається лінійна залежність $T(I)$ і досягається значення $T(0) = 97.7\%$. Із збільшенням інтенсивності, як і в [2], теоретично передбачається перехід у нелінійний режим, а потім досить повільна зміна $T \rightarrow 1$ відповідно до $T \approx 1 - (2\pi/\sqrt{I}) \cdot \alpha G(\hbar\omega/2)$ (для ідеально чистого графену [2] $G(\hbar\omega/2) = 1$). Поки ще не існує систематичних експериментальних досліджень нелінійних ефектів прозорості графену в достатньо сильних електричних полях і при низьких частотах.

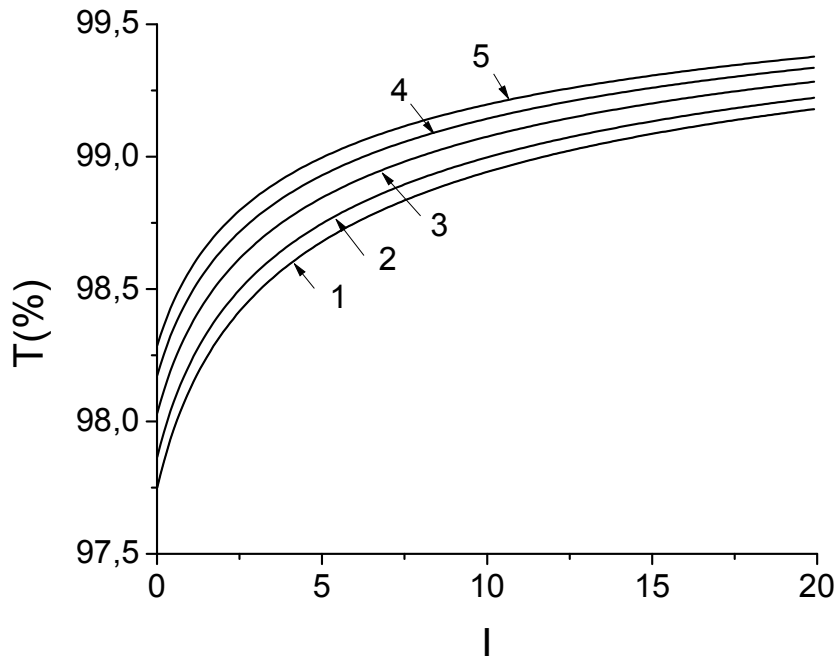


Рисунок 2 - Криві $T(I)$ при хімічному потенціалі $\mu = 0,10$ еВ, $\hbar\omega = 0,3$ еВ, температурах і концентраціях n_0 :

- 1 – 100 К, $n_0 = 7,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; 2 – 200 К, $n_0 = 8,1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$;
3 – 300 К, $n_0 = 8,9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; 4 – 400 К, $n_0 = 1,0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$;
5 – 500 К, $n_0 = 1,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

1. Б.М. Рувінський, М.А. Рувінський, Фізика і хімія твердого тіла **13**, 325 (2012).
2. E.G.Mishchenko, Phys.Rev.Lett. **103**, 246802 (2009).
3. R.R. Nair, P. Blake, A.N. Grigorenko *et al.*, Science **320**, 1308 (2008).