

Ю.М. ЛЯЩУК, В.В. КОРОТЄЄВ

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України
(Просп. Науки, 41, Київ 03028; e-mail: koroteev@ukr.net)**ТЕОРІЯ ДЕТЕКТУВАННЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО
ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ
В ГІБРИДНИХ ПЛАЗМОННИХ СТРУКТУРАХ
З ДРЕЙФУЮЧИМ ЕЛЕКТРОННИМ ГАЗОМ**

УДК 539

Побудована пертурбаційна теорія нелінійної взаємодії електромагнітного випромінювання з гібридною плазмонною структурою, яка являє собою двовимірну квантову гетероструктуру, інтегровану з плазмонним елементом у вигляді металічної ґратки. Зокрема, проаналізовано нелінійний ефект детектування надвисокочастотного випромінювання дрейфуючим двовимірним електронним газом. На основі самоузгодженого розв'язку системи рівнянь Максвелла і нелінійних рівнянь гідродинаміки в другому порядку теорії збурень отриманий вираз для напруги фотовідгуку. Показано, що послідовне врахування поправок другого порядку теорії збурень в рівняннях Максвелла приводить до появи у виразі фотовідгуку додаткового фактора, який враховує радіаційні втрати. Теорія була застосована до аналізу ТГц властивостей плазмонної структури на основі квантової AlGaAs/GaAs гетероструктури. Проаналізовано вплив оптично товстої діелектричної підкладки та ефекту розігріву носіїв при високих дрейфових швидкостях на спектральні характеристики коефіцієнтів пропускання/поглинання та форму спектрів напруги фотовідгуку. Розроблено рекомендації щодо раціонального проектування детекторів ТГц випромінювання на основі гібридних плазмонних структур.

Ключові слова: ТГц плазмоніка, детектування ТГц випромінювання, гібридні плазмонні структури.

1. Вступ

Робота присвячена теоретичним дослідженням нелінійних ефектів взаємодії електромагнітного випромінювання терагерцового (ТГц) діапазону частот з сильно-нерівноважним електронним газом в умовах збудження плазмонних коливань. Ця діяльність тісно пов'язана з прикладними аспектами подальшого розвитку ТГц мікро- та наноелектроніки.

Дійсно, незважаючи на значні досягнення в цій галузі, проблема створення компактних, високо-ефективних пристроїв з електричною накачкою та електричним контролем робочих частот все ж залишається актуальною [1–3]. В цьому напрямку значні перспективи вбачаються у використанні як базових елементів, гібридних напівпровідникових плазмонних структур. Їх робота базується на ефектах резонансного збудження плазмонних коливань двовимірного (2D) електронного газу в провідному каналі квантових гетероструктур у при-

сутності плазмонного елемента, яким може бути субхвильова металічна ґратка. При цьому, завдяки порівняно низьким значенням електронних концентрацій частоти плазмонних коливань в таких структурах лежать в ТГц діапазоні, мають суттєву залежність від хвильового вектора [4] і можуть легко змінюватись під дією зовнішніх прикладених полів. В літературі широко обговорюється застосування напівпровідникових гібридних плазмонних структур в ролі як джерел, так і детекторів ТГц випромінювання.

Нещодавно було продемонстровано некогерентне джерело ТГц випромінювання на основі AlGaN/GaN гетероструктури з мікронною металічною ґраткою [5], що мало характерний спектр випромінювання, який пов'язаний з радіаційним розпадом двовимірних плазмонів [6]. Також, обговорюється можливість створення когерентних джерел ТГц діапазону з використанням ефектів плазмонних нестійкостей Дяконова–Шура [7–9] та Вавилова–Черенкова [10–12], індукованих сильним електричним полем. Проте ці ефекти поки не зна-

йшли задовільного експериментального підтвердження.

У проблемі детектування ТГц-випромінювання на теперішній час вже досягнуто більш вагомий прогрес. В переважній більшості сучасні напівпровідникові приймачі ТГц випромінювання являють собою квадратичні детектори, що перетворюють височастотний сигнал у стаціонарний сигнал (струм/напруга фотовідгуку), пропорційний інтенсивності випромінювання. Необхідними умовами детектування в таких приймачах є фізична асиметрія структури та/або сильна нелінійність електричних характеристик. Асиметрія структури може бути як вбудованою (асиметрія контактних систем, модуляція електронної густини) [13, 14], так і наводитись зовнішнім стаціонарним електричним полем (дрейф носіїв) [15]. Наприклад, необхідну асиметрію може забезпечити вбудована асиметрія контактів в FET (Field-Effect Transistor)-структурі [13, 16, 17] або розмірний ефект збіднення носіїв в діодних структурах з самоперемиканням (self-switching diodes) [18, 19].

Високий рівень кремнієвих технологій робить перспективним для масового використання в ролі детекторів ТГц випромінювання кремнієві MOSFET (metal-oxide-semiconductor-FET)-структури. З точки зору практичних застосувань перспективність кремнієвих структур зумовлена низькою собівартістю виготовлення та можливістю їх легкої інтеграції в електричні схеми. Слід зазначити, що механізм детектування височастотного випромінювання в таких структурах має *нерезонансний* характер і безпосередньо не пов'язаний зі збудженням плазмонних коливань електронного газу. Механізм *нерезонансного* детектування реалізується, якщо часи релаксації носіїв є набагато коротшими за характерні періоди коливань плазмонів та зовнішніх сигналів. Типово цей механізм детектування описується широко-смуговою спектральною чутливістю і досліджувався для багатьох транзисторних структур [20–23]. Зокрема, перші кремнієві MOSFET-структури, що застосовувалися для детектування суб-ТГц випромінювання, оперували з напругами фотовідгуку порядку декількох мВ [21, 22]. Проте, фоточувливості досягали значень в декілька десятків В/Вт при значеннях еквівалентної потужності шуму 10^{-10} Вт/Гц^{1/2} [24]. На теперішній час, матриці кремнієвих детекторів з інкорпо-

рованими спеціальними антенами показують фоточувливості до декількох кВ/Вт [25, 26] і використовуються як ключові елементи в пристроях ТГц-бачення.

