

ПЛАЗМОНИ В ГРАФЕНІ: ОГЛЯД ТА ПЕРСПЕКТИВИ ВИКОРИСТАННЯ

О.Ю. Семчук¹, О.О. Гаврилюк¹, А.І. Білюк², А.А. Білюк¹

¹Інститут хімії поверхні ім. О.О. Чуйка Національної академії наук України,
вул. Олега Мудрака, 17, Київ, 03164, e-пошта: aleksandr1950@meta.ua

²Вінницький національний аграрний університет, вул. Сонячна, 3, Вінниця, 21008

Завдяки унікальним електричним, механічним, тепловим та оптичним властивостям графен привернув великий інтерес після того, як він був відкритий у 2004 р. Його двовимірною природою та інші чудові властивості відповідають потребам поверхневих плазмонів та значно збагатили область плазмоніки. В роботі розглянуті останні досягнення та застосування графену в плазмоніці, включаючи теоретичні механізми, експериментальні спостереження та змістовні програми. Завдяки гнучкості та хорошему налаштуванню графен є перспективним плазмонним матеріалом як альтернатива благородним металам. Оптична трансформація, плазмонні метаматеріали, світлозбирчі на основі графену, тощо уже реалізовано в пристроях, які застосовуються в електроніці, оптиці, накопиченні енергії, ТГц технології тощо. Крім того, чудова біосумісність графена робить його перспективним кандидатом на застосування в біотехнології та медичній науці. Поверхневі плазмони в графені пропонують переконливий шлях до багатьох корисних фотонних технологій [1–3]. Як плазмонний матеріал, графен має кілька унікальних властивостей, наприклад, він проявляє чудову електрооптичну налаштуваність [4], кристалічну стабільність, велику оптичну нелінійність [5] і надзвичайно високу концентрацію електромагнітного поля [6]. Таким чином, нещодавні дослідження поверхневого плазмонного збудження в графені за допомогою розсіювання в ближньому полі інфрачервоного світла [7, 8] викликали великий інтерес. Тут повністю представлена оптична схема плазмонного зв'язку, якій притаманна перевага внутрішньої нелінійної оптичної реакції графена. Для генерації плазмонів застосовують імпульси видимого світла у вільному графеновому листі з використанням різниці частотного змішування хвиль, щоб відповідати як хвильовому вектору, так і енергії поверхневої хвилі. При ретельному контролі фази з умовами узгодження можна збудити поверхневі плазмони в графені з конкретним значенням хвильовим вектором і напрямком в широкому частотному діапазоні з високою фотонною ефективністю. Також в огляді обговорюються перспективи практичного використання графена у плазмоніці.

Ключові слова: графен, поверхневі плазмони, плазмоніка, орбіталь, поверхневий плазмонний резонанс, плазмонна частота, хвильовий вектор, безмасові ферміони Дірака, енергія Фермі, графенові метаматеріали.

ВСТУП

Про явище, пов'язане з плазмоном, вперше повідомив Вуд [1] ще у 1902 р., виходячи з аналізу результатів нерівномірного розподілу світла в спектрі дифракційної решітки. Однак він не зміг дати правдоподібного пояснення так званих аномалій Вуда. Приблизно через 40 років Фано [2] у 1941 р. теоретично відкрив, що аномалії Вуда накладалися на збуджені електромагнітні хвилі типу Зоммерфельда з великим тангенціальним імпульсом на металевій поверхні, який не може бути описаний в

Релеївській апроксимації [3]. Тим не менш, ці поверхневі хвилі виявились дуже сильно затухаючими в поперечному напрямку. З іншого боку, у 1879 р. Крукс [4] вперше повідомив про четвертий фундаментальний стан речовини з позитивними іонами та негативними електронами, і він назвав цей стан «променевою матерією». Потім Ленгмюр вивчав коливання в іонізованих газах і назвав іонізований стан речовини плазмою [5]. Згодом він і Тонкс [6] оголосили про ще один важливий результат – плазма підтримує коливання іонів і електронів, які утворюють дилатаційну хвилю електронної щільності. Ця хвиля еквівалентна хвилі Фано, яку можна трактувати як плазмові коливання, тобто плазмони, в одному з яких існує одна резонансна частота. На основі аналізу даних експериментальних і теоретичних робіт з вивчення характерних втрат енергії швидкими електронами при проходженні через фольгу, Пайнс і Бом припустили, що деякі з цих втрат енергії є наслідком збудження плазмону [7 – 10], і виявили, що резонансна частота плазмону в об'ємній плазмі становить $\omega_p = \sqrt{ne_0^2 / m\varepsilon_0}$, де ε_0 – діелектрична проникність вакууму, n та m – густина та маса електронів відповідно. З більш детальних чисельних розрахунків у 1957 р. Річі [11] знайшов аномальні втрати енергії, які відбувалися як на резонансній частоті плазмону, так і нижче її, коли електрон проходить через тонкі плівки, причина чого, як припускали, залежала від інтерфейсу матеріалів. Це припущення було швидко підтверджено експериментально Пауеллом і Суоном [12]. Резонансна частота плазмону, визначається відновлювальною силою, яка діє на мобільні заряди, коли вони зміщуються з положення рівноваги, наприклад, через ближнє проходження електрона [12, 13]. Стерн і Феррел вивчали плазмові коливання виродженого електронного газу, пов'язані з поверхнею матеріалу, і вперше назвали їх поверхневими плазмонами (ПП-SP) у 1960 р. [14]. Отже, ПП є колективними коливаннями заряду на поверхні плазмонних матеріалів. Через велику втрату енергії, плазмон всередині матеріалу сильно затухає, але, на щастя, він може поширюватися на досить велику відстань уздовж поверхні. З розвитком цієї галузі дослідники виявили, що ПП можуть бути збуджені в поєднанні з фотонами, електронами та фононами [15 – 19]. ПП можуть з'єднуватися з фотонами і утворюють складні частинки – поверхневі плазмон-поляритони (SPP-ППП). Теоретично, дисперсійне співвідношення між частотою та хвильовим вектором для PPP, що поширюються вздовж межі розділу напівнескінченного середовища, можна отримати з рівнянь Максвелла за відповідних граничних умов [20], нерадіаційним рішенням яких є дисперсія ПП: $k_{sp} = k_0 \sqrt{\varepsilon_m \varepsilon_d / (\varepsilon_m + \varepsilon_d)}$, де ε_m і ε_d – відносні діелектричні проникності середовища та діелектрика, k_0 – хвильовий вектор світла у вільному просторі. Слід зазначити, що PPP не можуть збуджуватися світлом в ідеальному напівнескінченному середовищі. Щоб збудити PPP, потрібен збіг деяких умов: узгоджувати хвильові вектори ПП і світла, де такі структури, як призма, топологічний дефект і періодичне гофрування можуть це добре зробити [21]. З дисперсійного співвідношення випливає, що k_{sp} може бути комплексним з додатною дійсною частиною, що відповідає за розповсюдження і від'ємною, яка відповідає за затухання. Для металевих матеріалів, ε_m може бути отримана

з моделі Друде: $\varepsilon_m = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + i\tau^{-1}\omega}$, де τ являє собою час релаксації електронів у металі

[22]. Вже відомо, що ПП дозволяють утримувати та контролювати енергію електромагнітних хвиль (ЕМХ) при субхвильових масштабах, і хвиля, збуджена коливаннями електронів, може поширюватися вздовж поверхні плазмонних матеріалів [21]. У зв'язку з електронами, фотонами або фононами, ПП мають перспективні застосування в техніці та прикладних науках [23 – 24]. Завдяки плазмоніці усувається багато вузьких місць, наприклад, у нанофотоніці [25, 26], метаматеріалах [27],

фотоелектричних пристроях [28], датчиках [29], тощо. Ці електромагнітні хвилі можуть збуджуватися в звичайних металевих матеріалах, таких як Au, Ag, Cu, Cr. Протягом тривалого часу Al, Mg вважалися найкращими плазмонними матеріалами. Однак ці благородні метали зазнають великих втрат енергії (наприклад, омичних втрат і випромінювальних втрат), крім того, ПП в металах мають погану налаштованість у фіксованій структурі чи в пристрої [30, 31]. Такі недоліки обмежують подальший розвиток плазмоніки і це стимулює пошук нових плазмонних матеріалів.

Революція в плазмонних матеріалах настає після відкриття графена Новосьоловим і Геймом у 2004 р. [32]. Електрони в графені поведуться як безмасові ферміони Дірака, що призводить до надзвичайних властивостей графена, наприклад, носії (як електрони, так і дірки) в графені мають надвисоку рухливість та велику довжину вільного пробігу тощо [33]. Завдяки двовимірній (2D) природі колективних збуджень, ПП збуджені в графені, обмежені набагато сильніше, ніж у звичайних благородних металах. Крім того, низькі втрати і ефективна локалізація хвиль до середніх інфрачервоних частот також призводять до того, що це є перспективна альтернатива в майбутньому застосуванні [34 – 39]. Найголовніша перевага графену полягає у можливості досить легкого збудження ПП, оскільки щільність носіїв у графені можна легко контролювати електричним стробуванням та легуванням [40 – 44]. Отже, графен може розглядатися як терагерцовий (ТГц) метаматеріал [41, 42, 45, 46] і його можна зручно застосовувати навіть для інкапсульованого пристрою, а також в інших пристроях, таких як гнучкі плазмонні хвилеводи [47,48], трансформаційні оптичні пристрої [43, 49] тощо. Ці досягнення демонструють набагато більше переваг у контролі ЕМ-хвилі порівняно зі звичайними металевими матеріалами. ПП в графені можуть бути пов'язані з фотонами, електронами або фононами. Вони утворює ПП з фотонами [39], а композитні частинки «плазмарон» з електронами [50]. Перший вже спостерігався в інфрачервоному діапазоні в режимі стоячої хвилі [51 – 53]. Ці результати експерименту підтвердили існування ПП у графені та дозволили зробити універсальний плазмонний пристрій на основі графена. Графен безперечно може посилити поглинання світла [54, 55] і світло може навіть повністю поглинатися в нанодиску масивної графенової структури за рахунок колективного ефекту графенових ПП [56]. А з іншого боку, графен може допомогти збудити ПП у звичайних металах (таких як Au) [45, 57, 58], що робить його перспективним плазмонним матеріалом. З використанням графену уже створені хвилевідні поляризатори [47, 59, 60] та хімічні/біологічні сенсори [61 – 63]. Цей огляд присвячений нещодавньому прогресу у графеновій плазмоніці. По-перше, розглядається механізм збудження графенових ПП. Підкреслимо, що існують три види форм зв'язку ПП з іншими квазічастинкам: фотонами, електронами і фононами. По-друге, порівнюються ПП у графені та звичайних плазмонних матеріалах. По-третє, деякі застосування графенової плазмоніки, такі як трансформаційна оптика, ТГц фотонний метаматеріал, хвилевідний поляризатор, тощо обговорюються. Наостанок зроблено висновок і описано перспективи майбутніх досліджень і застосування графенової плазмоніки.