Проте, НЕМТ (high-electron mobility transistor)-структури, в яких можливий механізм резонансного плазмонного детектування, залишаються привабливими, оскільки можуть мати ширші функціональні можливості. Зокрема, керування резонансною частотою фотовідгуку може бути застосовано для отримання кольорових зображень з єдиного масиву детекторів. Експериментальне підтвердження ідей саме плазмонного детектування ТГц випромінювання за допомогою транзисторних структур було продемонстровано в роботі [27], де за допомогою GaAs НЕМТ детектувався сигнал на частоті 2,5 THz. Це було набагато вище за граничну частоту підсилення цього транзистора, що свідчило про плазмонний механізм детектування. Пізніше механізм резонансного детектування ТГц випромінювання спостерігався для різних НЕМТ-структур на основі InGaAs/InP [28], InGaAs/InAlAs [29] та InGaAs/GaAs [30] квантових гетероструктур.

Проте, звичайні FET- або НЕМТ-структури мають ряд недоліків. Зокрема, розмір транзистора є набагато меншим, ніж переріз сфокусованого пучка, тому в корисний сигнал перетворюється лише мала частина енергії падаючого випромінювання. Для забезпечення ефективного збудження коливань електронного газу в каналі транзистора необхідна наявність спеціальної антени, що значно ускладнює конструкцію детектора.

Ця проблема може бути вирішена завдяки використанню гібридних плазмонних структур, де в ролі затвора використовується субхвильова металічна ґратка. Вона є широкосмуговою антеною, що може ефективно зв'язувати падаюче випромінювання з плазмонними коливаннями в каналі. Перевагою таких структур є велика *приймаюча* площа (сучасні методи інтерференційної літографії дозволяють отримувати значні площі структурованої поверхні з субмікронною точністю [31, 32]), селективність за частотою та поляризацією падаючого випромінювання. Селективність зумовлена резонансним поглинанням ТГц-випромінювання завдяки збудженню плазмонів в гібридній плазмонній структурі з металічною ґраткою.

Вперше детектування ТГц випромінювання за допомогою гібридної плазмонної структури з подвійною квантовою ямою на основі GaAs/AlGaAs спостерігалося в роботі [33]. Максимальна чутливість була всього ~ 1 мВ/Вт при температурах порядку 25 К і нижче. Згодом вдалося отримати детектування в структурі з одиночною квантовою ямою [34]. Ці роботи довели принципову можливість використання гібридних плазмонних структур для детектування терагерцового випромінювання. Раціональне проектування структур дозволило збільшити чутливість. Наприклад, використання вузькощілинної ґратки підвищило чутливість до 40 мВ/Вт [35, 36].

Сучасні теорії детектування ТГц випромінювання в гібридних плазмонних структурах з двовимірним електронним газом розглядають декілька механізмів, що використовують дрейф носіїв [15] та модуляцію електронної концентрації в структурах з асиметричною ґраткою [14, 37, 38]. В цих теоріях на основі наближених розв'язків нелінійної системи рівнянь гідродинаміки та Максвелла був отриманий базовий вираз для фотовідгуку. Проте з математичної точки зору ці теорії мали певний недолік. У рамках запропонованих методів до рівнянь гідродинаміки застосовувалася теорія збурень, що враховувала члени, пропорційні квадрату амплітуди падаючого поля, а рівняння Максвелла розглядалися лише в лінійному наближенні. Це призводило до порушення повної самоузгодженості запропонованих теорій.

Метою нашої роботи є побудова самоузгодженої теорії детектування високочастотного випромінювання в плазмонних структурах з дрейфуючим електронним газом, яка враховує в рівняннях Максвелла збурення, квадратичні по амплітуді падаючого поля. Також, буде врахована багатопарова геометрія плазмонної структури, включаючи підкладку, та ефекти розігріву носіїв при сильно-польовому електронному транспорті в квантовій ямі.

Стаття побудована наступним чином. В розділі 2 представлено математичне формулювання теорії детектування та виведення базової формули струму/напруги фотовідгуку. Теорія включає самоузгоджений розв'язок нелінійних рівнянь гідродинаміки, які описують високочастотний транспорт носіїв у квантовій ямі та рівнянь Максвелла, які враховують взаємодію падаючого випро-

мінювання з 2D електронним газом. Побудована теорія була застосована до аналізу спектральних характеристик фотовідгуку плазмонної структури на основі AlGaAs/GaAs квантової гетероструктури. Основні результати та їх аналіз наведений в розділі 3. Зокрема, була проаналізована структура спектрів пропускання/поглинання та їх кореляція зі спектрами фотовідгуку залежно від геометрії плазмонної структури та величини прикладеної стаціонарної напруги. Висновки до роботи представлені у розділі 4.

2. Теорія детектування

2.1. Модель задачі та базові рівняння

Модель гібридної плазмонної структури наведена на рис. 1 і являє собою квантову гетероструктуру з 2D електронним газом, на бар'єрний шар якої нанесено субхвильову металічну ґратку з періодом, a ($a \ll \lambda_0$, де λ_0 – довжина хвилі падаючого випромінювання). ґратка формується паралельними смужками металу з товщиною d_g та шириною b . Розглядається випадок нормального падіння плоскої монохроматичної ($\mathbf{E}(t) \sim \exp(-i\omega t)$) електромагнітної хвилі, поляризованої перпендикулярно до смужок ґратки. Електричне поле електромагнітної хвилі індукуює в смужках ґратки миттєві диполі, які створюють локальне просторово-неоднорідне поле, що може призводити до збудження плазмонів в 2D-газі. Для забезпечення сильного ближнього поля в 2D каналі та

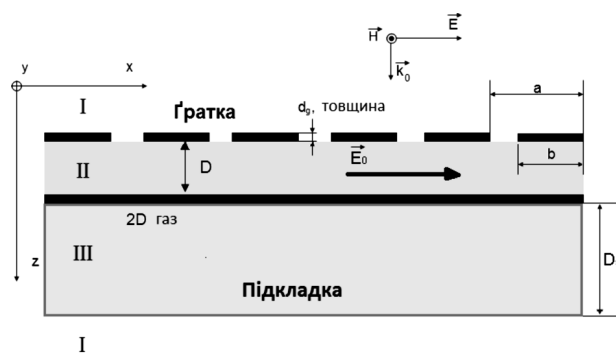


Рис. 1. Схематична геометрія гібридної плазмонної структури на основі квантової гетероструктури з 2D-газом. D та D_s – товщини бар'єрного шару та підкладки, відповідно. Трійка векторів \mathbf{k}_0 , \mathbf{E} та \mathbf{H} позначають хвильовий вектор, вектори електричної та магнітної компонент падаючої електромагнітної хвилі, відповідно. Вектор \mathbf{E}_0 вказує напрям прикладеного стаціонарного електричного поля

ефективної взаємодії падаючої хвилі з плазмонами товщина бар'єрного шару D має бути набагато меншою за період ґратки. Систему координат виберемо таким чином: вісь OX спрямована вздовж осі ґратки (перпендикулярно до смужок ґратки), вісь OZ спрямована вздовж хвильового вектора падаючого випромінювання. В роботі припускається однорідність системи вздовж осі OY . В цьому випадку компоненти електричного поля електромагнітної хвилі залежать лише від двох координат x і z , тобто електродинаміка системи є ефективно двовимірною. В дальній зоні структури ($z \gg a$) електромагнітне поле має лише одну компоненту, $E_x(z)$. В ближній зоні ($z \sim a$) структури, завдяки взаємодії падаючого випромінювання з ґраткою, електромагнітне поле набуває більш складної векторної структури, в якій присутні дві компоненти $E_x(x, z)$ та $E_z(x, z)$ [39].

Для опису взаємодії зовнішнього електромагнітного поля з плазмонною структурою скористаємося хвильовим рівнянням:

$$\text{rot rot} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{\epsilon(\mathbf{r})}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}, \quad (1)$$

де c – швидкість світла у вакуумі, $\epsilon(\mathbf{r})$ – локальна діелектрична проникність середовища, $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ – густина високочастотного струму провідності, яка включає густини струмів, індукованих в ґратці, $\mathbf{j}^G(\mathbf{r}, t)$, та в шарі 2D-газу, $\mathbf{j}^{2D}(\mathbf{r}, t)$. У випадку запропонованої геометрії плазмонної структури $\epsilon(\mathbf{r})$ є функцією лише координати z ,

$$\epsilon(z) = \begin{cases} \epsilon_I, & z < 0, \\ \epsilon_{II}, & 0 < z < D, \\ \epsilon_{III}, & D < z < \mathfrak{D}, \\ \epsilon_I, & z > \mathfrak{D}, \end{cases} \quad (2)$$

де $\mathfrak{D} = D + D_s$ – відстань від ґратки до нижнього краю підкладки. Будемо вважати, що товщини ґратки і шару 2D-газу набагато менші, ніж скін-шар в терагерцовому діапазоні, тоді вектор густини струму буде мати ненульову тільки x -компоненту:

$$j_x(\mathbf{r}, t) = j^G(x, t)\delta(z) + j^{2D}(x, t)\delta(z - D), \quad (3)$$

де δ – дельта-функція Дірака. Для знаходження струму ґратки скористаємося законом Ома в локальному наближенні:

$$j^G(x, t) = \sigma^G(x)E_x(x, 0, t), \quad (4)$$

де функціональна залежність двовимірної провідності, $\sigma^G(x)$, визначається геометричним профілем ґратки. Надалі припускається, що метал не має частотну дисперсію провідності. Останнє припущення реалізується для багатьох металів у ТГц діапазоні частот [40]. В оптичному ж діапазоні частот для благородних металів може проявлятися частотна дисперсія провідності. При цьому провідність стає комплексною, що призводить до суттєвої модифікації електродинамічних властивостей металічних смужок, зокрема, до збільшення поглинання та появи ефекту плазмонного резонансу в ґратці [41, 42].

Для знаходження струму в шарі 2D-газу використаємо гідродинамічну модель (критерії застосування цієї моделі обговорюється в роботі [7]), яка включає: рівняння Ейлера,

$$\frac{\partial v(x, t)}{\partial t} + v(x, t) \frac{\partial v(x, t)}{\partial x} = -\frac{e}{m^*} E_x(x, D, t) - \gamma v(x, t), \quad (5)$$

рівняння неперервності,

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} - \frac{1}{e} \frac{\partial j^{2D}(x, t)}{\partial x} = 0, \quad (6)$$

та вираз для струму в локальному наближенні:

$$j^{2D}(x, t) = -en(x, t)v(x, t), \quad (7)$$

де e – елементарний заряд, m^* – ефективна маса електрона (припускається параболічний закон дисперсії електронів), $n(x, t)$ та $v(x, t)$ – локальні концентрація та швидкість електронів, відповідно, а $E_x(x, D, t)$ – електричне поле в провідному каналі. Розсіяння електронів вводиться феноменологічно за допомогою параметра, $\gamma = 1/\tau$, що має зміст оберненого часу релаксації імпульсу.