ПОВЕРХНЕВІ ПЛАЗМОНИ В ГРАФЕНІ

На відміну від металевих плазмонних матеріалів, графен товщиною в один атом настільки тонкий (його товщина порядку 0.34 нм), що модель напівнескінченного інтерфейсу не може бути використана для опису його плазмонічних властивостей. Графен вважався нестійким і таким, що не може існувати через сильні термічні коливання 2D матеріалів на початку 19 століття [64, 65]. Однак зростання інтересу до графену відбулося після його успішного отримання механічним відшаруванням графіту та нанесенням його на кремнієву пластину товщиною 300 нм [32, 66]. Згодом плазмоніка на основі графену стає однією з найбільш захоплюючих дослідницьких тем. Щоб дослідити плазмони,

спричинені коливаннями електронів у графені, спочатку коротко розглянемо електронну структуру графену. Одношаровий графен це безщілинний напівпровідник, це моношар атомів вуглецю, упакованих у двовимірну стільникову решітку постійна якої сягає приблизно 0.142 нм, а три гібридизовані орбіталі sp^2 орієнтовані в площині x - y і мають взаємні кути 120° , що спричиняє утворення стільників із шести ковалентних зв'язків. Негібридизованої орбіталі $2p_z$ перпендикулярна до зав'язків [67], і як показано на рис. 1 а, в π -площині утворює x - y площину. Оскільки кожна з двох зон заповнена наполовину, π - p_z -орбіталь має один додатковий електрон. Тим не менш, наполовину заповнені зони в перехідних елементах зіграли важливу роль у фізиці сильно корельованих системи через їх міцний зв'язок і великі кулонівські енергії [33]. В підході «міцного зв'язку», коли $\hbar = 1$ енергію смуги з π -електронів можна виразити (закон дисперсії електронів в одношаровому чистому графені) наступним співвідношенням

$$E_{\pm}(\vec{k}) = \pm t \sqrt{3 + f(\vec{k})} - t' f(\vec{k}), \quad (1)$$

де $\vec{k}$ - хвильовий вектор електрона в графені, t та t' є стрибова енергія між найближчим сусідом і наступним сусідом, відповідно. Причому функція $f(k)$ може бути записана

наступним чином: $f(\vec{k}) = 2 \cos(\sqrt{3}k_x) + 4 \cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2}k_y a\right) \cos\left(\frac{3}{2}k_x a\right)$. На основі рівняння (1)

знайдено, що можуть існувати дві симетричні зони енергії, коли $t' = 0$, тоді як для $t' \neq 0$, електронно-діркова симетрія порушується, як показано на рис. 1 б. Кожен атом вуглецю робить свій внесок у рівняння (1), делегуючи туди π -електрон (цьому відповідає член E_+ з рівняння (1)) створюючи повністю заповнену валентну зону, яка називається π^* -зоною. Дві зони торкаються одна одної в точці Дірака, а смугова структура близька до Діракової точки, є конусоподібною, де дисперсію можна приблизно вважати лінійною при малому значенні хвильового вектора, як показано на збільшеному зображенні на рис. 1 б.

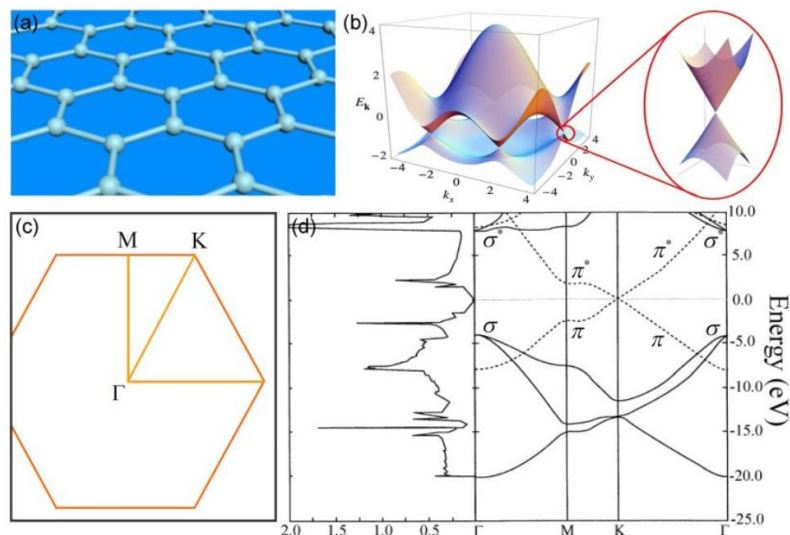


Рис. 1. (а) – Схематичне зображення молекули графену. (б) – Конічна зонна структура з нулевою забороненою зоною в точці Дірака, коли $t = 2.7$ eV і $t' = -0.2t$ [33].

(с) – схематична структура зони Бріллюена. (д) – Густина станів (стан/еВ) і дисперсійні співвідношення для π , π^* , σ та σ^* зон в моношарі графену при енергії Фермі $E_F = 0$ [68]

Однак, в ґратці все ще є π -електрони, які навряд чи можна описати в рамках моделі сильного зв'язку. Для того, щоб отримати більше інформації, використовують інші підходи. Зокрема, Тріклей та інші [68] отримали енергію Кона – Шема та густини станів моношарового графену (енергія Фермі $E_F = 0$) як показано на рис. 1c і 1d. Було показано що π, π^*, σ та σ^* смуги, дають можливість оцінити енергію стрибків електронів між собою, наприклад переходи $\pi \rightarrow \pi^*, \pi \rightarrow \sigma^*, \sigma \rightarrow \pi^*$ та $\sigma \rightarrow \sigma^*$. Зазначимо, що існують сингулярності Ван Хова в точці М зони Бріллюена з різницею енергій приблизно 5 еВ. Загалом, енергія переходу $\pi \rightarrow \pi^*$ становить від нуля до кількох електрон-вольт що майже відповідає всім ЕМ-хвилям, які представляють інтерес. Тим не менше, існують і інші переходи, наприклад $\pi \rightarrow \sigma^*, \sigma \rightarrow \pi^*, \sigma \rightarrow \sigma^*$ при більш високих енергіях. Слід зазначити, що інші фактори, які впливають на результати, такі як легування, топографія, тощо тут не розглядаються.

Для вільного графену (рівень Фермі E_F дорівнює енергії в точці Дірака) існує лише один із видів електронно-діркового збудження (міжзонного переходу) при низькій концентрації електронів в зоні провідності (π^* -зоні) коли вона повністю порожня, а валентна зона (π -зона) повністю заповнена. Тоді як для n/p легованого графену E_F буде далеко від точки Дірака, що може викликати інший вид електронно-діркового збудження: внутрішньосмуговий перехід. Взавши, як приклад, легований випадок, як показано на рис. 2 а, E_F знаходиться вище точки Дірака, π -зона повністю заповнена і електрони можуть знаходитися лише в π^* -зоні. Електрони, що знаходяться в нижній частині зони провідності і у верхній частині валентної зони можуть збуджуватися після поглинання певної кількості енергії та імпульсу. Потім ці збудження утворюють електрон-дірковий простір або одночастинкове збудження (single-particle excitation (SPE) - ОЧЗ) в просторі $(\vec{q}, \omega)$ для хвильового вектора $\vec{q} = \vec{k} - \vec{K}$, де $\vec{K}$ – точка Дірака в імпульсному просторі. Загалом, спектральна вага дозволених збуджень у спектрі ПП визначається спектральною функцією $S(\vec{q}, \omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \Pi(\vec{q}, \omega)$, де $\Pi(\vec{q}, \omega)$ – поляризаційна функція [69], як показано на рис. 2 б. Отже, внутрішньозонна (область I) і міжзонні (область II) переходи в n -легованому графені мають чітку межу в області ПП, і є дві інші області, де відбувається електронно-діркове збудження.

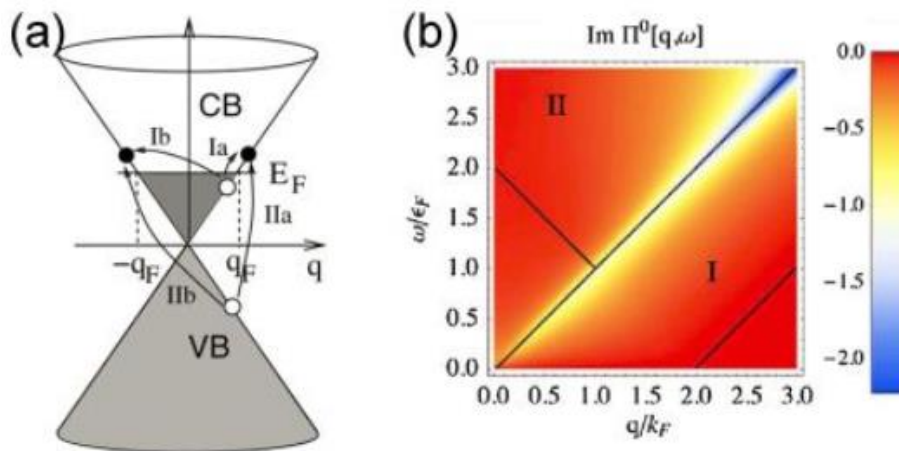


Рис. 2. Схема, що пояснює процес утворення ПП для n -легованого графену. (а) –можлива внутрішньосмугова частота переходу (I) всередині зони провідності та міжзонний перехід (II) між ними [67]

Графен є платформою для багатьох взаємодій, в якій носій заряду може взаємодіяти з іншими квазічастинками, такими як фотони, фонони та електрони. Коли енергія Фермі збігається з енергією точки Дірака, електрон-електронні та електрон-фононні взаємодії всередині квазіокремого графену були підтверджені фотоемісійною спектроскопією з високою роздільною здатністю [70]. Через вплив взаємодії багатьох тіл плазмоніка в графені стає дуже складною, але абсолютно барвистою.

Співвідношення дисперсії для ПП є дуже важливим для графенової плазмоніки, і численні досягнення були отримані як у теорії, так і в експерименті [34], наприклад напівкласична модель [71, 72], апроксимація випадкової фази (АВФ) [73, 74], апроксимація жорсткого зв'язку [75, 76], обчислення першого принципу [77], рівняння Дірака та модель континууму [78] та експерименти по спектроскопічних втратах енергії електронів (EELS). [77, 79], тощо. Серед них напівкласична модель і АВФ зазвичай використовуються в теоретичному аналізі, а EELS-метод дуже поширений для експериментальних досліджень.

Співвідношення енергія-імпульс для електронів у графені є лінійним у широкому діапазоні енергій, а не квадратичним, тому електрони здаються безмасовими релятивістськими частинками (ферміонами Дірака). Як і очікувалося, низька енергопровідність (< 3 eV) графену $\sigma(\omega, \mu, \Gamma, T)$ складається з двох частин: внутрішньозонної та міжзонної, ω – радіанна частота (частота в радіанах), μ – хімічний потенціал, Γ – феноменологічна швидкість розсіювання, яка не залежить від енергії E і температури T . У макроскопічному обсязі товщину надтонких графенових шарів можна розглядати як нескінченно тонку. Провідність графена може бути розрахована з формули Кубо [80]. Ігнорування впливу магнітного поля (без провідності Холла), приводить до наступного співвідношення [72, 80]

$$\sigma(\omega, \mu, \Gamma, T) = \frac{ie_0^2(\omega + i2\Gamma)}{\pi\hbar^2} \left[\frac{1}{(\omega + 2i\Gamma)^2} \int_0^\infty E \left(\frac{\partial f(E)}{\partial E} - \frac{\partial f(-E)}{\partial E} \right) dE - \int_0^\infty \frac{f(-E) - f(E)}{(\omega + 2i\Gamma)^2 - 4(E/\hbar)^2} dE \right], \quad (2)$$

де $f(E) = \{1 + \exp[(E - \mu)/k_B T]\}^{-1}$ – функція розподілу Фермі електронів у графені, $2\Gamma = \tau^{-1}$, де $\tau = \mu_m \mu / e v_F^2$ – час релаксації електронів у графені, μ_m – рухливість носіїв, $v_F \approx 10^6$ – швидкість Фермі.