Оскільки система рівнянь (1)–(7) є суттєво нелінійною для її розв'язку скористаємося теорією збурень. Для цього всі вхідні величини представимо у вигляді розкладу за степенями зовнішнього збурення до другого порядку. Зокрема,

$$\begin{aligned} n(x, t) &= n_0 + n^{(1)}(x, t) + n^{(2)}(x, t), \\ v(x, t) &= v_0 + v^{(1)}(x, t) + v^{(2)}(x, t), \\ E_{\{x, z\}}(x, z, t) &= E_0 + E_{\{x, z\}}^{(1)}(x, z, t) + E_{\{x, z\}}^{(2)}(x, z, t), \\ j_x(x, z, t) &= j_0 + j_x^{(1)}(x, z, t) + j_x^{(2)}(x, z, t). \end{aligned} \quad (8)$$

Величини n_0 , v_0 , E_0 , j_0 не залежать від координати та часу і позначають рівноважну концентрацію носіїв, стаціонарну дрейфову швидкість, прикладене стаціонарне поле та струм в 2D-газі, відповідно. Верхні індекси (1), (2) нумерують члени розкладу, які пропорційні першому степеню та квадрату амплітуди падаючої хвилі, відповідно. Аналіз системи (1)–(7) розпочнемо з хвильового рівняння. Лінійність хвильового рівняння відносно високочастотного поля дає можливість отримати його розв'язки для кожного порядку збурення, незалежно.

Періодичність системи вздовж осі Ox дозволяє шукати розв'язок рівняння (1) у вигляді розкладу в ряд Фур'є (9) відносно координати x . Крім того, наявність нелінійних членів у рівняннях гідродинаміки може призводити до появи у високочастотному полі, гармонік з частотами, кратними частоті падаючого сигналу. Звідси компоненти електричного поля електромагнітної хвилі та індукованих струмів можемо представити у вигляді:

$$\begin{aligned} & [E_{\{x,z\}}^{(s)}(\mathbf{r}, t), j_x^{(s)}(\mathbf{r}, t)] = \\ & = \sum_{m,p=-\infty}^{+\infty} [E_{\{x,z\},m,p}^{(s)}(z), j_{x,m,p}^{(s)}(z)] \exp(i[q_m x - \omega_p t]), \end{aligned} \quad (9)$$

де $q_m = 2\pi m/a$, $\omega_p = \omega p$, ω – частота падаючого сигналу, а $s = \{1, 2\}$ – порядок збурення. Використовуючи розклад (9) хвильове рівняння (1) може бути перетворене в систему диференціальних рівнянь відносно змінної z (в кожному із середовищ) на m, p -фур'є-гармоніки x -компоненти електричного поля:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 E_{x,m,p}^{(s)}}{\partial z^2} - k_{r,m,p}^2 E_{x,m,p}^{(s)} = \frac{4\pi i k_{r,m,p}^2}{\epsilon_r \omega_p} [j_{m,p}^{G(s)} \delta(z) + \\ & + j_{m,p}^{2D(s)} \delta(z - D)], \end{aligned} \quad (10)$$

де індекс $r = I, II, III$ нумерує три середовища: вакуум, бар'єрний шар та підкладку. Характерне хвильове число $k_{r,m,p}$ описує просторову локалізацію m, p -фур'є-гармонік, які формують просторову геометрію та часову динаміку електромагнітного поля, що є результатом взаємодії падаючої хвилі з плазмонною структурою:

$$k_{r,m,p} = \begin{cases} \sqrt{q_m^2 - \epsilon_r \left(\frac{\omega_p}{c}\right)^2}, & q_m > \sqrt{\epsilon_r} \omega_p / c, \\ -i \sqrt{\epsilon_r \left(\frac{\omega_p}{c}\right)^2 - q_m^2}, & q_m < \sqrt{\epsilon_r} \omega_p / c. \end{cases}$$

Розв'язок рівняння (10) з відповідними граничними умовами на межах поділу середовищ дає змогу отримати зв'язок високочастотного поля на 2D-газі зі струмами провідності, що індукуються в структурі для будь-якого порядку збурення:

$$\begin{aligned} E_{x,m,p}^{(s)}(D) = & -\frac{4\pi i k_{I,m,p}}{\omega_p \epsilon_I} \left(j_{m,p}^{G(s)} + \Lambda_{m,p} j_{m,p}^{2D(s)} \right) \frac{1}{\Delta_{m,p}} + \\ & + 2\tilde{E}_0 \delta_{m,0} \delta_{p,1} \frac{\delta_{s,1}}{\Delta_{m,p}}, \end{aligned} \quad (11)$$

де \tilde{E}_0 – амплітуда падаючої електромагнітної хвилі. Процедура розв'язку рівняння (10) та явний вигляд функцій $\Lambda_{m,p}$, $\Delta_{m,p}$ наведений в додатку 1. Співвідношення (11) буде використано для отримання виразу фотовідгуку.

2.2. Вираз для фотовідгуку

Застосуємо розклади теорії збурень (8) до рівнянь гідродинаміки (5)–(7). Тут всі величини стосуються координати $z = D$. В нульовому порядку отримаємо співвідношення між стаціонарними характеристиками $v_0 = -\mu_0 E_0$, $j_0 = \sigma_0 E_0$, де $\mu_0 = e/m^* \gamma$ та $\sigma_0 = en_0 \mu_0$ рухливість електронів та провідність 2D-газу, відповідно. В лінійному наближенні система (5)–(7) набуває вигляду:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v^{(1)}}{\partial t} + v_0 \frac{\partial v^{(1)}}{\partial x} = -\frac{e}{m^*} E_x^{(1)} - \gamma v^{(1)}, \\ & \frac{\partial n^{(1)}}{\partial t} + v_0 \frac{\partial n^{(1)}}{\partial x} + n_0 \frac{\partial v^{(1)}}{\partial x} = 0, \\ & j^{2D(1)} = -e \left(n_0 v^{(1)} + n^{(1)} v_0 \right). \end{aligned} \quad (12)$$

З системи (12), записаній у фур'є-представленні:

$$\begin{aligned} & (\gamma - i[\omega_p - q_m v_0]) v_{m,p}^{(1)} = -\frac{e}{m^*} E_{x,m,p}^{(1)}, \\ & (\omega_p - q_m v_0) n_{m,p}^{(1)} - q_m n_0 v_{m,p}^{(1)} = 0, \\ & j_{m,p}^{2D(1)} = -e \left(n_0 v_{m,p}^{(1)} + n_{m,p}^{(1)} v_0 \right), \end{aligned} \quad (13)$$

можемо отримати високочастотну провідність, $\sigma_{m,p}^{2D}$, яка описує в лінійному наближенні відгук дрейфуючого 2D-газу на зовнішній високочастотний та просторово-неоднорідний сигнал, тобто $j_{m,p}^{2D(1)} = \sigma_{m,p}^{2D} E_{x,m,p}^{(1)}$, де

$$\sigma_{m,p}^{2D} = \sigma_0 \frac{\omega_p}{\omega_p - q_m v_0} \frac{\gamma}{\gamma - i(\omega_p - q_m v_0)}. \quad (14)$$

Асиметрія цієї величини відносно заміни $q_m \rightarrow > q_{-m}$ описує характерне розщеплення плазмонного резонансу в спектрах пропускання та поглинання (див. розділ 3). Для подальшого аналізу, виразимо m, p -фур'є-гармоніки локальної концентрації та швидкості через m, p -фур'є-гармоніки поля на 2D-газі:

$$v_{m,p}^{(1)} = -\frac{e}{m^*} \frac{E_{x,m,p}^{(1)}}{(\gamma - i[\omega_p - q_m v_0])}, \quad (15)$$

$$n_{m,p}^{(1)} = -\frac{en_0}{m^*} \frac{q_m E_{x,m,p}^{(1)}}{(\gamma - i[\omega_p - q_m v_0])(\omega_p - q_m v_0)}. \quad (16)$$

В квадратичному наближенні по амплітуді збурення рівняння гідродинаміки можуть бути представлені таким чином:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v^{(2)}}{\partial t} + v_0 \frac{\partial v^{(2)}}{\partial x} + v^{(1)} \frac{\partial v^{(1)}}{\partial x} &= -\frac{e}{m^*} E_x^{(2)} - \gamma v^{(2)}, \\ \frac{\partial n^{(2)}}{\partial t} + v_0 \frac{\partial n^{(2)}}{\partial x} + n_0 \frac{\partial v^{(2)}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (n^{(1)} v^{(1)}) &= 0, \quad (17) \\ j^{2D(2)} &= -e (n_0 v^{(2)} + n^{(2)} v_0 + n^{(1)} v^{(1)}), \end{aligned}$$

яка у фур'є-представленні набуває вигляду нескінченної системи алгебраїчних рівнянь:

$$\begin{aligned} (\gamma - i[\omega_p - q_m v_0]) v_{m,p}^{(2)} + i \sum_{m',p'} q_{m'} v_{m',p'}^{(1)} v_{m-m',p-p'}^{(1)} &= \\ = -\frac{e}{m^*} E_{x,m,p}^{(2)}, \\ (\omega_p - q_m v_0) n_{m,p}^{(2)} - q_m n_0 v_{m,p}^{(2)} &= \\ = q_m \sum_{m',p'} n_{m',p'}^{(1)} v_{m-m',p-p'}^{(1)}, \\ j_{m,p}^{2D(2)} &= -e (n_0 v_{m,p}^{(2)} + n_{m,p}^{(2)} v_0 + n_{m,p}^{(1)} v_{m,p}^{(1)}). \end{aligned} \quad (18)$$

Виключаючи з другого рівняння системи (18) $n_{m,p}^{(2)}$, отримуємо вираз для квадратичної добавки до струму, яка відповідальна за виникнення струму фотовідгуку:

$$j_{m,p}^{2D(2)} = -\frac{en_0 \omega_p}{\omega_p - q_m v_0} \left(v_{m,p}^{(2)} + \sum_{m',p'} n_{m',p'}^{(1)} v_{m-m',p-p'}^{(1)} \right). \quad (19)$$

За означенням струм фотовідгуку визначається як середнє (по просторовому і часовому періоду) від наведеної високочастотним електричним полем добавки, тобто

$$j^{\text{ph}} = \langle j(x,t) - j_0 \rangle_{x,t} = \langle j^{2D(1)}(x,t) + j^{2D(2)}(x,t) \rangle_{x,t}. \quad (20)$$