Перший та другий члени в (2) відповідають внутрішньозонному процесу електрон-фононного розсіювання і міжзонним електронним переходам, відповідно, $\sigma = \sigma_{\text{inta}} - \sigma_{\text{inter}}$ [82]. Причому

$$\sigma_{\text{inta}} = i \frac{\varepsilon_9^2 T}{\pi\hbar^2(\omega + i\tau)} \left[\frac{\mu}{k_0 T} = 2 \ln(e^{\mu/k_0 T} + 1) \right], \quad (3)$$

Зазначимо, що коли $\mu \leq E_F$ і окрім того $\mu \approx E_F \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{k_0 T}{\mu} \right) \right]$ тоді $\frac{k_0 T}{\mu}$ досить мала величина. Хімічний потенціал графену також визначається щільністю носіїв, який виражається наступним виразом

$$n = \frac{2}{\pi\hbar v_F^2} \int_0^\infty E [f(E) - f(\mu)] dE. \quad (4)$$

Для високо легованого графену ($|\mu| \gg k_0 T$), $n \approx \frac{\mu^2}{\pi \hbar^2 v_F^2}$ і хімічний потенціал можна виразити як $\mu \approx E_F \approx \sqrt{\pi \hbar^2 v_F^2 n}$. У цьому випадку внутрішньозонний внесок в провідність графену має друді-подібну форму, тобто

$$\sigma_{\text{intra}} = i \frac{e_0^2}{\pi \hbar (\omega + i \tau^{-1})}. \quad (5)$$

Подібним чином міжзонний внесок провідності також має складну форму. Коли ($|\mu| \gg k_0 T$), його можна записати так [71, 83, 84]:

$$\sigma_{\text{inter}} = \frac{e_0^2}{4\hbar} \left[\theta(\hbar\omega - 2|\mu|) + \frac{1}{\pi} \ln \left| \frac{\hbar\omega - 2|\mu|}{\hbar\omega + 2|\mu|} \right| \right], \quad (6)$$

де $\theta(\hbar\omega - 2|\mu|)$ – ступінчаста функція. З цих виразів і дослідження оптичного поглинання графену [85], легко виявити, що внутрішньозонний внесок домінує в ТГц і далекому інфрачервоному діапазонах, а в ближньому інфрачервоному і видимому діапазонах, домінує міжсмуговий процес. У всякому разі, провідність графену має складну форму $\sigma = \sigma' + i\sigma''$.

Поведінку електромагнітної хвилі у графені можна детально описати функціями Гріна та рівнянням Максвелла [71, 82, 86]. Виявлено два види ЕМ поверхневих хвиль, які можуть поширюватися в графені: поперечні електричні (ТЕ, тобто p -поляризовані) і поперечні магнітні (ТМ, тобто s -поляризовані) поверхневі моди. Уявна частина провідності визначає, який тип режиму може підтримуватися. Для $\sigma' < 0$ та $\sigma'' > 0$ поверхневі ТЕ і ТМ хвилі підтримуються відповідно.

Ці результати також підтверджені теоретично [87]. У беззітненому наближенні ($\tau^{-1} = 0$) при нульовій температурі $k_B T / \mu = 0$, режими ТМ і ТЕ підтримується графеном, коли $0 < \hbar\omega / \mu < 1,667$ і $1,667 < \hbar\omega / \mu < 2$ відповідно, як показано на рис. 3 а. З чисельного моделювання, поглинання або розсіювання енергії випливає, що воно відбувається, якщо $\hbar\omega / \mu > 2$, де дійсна частина провідності $\sigma' > 0$ (тобто $\sigma'_{\text{inter}} > 0$ через те, що $\omega'_{\text{intra}} = 0$). Однак із підвищенням температури, як видно з рис. 3 б, точка біфуркації, де $\sigma'' = 0$ трохи зміщена при фіксованому хімічному потенціалі; дійсна частина σ' стає скінченною при $\hbar\omega / \mu > 2$ і викликає кінцеве затухання [87].

Крім того, для концентрації носіїв $10^{11} \sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$, можна також отримати, що мода ТМ знаходиться в ТГц і далеких інфрачервоних областях, а режим ТЕ розташовується в дальній і ближній інфрачервоній областях спектра. ПП моди ТМ і ТЕ в графені підсумовані в таблиці.

Таблиця. ТМ і ТЕ поверхневі плазмон у графені

Мода	σ''	Внесок	Частотна область	Затухання
ТМ	>0	Intraband	THZ, дальня інфрачервона	немає
ТЕ	<0	Interband	Дальня- і ближня інфрачервона	обмежене

Співвідношення для закону дисперсії ПП можна отримати з режиму нескінченного графена що лежить у площині розділу між двома різними середовищами, що характеризуються відносною проникністю і діелектричною проникністю, тобто (μ_r, ε_r) і (μ'_r, ε'_r) відповідно.

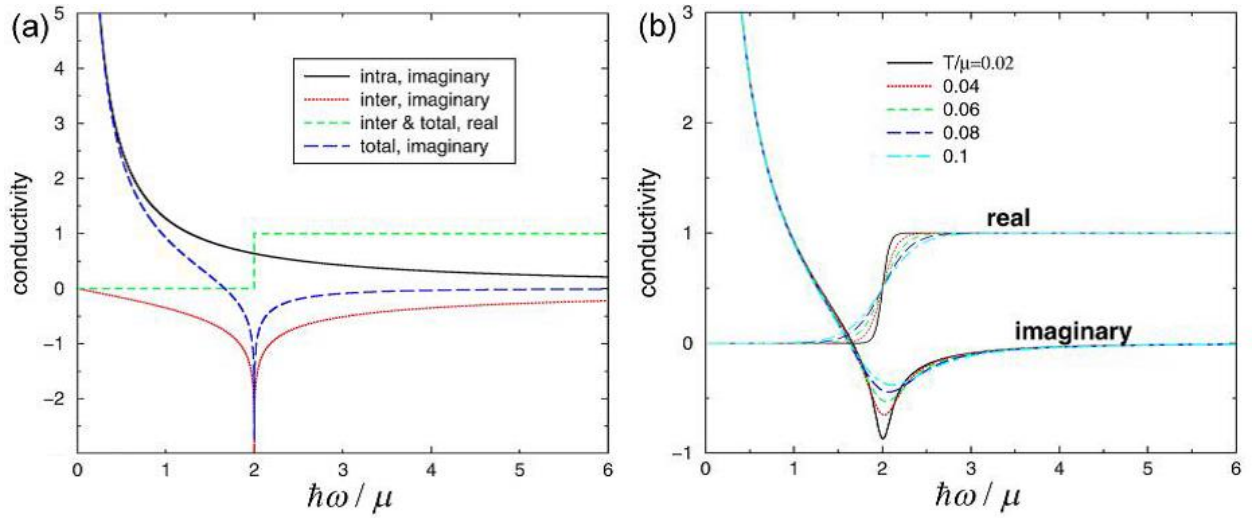


Рис. 3. Динамічна провідність (одиниця $e_0^2/4\hbar$) графенового шару як функція $\hbar\omega/\mu$ при нульовій температурі (а) і ненульовій температурі (б) [87].

Дисперсійне співвідношення для ТМ моди може бути записане у вигляді

$$\frac{\varepsilon_r}{\sqrt{k_{TM}^2 - \frac{\varepsilon_r \omega^2}{c^2}}} + \frac{\varepsilon'_r}{\sqrt{k_{TM}^2 - \frac{\varepsilon'_r \omega^2}{c^2}}} - \frac{i\sigma}{\omega\varepsilon_0} = 0. \quad (7)$$

Для вільного графена із співвідношення (7) можна знайти:

$$k_{TM} = k_0 \sqrt{1 - \left(\frac{2}{\sigma\eta_0} \right)^2}, \quad (8)$$

де $\eta_0 = \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$ – є власний імпеданс вільного простору.

Звичайно, з ТЕ модами можна працювати подібним чином, і результат для ізолизованого графена виражається як

$$k_{TE} = k_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\sigma\eta_0}{2} \right)^2}. \quad (9)$$

На практиці товщина графену Δ повинна враховуватися і може бути врахована введенням граничних умов під час розв'язування рівняння Максвелла. В результаті можна отримати ефективну діелектричну проникність графену $\varepsilon_0 = \varepsilon_0 + i\sigma/\omega\Delta$. Розглядаючи висикологований графен ($\varepsilon_r \neq 1, \varepsilon'_r \neq 1$), в якому домінує ТМ-мода, в електростатичному наближенні [39], отримаємо наступний аналітичний вираз для закону дисперсії поверхневих плазмонів: $k_{sp} = i\varepsilon_0(\varepsilon_r + 1)\omega/\sigma$. В наближенні $\mu = E_F, |\mu| \gg k_B T$ з [39] отримуємо

$$k_{sp} \approx \frac{\pi\hbar^2}{e_0^2} \varepsilon_0 (\varepsilon_r + 1) \omega (\omega + i\tau^{-1}) \quad (10)$$

і таким чином довжина хвилі поверхневого плазмона виражатиметься наступним співвідношенням:

$$\lambda_{sp} = \lambda_0 \alpha \frac{4E_F}{\hbar(\varepsilon_r + 1)(\omega + i\tau^{-1})}, \quad (11)$$

де $\alpha = \frac{1}{137}$ – постійна тонкої структури.

Ще в 1986 р. Хванг [73] та Вунч [74] в наближенні часу релаксації отримали теоретичні аналітичні вирази для 2D поляризованості $\Pi(q, \omega)$ та діелектричної функції $\varepsilon(q, \omega)$. В довгохвильовому наближенні ($q \rightarrow 0$) вони отримали наступний вираз

$$\omega_{sp}(q \rightarrow 0) = \omega_0 \sqrt{q}, \quad (12)$$

де $\omega_0 = \sqrt{g_s g_v E_F / 2\kappa}$, $g_s = 2$ і $g_v = 2$ [88], κ - діелектрична константа оберненої ґратки.

На рис. 4 наведено дисперсійні співвідношення для 2D електронного газу та результати експериментального дослідження за допомогою методу EELS

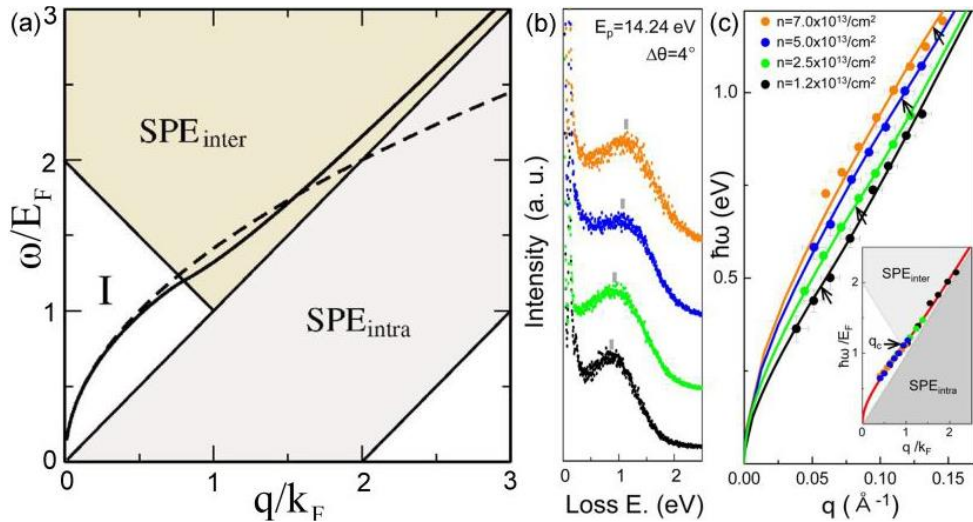


Рис. 4. (а) Дисперсійне співвідношення для 2D електронного газу (пунктирна лінія) і графену (суцільний лінія) за допомогою RPA порівняно з областю ОЧЗ, де $\kappa = 2.5$, $\gamma = 6.5$ eV і $n = 10^{12}$ см⁻² [73]. (b) і (c) EELS аналіз дисперсії моношарового графену, епітаксiально вирощеного на підкладці SiC при різній щільності носія з експериментів [79]

Після розгляду основних найважливіших властивостей поверхневих плазмонів в графені перейдемо до огляду практичного застосування плазмонічних властивостей графена.