Оскільки у випадку монохроматичного падаючого випромінювання лінійна добавка $j^{2D(1)}(x,t) \sim \exp(-i\omega t)$, то її усереднення дає нуль і струм фотовідгуку буде визначатися тільки квадратичною поправкою:

$$j^{\text{ph}} = \langle j^{2D(2)}(x,t) \rangle_{x,t} = \int_0^a \frac{dx}{a} \int_0^T \frac{dt}{T} j^{2D(2)}(x,t) = j_{0,0}^{2D(2)}. \quad (21)$$

Звідси випливає, що для знаходження фотовідгуку потрібно знайти лише нульову фур'є-гармоніку квадратичної поправки до струму $j_{0,0}^{2D(2)}$. Для цього скористаємося виразом (19) та перейдемо до границі $m \rightarrow 0, p \rightarrow 0$. В результаті маємо

$$j_{0,0}^{2D(2)} = -en_0 \left(v_{0,0}^{(2)} + \sum_{m',p'} n_{m',p'}^{(1)} v_{-m',-p'}^{(1)} \right). \quad (22)$$

З першого рівняння системи (18):

$$v_{0,0}^{(2)} = -\frac{e}{m^* \gamma} E_{x,0,0}^{(2)} - \frac{i}{\gamma} \sum_{m',p'} q_{m'} v_{m',p'}^{(1)} v_{-m',-p'}^{(1)}. \quad (23)$$

Легко показати, що другий доданок у цьому виразі тотожно рівний нулю. Дійсно, переходячи до сумачії тільки по додатних індексах, отримуємо, що

$$\begin{aligned} \sum_{m',p'} q_{m'} v_{m',p'}^{(1)} v_{-m',-p'}^{(1)} &= \\ = \sum_{(m',p') > 0} (q_{m'} v_{m',p'}^{(1)} v_{-m',-p'}^{(1)} + q_{-m'} v_{-m',-p'}^{(1)} v_{m',p'}^{(1)}) &= 0. \end{aligned} \quad (24)$$

Отже,

$$v_{0,0}^{(2)} = -\frac{e}{m^* \gamma} E_{x,0,0}^{(2)}, \quad (25)$$

де $E_{x,0,0}^{(2)}$ може бути отримане з рівняння (11) для другого порядку теорії збурень. В границі $m \rightarrow 0, p \rightarrow 0$ отримуємо, що $\Delta_{0,0} = 2$ та $\Lambda_{0,0} = 1$ (див. додаток 1). Тоді маємо

$$E_{x,0,0}^{(2)} = -\frac{2\pi}{\sqrt{\epsilon_I \epsilon_C}} j_{0,0}^{2D(2)}, \quad (26)$$

де було використано очевидний факт, що $j_{x,0,0}^{G(2)} = 0$, оскільки постійний струм не може протікати перпендикулярно до смужок ґратки.

Підставляючи (25) з врахуванням (26) в (22), отримуємо вираз для струму фотовідгуку через величини першого порядку збурення:

$$j_{0,0}^{2D(2)} = -e \frac{\gamma}{\gamma + \Gamma} \sum_{m',p'} n_{m',p'}^{(1)} v_{-m',-p'}^{(1)}, \quad (27)$$

де фактор $\Gamma = 2\pi e^2 n_0 / (m^* c \sqrt{\epsilon_I})$ має зміст темпу радіаційних втрат. Варто зазначити, що в попередніх теоріях детектування [15] множник $\gamma / (\gamma + \Gamma)$ був відсутній, оскільки в другому порядку теорії збурень самоузгоджено не розглядалися рівняння Максвелла.

Використовуючи вирази (15) та (16), отримуємо кінцеву формулу для струму фотовідгуку, через просторові фур'є-гармоніки поля в площині 2D-газу:

$$j^{\text{ph}} = -\frac{2e^3 n_0}{m^2} \frac{\gamma}{\gamma + \Gamma} \sum_m \frac{q_m}{\omega - q_m v_0} \frac{|E_{x,m,1}^{(1)}|^2}{\gamma^2 + (\omega - q_m v_0)^2}. \quad (28)$$

При виведенні (28) було використано, що у випадку падаючої монохроматичної хвилі $E_{x,m,p}^{(1)} \sim \delta_{p,1} \tilde{E}_0$ (див. додаток 2). Це означає, що в сумі по p' у (27) залишаються лише члени з частотою падаючого сигналу, ω .

На експерименті зазвичай вимірюється спад напруги, для його обчислення скористаємося законом Ома:

$$\delta U^{\text{ph}} = -\mathcal{L} \frac{j^{\text{ph}}}{\sigma_0},$$

де \mathcal{L} – міжконтактна довжина провідного каналу структури. Таким чином, отримаємо вираз для напруги фотовідгуку:

$$\delta U^{\text{ph}} = \frac{2e\gamma^2 \mathcal{L}}{m^*(\gamma + \Gamma)} \sum_m \frac{q_m}{\omega - q_m v_0} \frac{|E_{x,m,1}^{(1)}|^2}{\gamma^2 + (\omega - q_m v_0)^2}. \quad (29)$$

Вираз (29), разом з розв'язком електродинамічної задачі (37), завершує формулювання теорії фотовідгуку плазмонної структури.

3. Обговорення результатів

3.1. Вплив дрейфу на спектральні характеристики структури

Для більш чіткого розуміння фізики дрейфового механізму детектування електромагнітного випромінювання наведемо декілька феноменологічних міркувань. Оскільки фотовідгук пропорційний квадрату амплітуди поля на 2D-газі, то максимальні значення фотовідгуку слід очікувати в області плазмонного резонансу [43]. Плазмонний

резонанс у таких гібридних плазмонних структурах супроводжується суттєвим збільшенням електромагнітного поля в площині 2D-газу, що призводить до резонансного поглинання падаючого світла і появи екстремумів у спектрах відбивання і пропускання [10, 43–45]. Розглянемо механізм виникнення струму фотовідгуку в гібридній плазмонній структурі.