ЗАСТОСУВАННЯ ГРАФЕНОВОЇ ПЛАЗМОНІКИ

Надзвичайні властивості поверхневих плазмонів у графені, плюс хороша гнучкість, стабільність і задовільна біосумісність роблять його гарним кандидатом для різноманітних застосувань, включаючи електроніку, оптику, ТГц технології, зберігання енергії, біотехнології, медицину тощо. Далі ми представимо кілька значущих застосувань графенової плазмоніки. Перш за все зупинимось на застосуванні плазмонічних властивостей графену в терагерцевих технологіях. На рис. 5 показано, як плазмонічні властивості графену можуть бути використані в терагерцевих технологіях. На рис. 5 а верхня панель показує міжсмугову інверсію заселеності шляхом стимульованого поглинання плазмонів і стимульованого випромінювання плазмонів; нижня панель показує поверхневе плазмонне поглинання для моношарового графену на основі різної підкладки з показниками заломлення $n_1 = 1.0$, $n_2 = 3.4$, $n_3 = 3.4 + 0.01i$, $n_4 = 3.4 + 0.05i$, $n_5 = 3.4 + 0.1i$ відповідно.

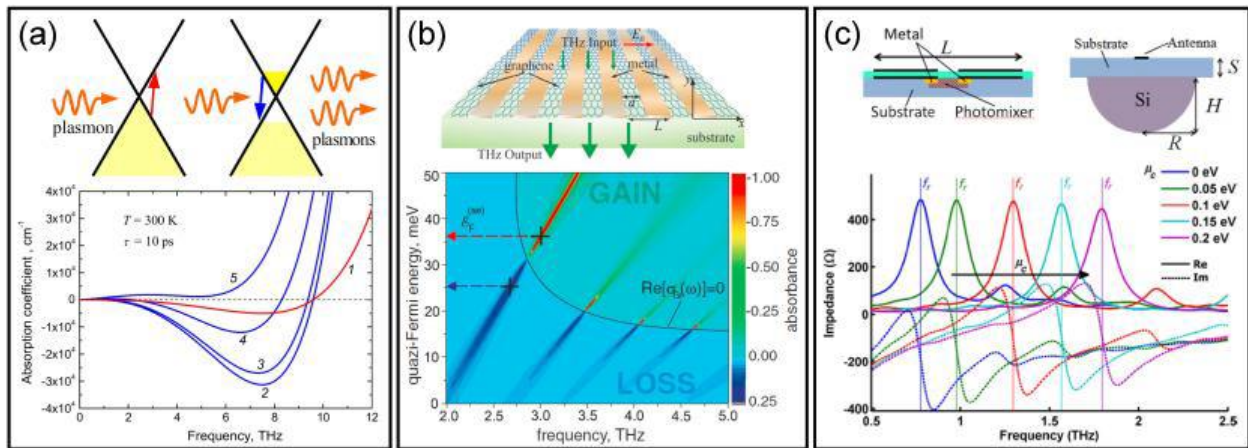


Рис. 5. (а) – Графеновий ТГц плазмонний підсилювач; (б) – Массив графенових резонансних мікро/нанопорожнин; (с) – Графенова дипольна плазмонічна антена

На рис. 5 б зображено площинний масив графенових резонансних мікро/нанопорожнин: на верхній панелі показано схему; нижня панель показує ситуацію з поглинанням хвилі ТГц на заданому рівні з параметрами $L = 4\mu\text{m}$, $a = 2\mu\text{m}$, $\tau = 1\text{ps}$, де позначені синьою та червоною стрілками енергії Фермі для максимального поглинання та плазмонної генерації на фундаментальний плазмонний резонанс відповідно [89]. На рис. 5 с зображено графенову плазмонічну антену: верхні панелі показують перехресний вид плазмонного графенового диполя антена (ліворуч) і структура, що включає силіконову лінзу для кращої спрямованості (праворуч); нижня панель показує дійсну та уявну частини вхідного опору, налаштованого на хімічний потенціал на терагерцових частотах. Кожне плече диполя являє собою набір з двох стопок графенових плям, розділених тонким шаром Al_2O_3 ($\epsilon_r = 9$), ширина антени складає 7 мкм при загальній довжині 11 мкм, два плеча диполя лежать на діелектричній підкладці з GaAs ($\epsilon_r = 12.9$) з фотозмішувачем товщиною 2 мкм між ними, інші параметри структури є наступними $S = 160$, $S = 160$, $H = 572$, $R = 547$ мкм та $\epsilon_r = 12.9$ відповідно [90].

Останнім часом викликають підвищений інтерес графенові плазмонічні метаматеріали (рис. 6). На відміну від звичайного електронного газу в електронному 2D газі в графеновому масиві мікрострічок [41], як показано на рис. 6 е, спостерігаються помітні піки поглинання в терагерцовому діапазоні при кімнатній температурі. На рис. 6 б і 6 с показано результати чисельного моделювання кілець Фано [45, 93], де два резонанси або провали виявляється в спектрах пропускання, поглинання та відбиття. Два резонанси відповідають дипольним резонансам, які обмежують ЕМ-хвилю у формі I (права панель на рис. 6 б), а провал між ними кільцями відповідає захопленій моді (зліва 6 б). Показано, що пропускна здатність композитної структури може бути вищою, ніж у метаматеріалів і графену [91]. Більше того поглинання та відбивання метаматеріалів також можна покращити за певних умов. Крім інфрачервоних частот, ця зміна може статися в іншій частині спектра. Наприклад, шар шестигранних металевих метаатомів, покритих одношаровим графеновим листом, може виконувати цю роботу в ТГц області частот [92], див. рис. 6 d.

Дуже перспективним видається застосування графену для плазмонного збирання світла. Відносно слабе світлопоглинання графену обмежило його застосування в якості фотодетектора і сонячного елемента (фотоелектричного). Цю проблему можна вирішити за допомогою локалізованих поверхневих плазмонів (ЛПП). Для цього можуть бути розроблені будь-які розривні графенові структури, і деякі з них демонструють високу

ефективність поглинання світла завдяки ЛПП. Масив мікро-/нанострічок в метаматеріалах є хорошими прикладами, де піки поглинання ТГц знайдені для входу (рис. 7).

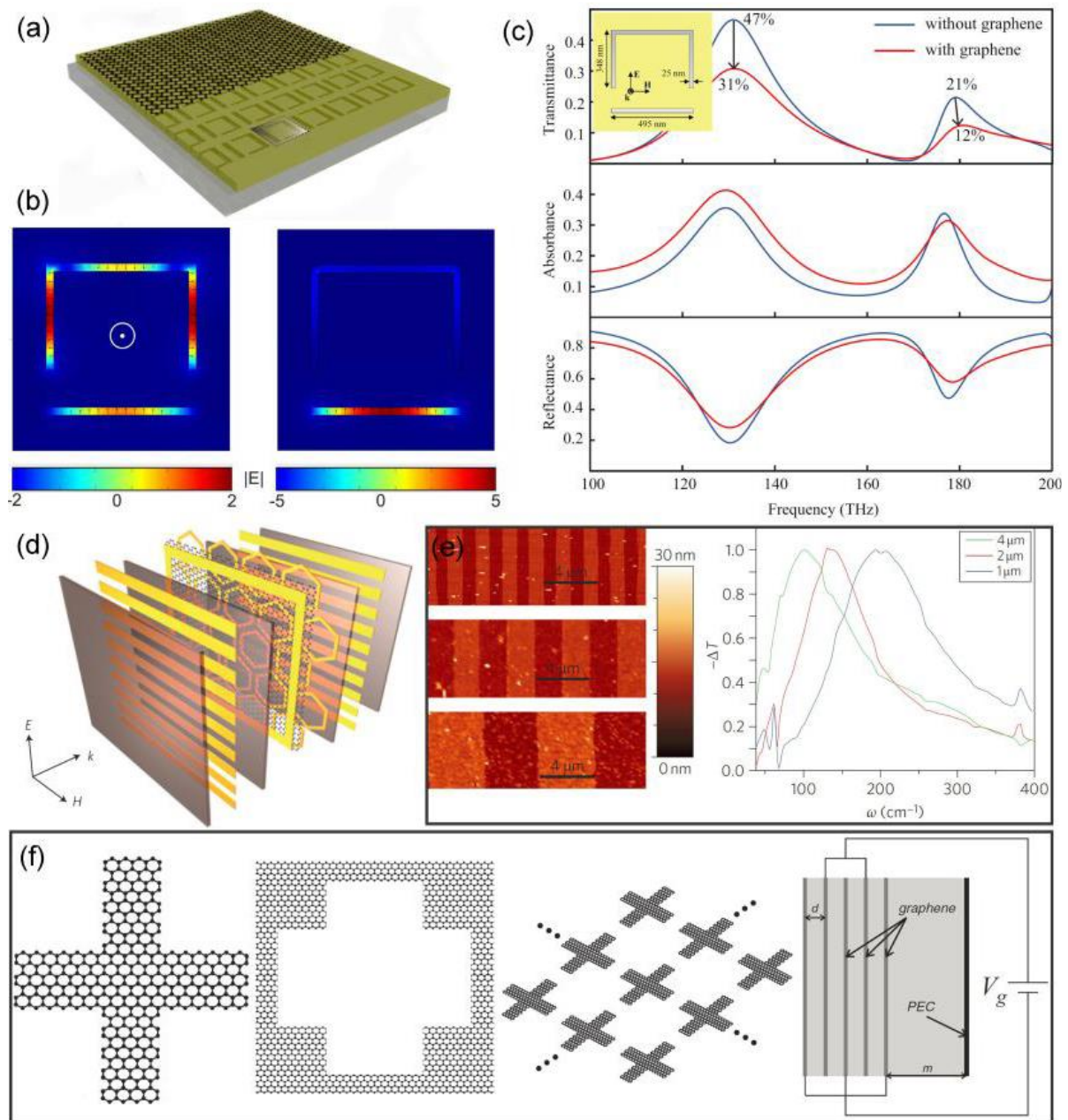


Рис.6. (a) – Асиметрично розщеплене кільце, виготовлене Au на основі мембрани Si_3N_4 , яка зверху покрита моношаром графену [45]. (b) – Змодельовані карти електричного поля (a) – на захопленій моді (ліворуч) і дипольному резонансі (справа) [45]. (c) – Змодельовані результати пропускання, поглинання та відбиття кільця Фано, покритого та без покриття графеном [93]. (d) – Схема активного графенового метаматеріалу, керованого затвором, що складається з моношарового графену на шарі гексагональних металевих метаатомів і контактує з електродами надзвичайної оптичної передачі [92]. (e) – плазмонні ТГц метаматеріали, виготовлені графеновими мікрострічками, структура яких показана АСМ зображення (ліворуч); (f) – періодична структурована форма та антиструктурована форма графену яка може бути складена як метаматеріал [94]

Масив мікро-нанострічок в метаматеріалах є хорошим прикладом, де піки поглинання в ТГц діапазоні пов'язані, з світлом, поляризованим перпендикулярно довжині стрічки [41]. Розмір і концентрація носіїв різко впливають на абсорбцію через зміну частоти плазмонного резонансу. Як правило, пік поглинання на вищих частотах має менший розмір структури. З теоретичних розрахунків виявлено, що деякі резонанси з'являються в спектр поглинання в частотних діапазонах від інфрачервоного до мікрохвильового [54, 95]. На рис. 7 наведено схему, що покращує поглинання світла в графеновому листі з періодичними масивами протиточок. Пунктирні лінії позначають спектри для моношару графену,

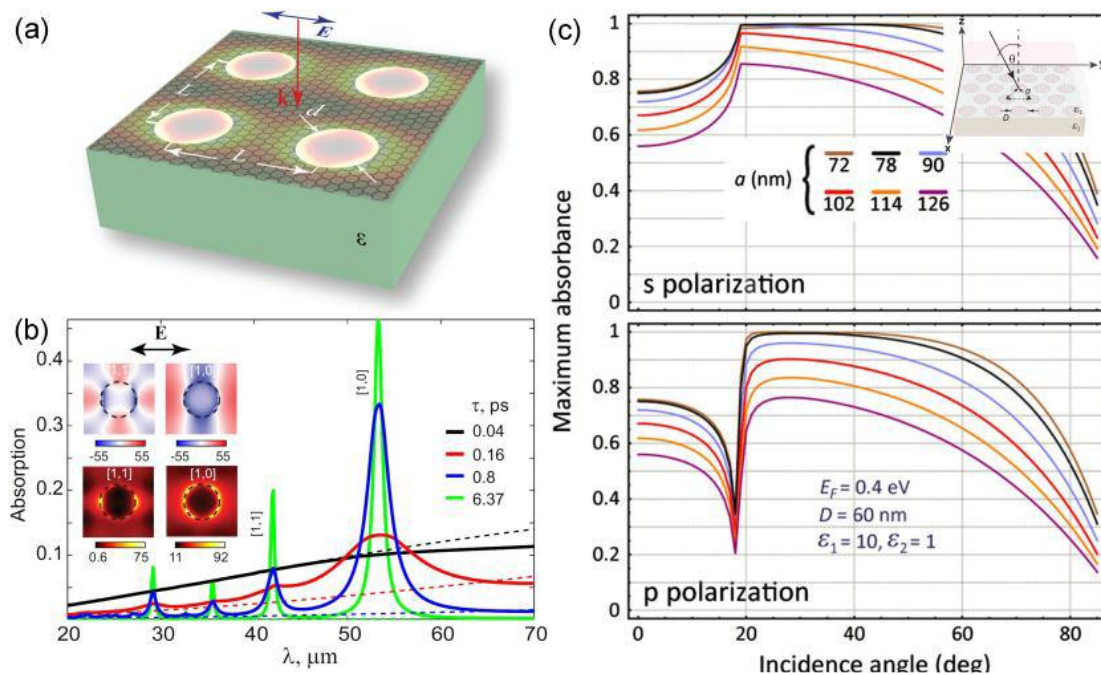


Рис. 7. (a) і (b) – Посилене поглинання в графеновому листі з періодичними протиточками масиву, пунктирні лінії вказують спектри для моношару графену, де $\epsilon = 1$, $\mu = 0,2$ eV, $L = 2$ d = 5 мкм; вставки (b) показують модуль просторового розподілу електричного поля (внизу) і дійсної частини від напрямку падаючої хвилі електричне поле, показано стрілкою (вгорі), відповідно [96]. (c) – Повністю оптичний поглинач із графену з масивом періодичних нанодисків [56]

ВИСНОВКИ ТА ПЕРСПЕКТИВИ

Поверхневі плазмони у графені показали його великі переваги порівняно зі звичайними металевими плазмонними матеріалами, що включають надзвичайно високий конфайнмент, відносно низькі втрати в терагерцевому та інфрачервоному діапазонах, довгий час релаксації електронів. Великі досягнення в області графенової плазмоніки зроблено як на теоретичних прогнозах, так і на експериментальних застосуваннях, однак, все ще є деякі обмеження та недоліки для графену, який використовується в плазмоніці, особливо при поширенні плазмонів. Відсутність надійних терагерцевих (ТГц) джерел світла і ТГц детекторів також обмежують практичне застосування графенової плазмоніки. Графен не може перевершити благородні метали як хорошу платформу для височастотних поверхневих плазмонів [97]. Тому очікується докладання додаткових зусиль щодо таких аспектів, але не тільки. Робочі частоти графенових ПП знаходяться в ТГц та інфрачервоному областях, і якщо такі частоти можна розширити до ближнього інфрачервоного або навіть видимого діапазону, він може знайти більше потенційних

застосувань. Одним з можливих шляхів покращення плазмонічних властивостей графену є введення надзвичайно високого та неруйнівного легування в графені, відкриття забороненої зони та створення гібридних структур графен – метал. Серед них, поєднання графену та звичайних металевих плазмонних матеріалів здається більш доступним. Ще однією великою перевагою графену є його гнучка природа [48], яка значно збагатить графенову плазмоніку. Гнучкі плазмонні пристрої на основі графену можливі завдяки високому конфайндменту ПП в графені.

Незважаючи на те, що вищезазначені пункти є дуже складними, як тільки вони будуть усвідомлені, вони безумовно, зроблять графенову плазмоніку однією з найцікавіших областей. Проектування субхвильових плазмонічно регульованих пристроїв на основі графену, включаючи ТГц плазмонні лазери, плазмонні антени, плазмонні хвилеводи, модулятори, поляризатори і так далі, можуть почати революцію в фотоніці та електроніці.

ЛІТЕРАТУРА

1. Wood R.W. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. – 1902. – V.4, N. 21. – P. 396–402.
2. Fano U. The Theory of Anomalous Diffraction Gratings and of Quasi-Stationary Waves on Metallic Surfaces (Sommerfeld's Waves) // Journal of the Optical Society of America. – 1941. – V. 31, N. 3. – P. 213–222.
3. Rayleigh L. Note on the remarkable case of diffraction spectra described by Prof. Wood. // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. – 1907. – V.14, N. 79. – P. 60–65.
4. Crookes W. On radiant matter // Journal of the Franklin Institute. – 1879. – V. 108, N. 5. – P. 305–316.
5. Langmuir I. Oscillations in Ionized Gases. // Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America. – 1928. – V. 14, N. 8. – P. 627–637.
6. Tonks L., Langmuir I. Oscillations in Ionized Gases. // Physical Review. – 1929. – V. 33. – P. 195–210.
7. Bohm D., Pines D. A Collective Description of Electron Interactions. I. Magnetic Interactions. // Physical Review. – 1951. – V. 82. – P. 625–634.
8. Pines D., Bohm D. A Collective Description of Electron Interactions: II. Collective vs Individual Particle Aspects of the Interactions. // Physical Review. – 1952. – V. 85. – P. 338–353.
9. Bohm D., Pines D. A Collective Description of Electron Interactions. III. Coulomb Interactions in a Degenerate Electron Gas. // Physical Review. – 1953. – V. 92. – P. 609–625.
10. Pines D. A Collective Description of Electron Interactions. III. Coulomb Interactions in a Degenerate Electron Gas. // Physical Review. – 1953. – V. 92. – P. 626–636.
11. Ritchie R. H. Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films. // Physical Review. – 1957. – V. 106. – P. 874–881.
12. Powell C. J., Swan J. B. Origin of the Characteristic Electron Energy Losses in Aluminum. // Physical Review. – 1959. – V. 115, N. 4. – P. 869–875.
13. Yamamoto N., Araya K., de Abajo F.J.G. Photon emission from silver particles induced by a high-energy electron beam // Physical Review. – 2001. – V. 64.
14. Stern E. A., Ferrell R. A. Surface Plasma Oscillations of a Degenerate Electron Gas // Physical Review. – 1960. – V. 120. – P. 130–136.
15. Ritchie R.H., Wilems R.E. Photon-Plasmon Interaction in a Nonuniform Electron Gas. I // Physical Review. – 1969. – V. 178. – P. 372–381.

16. *Bardeen J., Pines D.* Electron-Phonon Interaction in Metals // *Physical Review*. – 1955. – V. 99. – P. 1140–1150.
17. *Pitarke J.M., Silkin V., Chulkov E.V., Echenique P.M.* Theory of surface plasmons and surface-plasmon polaritons // *Reports on Progress in Physics*. – 2006. – V. 70. – P. 1–87.
18. *Barnes W.L.* Surface plasmon–polariton length scales: a route to sub-wavelength optics // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optic*. – 2006. – V. 8, N. 4. – P. S87–S93.
19. *Murray W.A., Barnes W.L.* Plasmonic Materials // *Adv. Mater.* – 2007. – V. 19, N. 22. – P. 3771–3782.
20. *Raether H.* Surface Plasmons. – Berlin: Springer, 1988. – 117 p.
21. *Barnes W., Dereux A., Ebbesen T.* Surface plasmon subwavelength optics // *Nature*. – 2007. – V. 424. – P. 824–830.
22. *Kreibig U., Vollmer M.* Optical Properties of Metal Clusters. – Berlin: Springer, 1988. – 535 p.
23. *Sarid D., Challener W.* Modern Introduction to Surface Plasmons. Modern Introduction to Surface Plasmons. – UK: Cambridge University Press, 2010. – 369 p.
24. *Shalaev V.M., Kawata S.* Nanophotonics with surface plasmons. – Oxford: Elsevier BV, 2007. – 51 p.
25. *Pendry J. B.* Negative Refraction Makes a Perfect Lens // *Physical Review Letters*. – 2000. – V. 85, N. 18. – P. 3966–3969.
26. *Gramotnev D., Bozhevolnyi S.* Plasmonics beyond the diffraction limit // *Nature Photon.* – 2010. – V. 4. – P. 83–91.
27. *Zheludev, N., Kivshar, Y.* From metamaterials to metadevices // *Nature Mater.* – 2012. – V. 11. – P. 917–924.
28. *Atwater H., Polman A.* Plasmonics for improved photovoltaic devices // *Nature Mater.* – 2010. – V. 9. – P. 205–213.
29. *Anker J., Hall W., Lyandres O., Shah N., Zhao J., Van Duyne R.* Biosensing with plasmonic nanosensors // *Nature Mater.* – 2008. – V. 7. – P. 442–453.
30. *Krasavin A.V., Zayats A.V.* Active Nanophotonic Circuitry Based on Dielectric-loaded Plasmonic Waveguides // *Advanced Optical Materials*. – 2015. – V. 3. – P. 1662–1690.
31. *Gupta R., Dyer M. J., Weimer W. A.* Preparation and characterization of surface plasmon resonance tunable gold and silver films // *J. Appl. Phys.* – 2002. – V. 92, N. 9. – P. 5264–5271.
32. *Novoselov K. S., Geim A. K., Morozov S. V., Jiang D., Zhang Y., Dubonos S. V., Grigorieva I. V., Firsov A. A.* Electric field effect in atomically thin carbon films // *Science (New York, N.Y.)*. – 2004. – V. 306, N. 5696. – P. 666–669.
33. *Castro Neto A. H., Guinea F., Peres N. M. R., Novoselov K. S., Geim A. K.* The electronic properties of grapheme // *Reviews of Modern Physics*. – 2009. – V. 81. – P. 109–162.
34. *Jablan M., Buljan H., Soljačić M.* Plasmonics in graphene at infrared frequencies. // *Physical Review B*. – 2009. – V. 80. – P. 245435.
35. *Liu Y., Willis R. F., Emtsev K. V., Seyller T.* Plasmon dispersion and damping in electrically isolated two-dimensional charge sheets // *Phys. Rev. B*. – 2008. – V. 78. – P. 201403(R).
36. *Gass M. H., Bangert U., Bleloch A. L., Wang P., Nair R. R., Geim A. K.* Free-standing graphene at atomic resolution // *Nature nanotechnology*. – 2008. – V. 3, N. 11. – P. 676–681.
37. *Koch R. J., Seyller T., Schaefer J. A.* Strong phonon-plasmon coupled modes in the graphene/silicon carbide heterosystem // *Physical Review B*. – 2010. – V. 82. – P. 201413.
38. *Liu Yu, Willis R. F.* Plasmon-phonon strongly coupled mode in epitaxial grapheme. // *Phys. Rev. B*. – 2010. – V. 81. – P. 081406(R).