За відсутності дрейфу носіїв ($E_0 = 0$, $v_0 = 0$) детектований сигнал рівний нулю, в силу симетричного внеску у струм фотовідгуку плазмонів з додатними та від'ємними хвильовими векторами (див. (29)). В цьому випадку в спектрах пропускання можуть проявлятися лише мінімуми, пов'язані із плазмонами з $q = 2\pi|m|/a$.

За наявності стаціонарного дрейфу ($E_0 \neq 0$, $v_0 \neq 0$) в системі порушується симетрія відносно відображення $q_m \rightarrow q_{-m}$, а отже фур'є-гармоніки поля $E_{x,m,1}^{(1)}$ та $E_{x,-m,1}^{(1)}$ будуть мати різні амплітуди і їх внески в струм фотовідгуку вже не будуть скомпенсовані. Таким чином, з'явиться ненульовий струм фотовідгуку, тим більший, чим більша наведена дрейфом асиметрія плазмонів з протилежними хвильовими векторами.

Зняття симетрії також призводить до характерного розщеплення екстремумів плазмонного резонансу в спектрах пропускання/відбивання. Оцінити це розщеплення можна феноменологічно, розглянувши дисперсійне співвідношення плазмонів дрейфуючого 2D-газу в електростатичному наближенні. В цій моделі величина розщеплення визначається доплерівським зсувом $v_0 q$ (див., наприклад, [4, 46, 47]):

$$\omega_{\text{sc}}(q) = v_0 q + \omega_{\text{sc}}(q)|_{v_0=0}, \quad (30)$$

де $\omega(q)_{\text{sc}}|_{v_0=0}$ – частота плазмонів у відсутності дрейфу. Для оцінки ми використали вираз для $\omega_{\text{sc}}(q)|_{v_0=0}$, отриманий для випадку двовимірних плазмонів, екранованих ідеальним металічним затвором:

$$\omega_{\text{sc}}(q)|_{v_0=0} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n^{2D} |q|}{m^* \epsilon_{\text{eff}}(q)}},$$

де

$$\epsilon_{\text{eff}}(q) = \epsilon_{II} \text{cth}|q|D + \epsilon_{III} \frac{\epsilon_I + \epsilon_{III} \text{cth}|q|D_s}{\epsilon_{III} + \epsilon_I \text{cth}|q|D_s},$$

має зміст ефективної діелектричної проникності структури. Більш точно розрахувати викликане

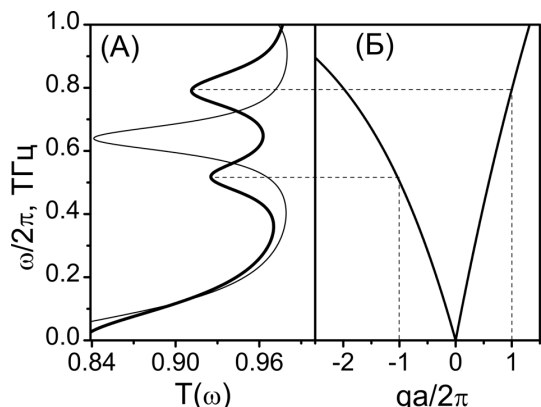


Рис. 2. Спектр пропускання AlGaAs/GaAs гібридної плазмонної структури при $E_0 = 0$ В/см (тонка лінія) та $E_0 = 200$ В/см (товста лінія) (А). Дисперсійні криві екранованих 2D-плазмонів, заданих рівнянням (30) та розраховані при $v_0 = 7,5 \cdot 10^6$ см/с (Б). Параметр $\gamma = 0,83 \cdot 10^{12}$ с $^{-1}$ був розрахований з нахилу стаціонарної характеристики, $v_0(E_0)$ (див. рис. 5 (Б)). Геометричні параметри структури такі: $a = 0,5$ мкм, $b = 0,4$ мкм, $D = 40$ нм, $D_s = 1$ мкм. Діелектричні сталі: $\epsilon_I = 1$, $\epsilon_{II} = 12,9$, $\epsilon_{III} = 9,3$ (як підкладка розглядався Al_2O_3). Металічна ґратка розглядалась золотом з об'ємною провідністю, $4 \cdot 10^{17}$ с $^{-1}$ та товщиною смужок $d_g = 20$ нм, при цьому $\sigma_0^G = 8 \cdot 10^{11}$ см·с

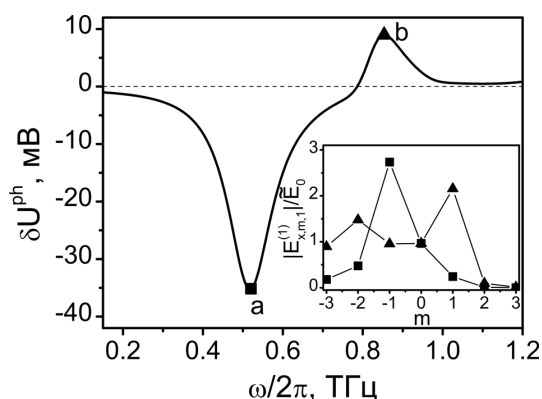


Рис. 3. Спектр напруги фотовідгуку досліджуваної плазмонної структури. Точки a , b позначають вибрані частоти $\omega/2\pi = 0,49, 0,81$ ТГц, для яких на вставці відповідно квадратами та трикутниками зображено амплітуди просторових фур'є-гармонік поля $|E_{x,m,1}^{(1)}|$ на 2D-газі залежно від їх номера m . Густина енергії падаючого випромінювання 1 Вт/см 2 , довжина провідного каналу 2D-газу $\mathcal{L} = 2$ мм. Інші параметри структури такі самі, як і на рис. 2

дрейфом розщеплення плазмонного резонансу потребує більш складного аналізу плазмонних спектрів 2D-газу під ґраткою [10, 12].