39. Koppens F. H. L., Chang, D. E., García de Abajo, F. J. Graphene Plasmonics: A Platform for Strong Light–Matter Interactions // *Nano Lett.* – 2011. – V. 11. – P. 3370–3377.
40. Fang Z., Wang Y., Liu Z., Schlather A., Ajayan P. M., Koppens, Frank H. L., Nordlander P. and Halas N. J. Plasmon-Induced Doping of Graphene. // *ACS Nano.* – 2012. – V. 6, N. 11. – P. 10222–10228.
41. Ju L., Geng B., Horng J., Girit C., Martin M., Hao Z., Bechtel H. A., Liang X., Zettl A., Shen Y. R., Wang F. Graphene plasmonics for tunable terahertz metamaterials // *Nature nanotechnology.* – 2011. – V. 6, N. 10. – P. 630–634.
42. Yan H., Li X., Chandra B., Tulevski G., Wu Y., Freitag, M., Zhu W., Avouris P., Xia F. Tunable infrared plasmonic devices using graphene/insulator stacks // *Nature nanotechnology.* – 2012. – V. 7, N. 5. – P. 330–334.
43. Vakil A., Engheta N. Transformation optics using grapheme // *Science.* – 2011. – V. 332, N. 6035. – P. 1291–1294.
44. Grigorenko A., Polini M., Novoselov K. Graphene plasmonics // *Nature Photon.* – 2012. – V. 6. – P. 749–758.
45. Papasimakis N., Luo Z., Shen Z., De Angelis F., Di Fabrizio E., Nikolaenko A., Zheludev N. Graphene in a photonic metamaterial // *Opt. Express.* – 2010. – V. 18. – P. 8353–8359.
46. Rana F. Graphene Terahertz Plasmon Oscillators // *Nanotechnology.* – 2008. – V. 7, N. 1. – P. 91–99.
47. Kim J.T., Choi S.Y. Graphene-based plasmonic waveguides for photonic integrated circuits // *Opt. Express.* – 2011. – V. 19. – P. 24557–24562.
48. Lu W.B., Zhu W., Xu H.J., Ni Z.H., Dong Z.G., Cui T.J. Flexible transformation plasmonics using grapheme // *Optics Express.* – 2013. – V. 21, N. 9. – P. 10475–10482.
49. Xu H. J., Lu W. B., Jiang Y., Dong Z. G. Beam-scanning planar lens based on grapheme // *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – V. 100, N. 5. – P. 051903.
50. Bostwick A., Speck F., Seyller T., Horn K., Polini M., Asgari R., MacDonald A. H., Rotenberg E. Observation of plasmarons in quasi-freestanding doped grapheme // *Science (New York, N.Y.).* – 2010. – V. 328, N. 5981. – P. 999–1002.
51. Fei Z., Andreev G.O., Bao W., Zhang L.M., McLeod A.S., Wang C., Stewart M.K., Zhao Z., Dominguez G., Thiemens M., Fogler M.M., Tauber M.J., Castro-Neto A.H., Lau C.N., Keilmann F., Basov D.N. Infrared Nanoscopy of Dirac Plasmons at the Graphene–SiO₂ Interface // *Nano Lett.* – 2011. – V. 11. – P. 4701–4705.
52. Fei Z., Rodin A.S., Andreev G.O., Bao W., McLeod A.S., Wagner M., Zhang L.M., Zhao Z., Thiemens M., Dominguez G., Fogler M.M., Castro Neto A.H., Lau C.N., Keilmann F., Basov D.N. Gate-tuning of graphene plasmons revealed by infrared nano-imaging // *Nature.* – 2012. – V. 487. – P. 82–85.
53. Chen J., Badioli M., Alonso-González P., Thongrattanasiri S., Huth F., Osmond J., Spasenović M., Centeno A., Pesquera A., Godignon P., Elorza A. Z., Camara N., García de Abajo F. J., Hillenbrand R., Koppens F. H. Optical nano-imaging of gate-tunable graphene plasmons // *Nature.* – 2012. – V. 487, N. 7405. – P. 77–81.
54. Nikitin A. Yu., Guinea F., Garcia-Vidal F. J., Martin-Moreno L. Surface plasmon enhanced absorption and suppressed transmission in periodic arrays of graphene ribbons // *Phys. Rev. B.* – 2012. – V. 85. – P. 081405(R).
55. Liu J.T., Liu N.H., Li J., Li X.J., Huang J.H. Enhanced absorption of monolayer MoS₂ with resonant back reflector // *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – V. 101. – P. 052104.
56. Thongrattanasiri S., Koppens F.H.L., de Abajo F.J.G. Complete Optical Absorption in Periodically Patterned Graphene // *Phys. Rev. Lett.* – 2012. – V. 108. – P. 047401.

57. Niu J, Shin Y.J., Son .J, Lee Y., Ahn J.H., Yang H. Shifting of surface plasmon resonance due to electromagnetic coupling between graphene and Au nanoparticles // Opt Express. – 2012. – V. 20. – P. 19690–19696.
58. Niu J, Shin Y.J., Son .J, Lee Y., Ahn J.H., Yang H. Graphene induced tunability of the surface plasmon resonance // Appl. Phys. Lett. – 2012. – V. 100, N. 6. – P. 061116.
59. Kim J. T., Choi C. G. Graphene-based polymer waveguide polarizer // Opt. Express. – 2012. – V. 20. – P. 3556–3562.
60. Bao Q., Zhang H., Wang B., Ni Z., Lim C.H.Y.X., Wang Y., Tang D.Y., Loh K.P. Broadband graphene polarizer // Nat. Photonics. – 2011. – V. 5, N. 7. – P. 411–415.
61. Schedin F., Geim A., Morozov S. Hill, E. W., Blake P., Katsnelson M. I., Novoselov K. S. Detection of individual gas molecules adsorbed on grapheme // Nature Mater. – 2007. – V. 6. – P. 652–655.
62. Wang L., Zhu C., Han L., Jin L., Zhou M., Dong S. Label-free, regenerative and sensitive surface plasmon resonance and electrochemical aptasensors based on graphene // Chem Commun. – 2011. – V. 47. – P. 7794–7796.
63. Verma R., Gupta B.D., Jha R. Sensitivity enhancement of a surface plasmon resonance based biomolecules sensor using graphene and silicon layers // Sensor. Actuat. B: Chem. – 2011. – V. 160. – P. 623–631.
64. Peierls R.E. Quelques propriétés typiques des corps solides // Annales de l'institut Henri Poincaré. – 1935. – V. 5. – P. 177–222.
65. Landau L. D. On the theory of phase transitions // Ukr. J. Phys. – 2008. – V. 53. – P. 25.
66. Geim A.K., Novoselov K.S. The Rise of Graphene // Nature Materials. – 2007. – V. 6. – P. 183–191.
67. Goerbig M. O. Electronic properties of graphene in a strong magnetic field // Rev. Mod. Phys. – 2011. – V. 83. – P. 1193–1243.
68. Trickey S.B., Müller-Plathe F., Dierksen G.H.F., Boettger J.C. Interplanar binding and lattice relaxation in a graphite delayer // Phys. Rev. B. – 1992. – V. 45. – P. 4460–4468.
69. Giuliani G., Vignale G. Quantum Theory of the Electron Liquid. – Cambridge: Cambridge University Press, 2005. – 777 p.
70. Siegel D. A., Park C. H., Hwang C., Deslippe J., Fedorov A. V., Louie S. G., Lanzara A. Many-body interactions in quasi-freestanding grapheme // Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America. – 2011. – V. 108, N. 28. – P. 11365–11369.
71. Hanson G. W. Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of grapheme // J. Appl. Phys. – 2008. – V. 103, N. 6. – P. 064302.
72. Ashcroft, N.W., Mermin, N.D. Solid State Physics. – Philadelphia: Saunders College, 1976. – 826 p.
73. Hwang E. H. and Das Sarma S. Dielectric function, screening, and plasmons in two-dimensional grapheme // Phys. Rev. B. – 2007. – V. 75. – P. 205418.
74. Wunsch B., Stauber T., Sols F., Guinea F. Dynamical polarization of graphene at finite doping // New J. Phys. – 2006. – V. 8. – P. 318.
75. Hill A., Mikhailov S., Ziegler K. Dielectric function and plasmons in grapheme // Europhysics Letters. – 2009. – V. 87. – P. 27005.
76. Tudorovskiy T., Mikhailov S. A. Intervalley plasmons in grapheme // Phys. Rev. B. – 2010. – V. 82. – P. 0734110.
77. Yan J., Thygesen K. S., Jacobsen K. W. Nonlocal Screening of Plasmons in Graphene by Semiconducting and Metallic Substrates: First-Principles Calculations // Phys. Rev. Lett. – 2011. – V. 106. – P. 146803.
78. Bordag M. Surface plasmon for graphene in the Dirac equation model // arXiv e-prints. – 2012. – V. arXiv. – P. 1212.1894.

79. Shin S. Y., Kim N. D., Kim J. G., Kim K. S., Noh D. Y., Kim K. S., Chung J. W. Control of the π plasmon in a single layer graphene by charge doping // *Appl. Phys. Lett.* – 2011. – V. 99, N. 8. – P. 082110.
80. Gusynin V. P., Sharapov S. G., Carbotte J. P. Magneto-optical conductivity in grapheme // *Journal of Physics: Condensed Matter.* – 2007. – V. 19. – P. 026222.
81. Platzman P.M., Wolff P.A. *Waves and Interactions in Solid-State Plasmas.* – New York: Academic, 1973. – 304 p.
82. Hanson G. W. Quasi-transverse electromagnetic modes supported by a graphene parallel-plate waveguide // *J. Appl. Phys.* – 2008. – V. 104, N. 8. – P. 084314.
83. Falkovsky L., Varlamov A. Space-time dispersion of graphene conductivity // *Eur. Phys. J. B.* – 2007. – V. 56. – P. 281–284.
84. Gusynin V. P., Sharapov S. G., Carbotte J. P. Sum rules for the optical and Hall conductivity in grapheme // *Phys. Rev. B.* – 2007. – V. 75. – P. 165407.
85. Dawlaty J. M., Shivarman S., Strait J., George P., Chandrashekar M., Rana F., Spencer M. G., Veksler D., Chen Y. Measurement of the optical absorption spectra of epitaxial graphene from terahertz to visible // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – V. 93. – P. 131905.
86. Nikitin A. Y., Garcia-Vidal F. J., Martin-Moreno L. Analytical Expressions for the Electromagnetic Dyadic Green's Function in Graphene and Thin Layers // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics.* – 2013. – V. 19, N. 3. – P. 4600611.
87. Mikhailov S. A., Ziegler K. New Electromagnetic Mode in Graphene // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – V. 99. – P. 016803.
88. Semenoff G. W. Condensed-Matter Simulation of a Three-Dimensional Anomaly // *Physical Review Letters.* – 1984. – V. 53, N. 26. – P. 2449-2452. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.53.2449>
89. Popov V. V., Polischuk O. V., Davoyan A. R., Ryzhii V., Otsuji T., Shur M. S. Plasmonic terahertz lasing in an array of graphene nanocavities // *Phys. Rev. B.* – 2012. – V. 86. – P. 195437.
90. Tamagnone M., Gómez-Díaz J. S., Mosig J. R., Perruisseau-Carrier J. Reconfigurable terahertz plasmonic antenna concept using a graphene stack // *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – V. 101, N. 21. – P. 214102.
91. Nikolaenko A. E., Papasimakis N., Atmatzakis E., Luo Z., Shen Z. X., De Angelis F., Boden S. A., Di Fabrizio E., Zheludev N. I. Nonlinear graphene metamaterial // *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – V. 100, N. 18. – P. 181109.
92. Lee S. H., Choi M., Kim T. T., Lee S., Liu M., Yin X., Choi H. K., Lee S. S., Choi C. G., Choi S. Y., Zhang X., Min B. Switching terahertz waves with gate-controlled active graphene metamaterials // *Nature materials.* – 2012. – V. 11, N. 11. – P. 936–941.
93. Zou Y., Tassin P., Koschny T., Soukoulis C. M. Interaction between graphene and metamaterials: split rings vs. wire pairs // *Optics express.* – 2012. – V. 20, N. 11. – P. 12198–12204.
94. Fallahi A., Perruisseau-Carrier J. Design of tunable bi-periodic graphene metasurfaces // *Phys. Rev. B.* – 2012. – V. 86. – P. 195408.
95. Alaei R., Farhat M., Rockstuhl C., Lederer F. A perfect absorber made of a graphene micro-ribbon metamaterial // *Opt. Express.* – 2012. – V. 20. – P. 28017–28024.
96. Nikitin A. Y., Guinea F., Martin-Moreno L. Resonant plasmonic effects in periodic graphene antidot arrays // *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – V. 101, N. 15. – P. 151119.
97. Tassin P., Koschny T., Kafesaki M., Soukoulis C. M. A comparison of graphene, superconductors and metals as conductors for metamaterials and plasmonics // *Nature Photon.* – 2012. – V. 6. – P. 259–264 (2012).

REFERENCES

1. Wood R.W. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 1902. **4**(21): 396.
2. Fano U. The Theory of Anomalous Diffraction Gratings and of Quasi-Stationary Waves on Metallic Surfaces (Sommerfeld's Waves). *Journal of the Optical Society of America*. 1941. **31**(3). 213.
3. Rayleigh L. Note on the remarkable case of diffraction spectra described by Prof. Wood. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 1907. **14**(79): 60.
4. Crookes W. On radiant matter. *Journal of the Franklin Institute*. 1879. **108** (5): 305.
5. Langmuir I. Oscillations in Ionized Gases. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*. 1928. **14**(8): 627.
6. Tonks L., Langmuir I. Oscillations in Ionized Gases. *Physical Review*. 1929. **33**: 195.
7. Bohm D., Pines D. A Collective Description of Electron Interactions. I. Magnetic Interactions. *Physical Review*. 1951. **82**: 625.
8. Pines D., Bohm D. A Collective Description of Electron Interactions: II. Collective vs Individual Particle Aspects of the Interactions. *Physical Review*. 1952. **85**: 338.
9. Bohm D., Pines D. A Collective Description of Electron Interactions. III. Coulomb Interactions in a Degenerate Electron Gas. *Physical Review*. 1953. **92**: 609.
10. Pines D. A Collective Description of Electron Interactions. IV. Electron Interaction in Metals. *Physical Review*. 1953. **92**: 626.
11. Ritchie R. H. Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films. *Physical Review*. 1957. **106**: 874.
12. Powell C. J., Swan J. B. Origin of the Characteristic Electron Energy Losses in Aluminum. *Physical Review*. 1959. **115**(4): 869.
13. Yamamoto N., Araya K., de Abajo F.J.G. Photon emission from silver particles induced by a high-energy electron beam. *Physical Review*. 2001. **64**.
14. Stern E. A., Ferrell R. A. Surface Plasma Oscillations of a Degenerate Electron Gas. *Physical Review*. 1960. **120**: 130.
15. Ritchie R.H., Wilems R.E. Photon-Plasmon Interaction in a Nonuniform Electron Gas. I. *Physical Review*. 1969. **178**: 372.
16. Bardeen J., Pines D. Electron-Phonon Interaction in Metals. *Physical Review*. 1955. **99**: 1140.
17. Pitarke J.M., Silkin V., Chulkov E.V., Echenique P.M. Theory of surface plasmons and surface-plasmon polaritons.. *Reports on Progress in Physics*. 2006. **70**: 1.
18. Barnes W.L. Surface plasmon–polariton length scales: a route to sub-wavelength optics. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. 2006. **8**(4): S87.
19. Murray W.A., Barnes W.L. Plasmonic Materials. *Adv. Mater.* 2007. **19**(22): 3771.
20. Raether H. *Surface Plasmons* (Berlin: Springer, 1988).
21. Barnes W., Dereux A., Ebbesen T. Surface plasmon subwavelength optics. *Nature*. 2003. **424**: 824.
22. Kreibig U., Vollmer M., *Optical Properties of Metal Clusters* (Berlin: Springer, 1988).
23. Sarid D., Challener W. *Modern Introduction to Surface Plasmons. Modern Introduction to Surface Plasmons*. (UK: Cambridge University Press, 2010).
24. Shalaev V.M., Kawata S. *Nanophotonics with surface plasmons*. (Oxford: Elsevier BV, 2007).
25. Pendry J. B. Negative Refraction Makes a Perfect Lens. *Physical Review Letters*. 2000. **85**(18): 3966.

26. Gramotnev D., Bozhevolnyi S. Plasmonics beyond the diffraction limit. *Nature Photon.* 2010. **4**: 83.
27. Zheludev N., Kivshar Y. From metamaterials to metadevices. *Nature Mater.* 2012. **11**: 917.
28. Atwater H., Polman A. Plasmonics for improved photovoltaic devices. *Nature Mater.* 2010. **9**: 205.
29. Anker J., Hall W., Lyandres O., Shah N., Zhao J., Van Duyne R. Biosensing with plasmonic nanosensors. *Nature Mater.* 2008. **7**: 442.
30. Krasavin A.V., Zayats A.V. Active Nanophotonic Circuitry Based on Dielectric-loaded Plasmonic Waveguides. *Advanced Optical Materials.* 2015. **3**: 1662.
31. Gupta R., Dyer M. J., Weimer W. A. Preparation and characterization of surface plasmon resonance tunable gold and silver films. *J. Appl. Phys.* 2002; **92** (9): 5264.
32. Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V., Jiang D., Zhang Y., Dubonos S.V., Grigorieva I.V., Firsov A.A. Electric field effect in atomically thin carbon films. *Science (New York, N.Y.)*. 2004. **306**(5696): 666.
33. Castro Neto A.H., Guinea F., Peres N.M.R., Novoselov K.S., Geim A.K. The electronic properties of graphene. *Reviews of Modern Physics.* 2009. **81**: 109.
34. Jablan M., Buljan H., Soljačić M. Plasmonics in graphene at infrared frequencies. *Physical Review B.* 2009. **80** 245435.
35. Liu Y., Willis R. F., Emtsev K. V., Seyller T., Plasmon dispersion and damping in electrically isolated two-dimensional charge sheets. *Phys. Rev. B.* 2008. **78**: 201403(R).
36. Gass M.H., Bangert U., Bleloch A.L., Wang P., Nair R.R., Geim A.K. Free-standing graphene at atomic resolution. *Nature nanotechnology.* 2008. **3**(11): 676.
37. Koch R.J., Seyller T., Schaefer J.A. Strong phonon-plasmon coupled modes in the graphene/silicon carbide heterosystem. *Physical Review B.* 2010. **82**: 201413.
38. Liu Yu, Willis R.F. Plasmon-phonon strongly coupled mode in epitaxial graphene. *Phys. Rev. B.* 2010. **81**: 081406(R).
39. Koppens F.H.L., Chang, D.E., García de Abajo, F.J. Graphene Plasmonics: A Platform for Strong Light–Matter Interactions. *Nano Lett.* 2011. **11**: 3370.
40. Fang Z., Wang Y., Liu Z., Schlather A., Ajayan P. M., Koppens, Frank H. L., Nordlander P. and Halas N. J. Plasmon-Induced Doping of Graphene. *ACS Nano.* 2012. **6**(11): 10222.
41. Ju L., Geng B., Horng J., Girit C., Martin M., Hao Z., Bechtel H. A., Liang X., Zettl A., Shen Y. R., Wang F. Graphene plasmonics for tunable terahertz metamaterials. *Nature nanotechnology.* 2011. **6**(10): 630.
42. Yan H., Li X., Chandra B., Tulevski G., Wu Y., Freitag, M., Zhu W., Avouris P., Xia F. Tunable infrared plasmonic devices using graphene/insulator stacks. *Nature nanotechnology.* 2012. **7**(5): 330.
43. Vakil A., Engheta N. Transformation optics using graphene. *Science.* 2011. **332**(6035): 1291.
44. Grigorenko A., Polini M., Novoselov K. Graphene plasmonics. *Nature Photon.* 2012. **6**: 749.
45. Papasimakis N., Luo Z., Shen Z., De Angelis F., Di Fabrizio E., Nikolaenko A., Zheludev N. Graphene in a photonic metamaterial. *Opt. Express.* 2010. **18**: 8353.
46. Rana F. Graphene Terahertz Plasmon Oscillators. *Nanotechnology.* 2008. **7**(1): 91.
47. Kim J.T., Choi S.Y. Graphene-based plasmonic waveguides for photonic integrated circuits. *Opt. Express.* 2011. **19**: 24557.
48. Lu W.B., Zhu W., Xu H.J., Ni Z.H., Dong Z.G., Cui T.J. (2013) Flexible transformation plasmonics using graphene. *Optics Express.* 2013. **21**(9): 10475.

49. Xu H. J., Lu W. B., Jiang Y., Dong Z. G. Beam-scanning planar lens based on graphene. *Appl. Phys. Lett.* 2012. **100**(5): 051903.
50. Bostwick A., Speck F., Seyller T., Horn K., Polini M., Asgari R., MacDonald A. H., Rotenberg E. Observation of plasmarons in quasi-freestanding doped graphene. *Science (New York, N.Y.)*. 2010. **328**(5981): 999.
51. Fei Z., Andreev G. O., Bao W., Zhang L. M., McLeod A. S., Wang C., Stewart M. K., Zhao Z., Dominguez G., Thiemens M., Fogler M. M., Tauber M. J., Castro-Neto A. H., Lau, C. N., Keilmann F., Basov D. N. Infrared Nanoscopy of Dirac Plasmons at the Graphene–SiO₂ Interface. *Nano Lett.* 2011. **11**: 4701.
52. Fei Z., Rodin A.S., Andreev G.O., Bao W., McLeod A.S., Wagner M., Zhang L.M., Zhao Z., Thiemens M., Dominguez G., Fogler M. M., Castro Neto A.H., Lau C.N., Keilmann F., Basov D.N. Gate-tuning of graphene plasmons revealed by infrared nano-imaging. *Nature*. 2012. **487**: 82.
53. Chen J., Badioli M., Alonso-González P., Thongrattanasiri S., Huth F., Osmond J., Spasenović M., Centeno A., Pesquera A., Godignon P., Elorza A. Z., Camara N., García de Abajo F. J., Hillenbrand R., Koppens F. H. Optical nano-imaging of gate-tunable graphene plasmons. *Nature*. 2012. **487**(7405): 77.
54. Nikitin A. Yu., Guinea F., Garcia-Vidal F. J., Martin-Moreno L. Surface plasmon enhanced absorption and suppressed transmission in periodic arrays of graphene ribbons. *Phys. Rev. B*. 2012. **85**: 081405(R).
55. Liu J.T., Liu N.H., Li J., Li X.J., Huang J.H. Enhanced absorption of monolayer MoS₂ with resonant back reflector. *Appl. Phys. Lett.* 2012. **101**: 052104.
56. Thongrattanasiri S., Koppens F.H.L., de Abajo F.J.G. Complete Optical Absorption in Periodically Patterned Graphene. *Phys. Rev. Lett.* 2012. **108**: 047401.
57. Niu J, Shin Y.J., Son J, Lee Y., Ahn J.H., Yang H. Shifting of surface plasmon resonance due to electromagnetic coupling between graphene and Au nanoparticles. *Opt Express*. 2012. **20**: 19690. <https://doi.org/10.1364/OE.20.019690>
58. Niu J, Shin Y.J., Son J, Lee Y., Ahn J.H., Yang H. Graphene induced tunability of the surface plasmon resonance. *Appl. Phys. Lett.* 2012. **100**(6): 061116.
59. Kim J. T., Choi C. G. Graphene-based polymer waveguide polarizer. *Opt. Express*. 2012. **20**: 3556.
60. Bao Q., Zhang H., Wang B., Ni Z., Lim C.H.Y.X., Wang Y., Tang D.Y., Loh K.P. Broadband graphene polarizer. *Nat. Photonics*. 2011 **5**(7): 411.
61. Schedin F., Geim A., Morozov S. Hill, E. W., Blake P., Katsnelson M. I., Novoselov K. S. Detection of individual gas molecules adsorbed on graphene. *Nature Mater.* 2007. **6**: 652.
62. Wang L., Zhu C., Han L., Jin L., Zhou M., Dong S. Label-free, regenerative and sensitive surface plasmon resonance and electrochemical aptasensors based on graphene. *Chem Commun.* 2011. **47**: 7794.
63. Verma R., Gupta B.D., Jha R. Sensitivity enhancement of a surface plasmon resonance based biomolecules sensor using graphene and silicon layers. *Sensor. Actuat. B: Chem.* 2011. **160**: 623.
64. Peierls R.E. Quelques propriétés typiques des corps solides. *Annales de l'institut Henri Poincaré*. 1935. **5**: 177.
65. Landau L. D. On the theory of phase transitions. *Ukr.J.Phys.* 2008. **53**: 25.
66. Geim A.K., Novoselov K.S. The Rise of Graphene. *Nature Materials*. 2007. **6**: 183.
67. Goerbig M. O. Electronic properties of graphene in a strong magnetic field. *Rev. Mod. Phys.* 2011. **83**: 1193.
68. Trickey S.B., Müller-Plathe F., Diercksen G.H.F., Boettger J.C. Interplanar binding and lattice relaxation in a graphite dilayer. *Phys. Rev. B*. 1992. **45**: 4460.

69. Giuliani G., Vignale G. *Quantum Theory of the Electron Liquid* (Cambridge: Cambridge University Press, 2005).
70. Siegel D. A., Park C. H., Hwang C., Deslippe J., Fedorov A. V., Louie S. G., Lanzara A. Many-body interactions in quasi-freestanding graphene. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*. 2011. **108**(28):11365.
71. Hanson G. W. Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene. *J. Appl. Phys.* 2008. **103**(6): 064302.
72. Ashcroft, N.W., Mermin, N.D. *Solid State Physics* (Philadelphia: Saunders College, 1976)
73. Hwang E. H. and Das Sarma S. Dielectric function, screening, and plasmons in two-dimensional grapheme. *Phys. Rev. B*. 2007. **75**: 205418.
74. Wunsch B., Stauber T., Sols F., Guinea F. Dynamical polarization of graphene at finite doping. *New J. Phys.* 2006. **8**: 318.
75. Hill A., Mikhailov S., Ziegler K. Dielectric function and plasmons in grapheme. *Europhysics Letters*. 2009. **87**: 27005.
76. Tudorovskiy T., Mikhailov S. A. Intervalley plasmons in grapheme. *Phys. Rev. B*. 2010. **82**: 0734110.
77. Yan J., Thygesen K. S. and Jacobsen K. W. Nonlocal Screening of Plasmons in Graphene by Semiconducting and Metallic Substrates: First-Principles Calculations. *Phys. Rev. Lett.* 2011. **106**: 146803.
78. Bordag M. Surface plasmon for graphene in the Dirac equation model. *arXiv e-prints*. 2012. arXiv: 1212.1894.
79. Shin S. Y., Kim N. D., Kim J. G., Kim K. S., Noh D. Y., Kim K. S., Chung J. W. Control of the π plasmon in a single layer graphene by charge doping. *Appl. Phys. Lett.* 2011. **99** (8): 082110.
80. Gusynin V. P., Sharapov S. G., Carbotte J. P. Magneto-optical conductivity in graphene. *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2007. **19**: 026222.
81. Platzman P.M., Wolff P.A. *Waves and Interactions in Solid-State Plasmas* (New York: Academic, 1973).
82. Hanson G. W. Quasi-transverse electromagnetic modes supported by a graphene parallel-plate waveguide. *J. Appl. Phys.* 2008. **104** (8): 084314.
83. Falkovsky L., Varlamov A. Space-time dispersion of graphene conductivity. *Eur. Phys. J. B*. 2007. **56**: 281.
84. Gusynin V. P., Sharapov S. G., Carbotte J. P. Sum rules for the optical and Hall conductivity in graphene. *Phys. Rev. B*. 2007. **75**: 165407.
85. Dawlaty J. M., Shivarman S., Strait J., George P., Chandrashekhar M., Rana F., Spencer M. G., Veksler D., Chen Y. Measurement of the optical absorption spectra of epitaxial graphene from terahertz to visible. *Appl. Phys. Lett.* 2008. **93**: 131905.
86. Nikitin A. Y., Garcia-Vidal F. J., Martin-Moreno L. Analytical Expressions for the Electromagnetic Dyadic Green's Function in Graphene and Thin Layers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2013. **19**(3): 4600611.
87. Mikhailov S. A., Ziegler K. New Electromagnetic Mode in Graphene. *Phys. Rev. Lett.* 2007. **99**: 016803.
88. Semenoff G. W. Condensed-Matter Simulation of a Three-Dimensional Anomaly. *Physical Review Letters*. 1984. **53**(26): 2449.
89. Popov V. V., Polischuk O. V., Davoyan A. R., Ryzhii V., Otsuji T., Shur M. S. Plasmonic terahertz lasing in an array of graphene nanocavities. *Phys. Rev. B*. 2012. **86**: 195437.

90. Tamagnone M., Gómez-Díaz J. S., Mosig J. R., Perruisseau-Carrier J. Reconfigurable terahertz plasmonic antenna concept using a graphene stack. *Appl. Phys. Lett.* 2012. **101** (21): 214102.
91. Nikolaenko A. E., Papasimakis N., Atmatzakis E., Luo Z., Shen Z. X., De Angelis F., Boden S. A., Di Fabrizio E., Zheludev N. I. Nonlinear graphene metamaterial. *Appl. Phys. Lett.* 2012. **100** (18): 181109.
92. Lee S. H., Choi M., Kim T. T., Lee S., Liu M., Yin X., Choi H. K., Lee S. S., Choi C. G., Choi S. Y., Zhang X., Min B. Switching terahertz waves with gate-controlled active graphene metamaterials. *Nature materials*. 2012. **11**(11): 936.
93. Zou Y., Tassin P., Koschny T., Soukoulis C. M. Interaction between graphene and metamaterials: split rings vs. wire pairs. *Optics express*. 2012. **20**(11): 12198.
94. Fallahi A., Perruisseau-Carrier J. Design of tunable biperiodic graphene metasurfaces. *Phys. Rev. B*. 2012. **86**: 195408.
95. Alae R., Farhat M., Rockstuhl C., Lederer F. A perfect absorber made of a graphene micro-ribbon metamaterial. *Opt. Express*. 2012. **20**: 28017.
96. Nikitin A. Y., Guinea F., Martin-Moreno L. Resonant plasmonic effects in periodic graphene antidot arrays. *Appl. Phys. Lett.* 2012. **101** (15): 151119.
97. Tassin P., Koschny T., Kafesaki M., Soukoulis C. M. A comparison of graphene, superconductors and metals as conductors for metamaterials and plasmonics. *Nature Photon.* **6**, 259–264 (2012).

UDC 535.3: 544.72

DOI: 10.15407/Surface.2024.16.051

PLASMONS IN GRAPHENE: OVERVIEW AND PERSPECTIVES OF USE

O. Yu. Semchuk¹, O.O. Havrylyuk¹, A.I. Biliuk², A.A. Biliuk¹

¹Chuiko Institute of Surface Chemistry of National Academy of Sciences of Ukraine,
17 Oleg Mudrak Str., Kyiv, 03164, e-mail: aleksandr1950@meta.ua

²Vinnitsia National Agrarian University, 3 Sonyachna Str., Vinnitsia, 21008

Due to its excellent electrical, mechanical, thermal and optical properties, graphene has attracted much interest since it was discovered in 2004. Its two-dimensional nature and other remarkable properties meet the needs of surface plasmons and have greatly enriched the field of plasmonics. The paper will review recent advances and applications of graphene in plasmonic, including theoretical mechanisms, experimental observations, and meaningful applications. Due to its flexibility and good tunability, graphene can be a promising plasmonic material as an alternative to noble metals. Optical conversion, plasmonic metamaterials, light harvesting, etc. have already been realized in graphene-based devices, which are useful for applications in electronics, optics, energy storage, THz technology, etc. In addition, the excellent biocompatibility of graphene makes it a very good candidate for applications in biotechnology and medical science. Surface plasmons in graphene offer a compelling route to many useful photonic technologies. As a plasmonic material, graphene offers several intriguing properties, such as excellent electro-optic tunability, crystal stability, large optical nonlinearity, and extremely high electromagnetic field concentration. Thus, recent demonstrations of surface plasmon excitation in graphene using near-infrared light scattering] have attracted great interest. Here we present an all-optical plasmonic coupling scheme that takes advantage of the intrinsic nonlinear optical response of graphene. To generate plasmons, pulses of visible light in a free in-plane graphene sheet are used using difference frequency mixing of the waves to match

both the wave vector and the energy of the surface wave. By carefully controlling the phase with matching conditions, we show that it is possible to excite surface plasmons with a defined wave vector and direction in a wide frequency range with high photon efficiency. Prospects for the practical use of graphene in plasmonics are discussed.

Key words: *graphene, surface plasmons, plasmonic, orbital, surface plasmon resonance, plasmon frequency, wave vector, massless Dirac fermions, Fermi energy, Dirac cone, graphene metamaterials.*