Слід зазначити, що для спостереження дрейфового механізму розщеплення плазмонного резонансу необхідно використовувати структури з високими рухливостями, низькими концентраціями носіїв та максимально високими дрейфовими швидкостями. Такі умови можна реалізувати в плазмонних структурах на основі високо рухливих AlGaAs/GaAs квантових гетероструктур. Ілюстрацію дрейфового розщеплення в спектрах пропускання та їх зв'язок з дисперсійним співвідношенням (30) продемонстровано на рис. 2 для AlGaAs/GaAs структури з концентрацією електронів $n_0 = 10^{11}$ см $^{-2}$ в стаціонарному полі $E_0 = 200$ В/см ($v_0 = 7,5 \cdot 10^6$ см/с, отримано з розрахунків стаціонарного сильнопольового транспорту [48]). Як видно з рис. 2 (А) розщеплення плазмонного резонансу становить $\sim 0,3$ ТГц, при цьому положення екстремумів гарно корелює з характерними частотами екранованих плазмонів, $\omega_{sc}(-2\pi/a) = 2\pi 0,5$ ТГц та $\omega_{sc}(2\pi/a) = 2\pi 0,8$ ТГц. Така гарна кореляція реалізується для металічних ґраток з великим фактором заповнення, $f = b/a$, близьким до 1. У розрахунках $f = 0,8$.

3.2. Спектр напруги фотовідгуку

Спектр напруги фотовідгуку наведений на рис. 3. Як видно, форма спектра має чітко виражені екстремуми, що відповідають резонансним частотам в спектрах пропускання. Полярність детектованого сигналу визначається знаком хвильового вектора домінуючої плазмонної моди відповідно до (29). Екстремум напруги фотовідгуку, що реалізується при $\omega/2\pi = 0,49$ ТГц, має значення $\delta U^{ph} \approx -40$ мВ і відповідає збудженню плазмонної моди з q_{-1} . В той самий час, екстремум напруги фотовідгуку, що реалізується при частоті $\omega/2\pi = 0,81$ ТГц, має позитивний знак, $\delta U^{ph} = 10$ мВ і відповідає збудженню плазмонної моди з q_{+1} . Це продемонстровано на вставці до рис. 3 залежностями фур'є-гармонік поля на 2D-газі, $E_{x,m,1}^{(1)}$ від номера m . Для частот, що відповідають екстремумам δU^{ph} , просторова структура поля має майже одномодовий характер – домінують фур'є-компоненти поля $E_{x,-1,1}^{(1)}$ та $E_{x,1,1}^{(1)}$. Для проміжних частот між частотами плазмонних резонансів просторова структура поля може мати більш складну просторову структуру і описуватися фур'є-гармоніками більш високого порядку. При цьому внески від різних

фур'є-гармонік можуть компенсуватись, що призводить до зменшення напруги фотовідгуку.

3.3. Аналіз впливу підкладки

Підкладка є невід'ємною частиною гібридної плазмонної структури. Наявність оптично товстої підкладки може значно модифікувати спектри пропускання/поглинання та фотовідгуку такої структури. Збільшення товщини діелектричної підкладки може призводити до послаблення плазмонного резонансу. Це пов'язано з тим, що поле на 2D-газі послаблюється внаслідок деструктивної інтерференції хвиль: прохідної і відбитої від нижнього інтерфейсу підкладки. Для раціонального дизайну плазмонної структури необхідно підбирати параметри підкладок таким чином, щоб частота Фабрі-Перо резонансу в підкладці була близькою до частоти збудження плазмонів. На рис. 4 (А) наведені спектри $\delta U^{\text{ph}}(\omega)$ для трьох типів підкладки: мембранної ($D_s = 1$ мкм), нерезонансної ($D_s = 46$ мкм), та резонансної ($D_s = 92$ мкм). Як видно, у випадку нерезонансної підкладки фотовідгук структури зменшується майже втричі, ніж для випадків мембранної та резонансної підкладок. Таке послаблення фотовідгуку пов'язане із суттєвим зменшенням амплітуди високочастотного поля в площині 2D-газу, що призводить до послаблення плазмонного резонансу. Це ілюструє розподіл величини $|E_x(x, D)|$ (рис. 4 (Б)) та спектр поглинання $L(\omega)$ (вставка до рис. 4 (А)). Отже, правильний дизайн параметрів підкладки плазмонної структури може дозволити практично повністю компенсувати в певному інтервалі частот негативний вплив деструктивної інтерференції на величину фотовідгуку.

3.4. Вплив стаціонарного дрейфу

У попередніх теоріях плазмонних структур з дрейфом носіїв [11, 15] темп релаксації імпульсу γ вважали величиною фіксованою і незалежною від величини прикладеного поля. У випадку $A_{III}B_V$ структур при значних прикладених електричних полях E_0 розсіяння електронів може сильно зростати завдяки активації інтенсивного непружного розсіяння електронів на оптичних фонах. Це типово призводить до сублінійної вольтамперної характеристики [49]. Таким чином, для моделювання детекторів, що використовують дрейф носіїв, слід враховувати ефекти розігріву 2D-газу.

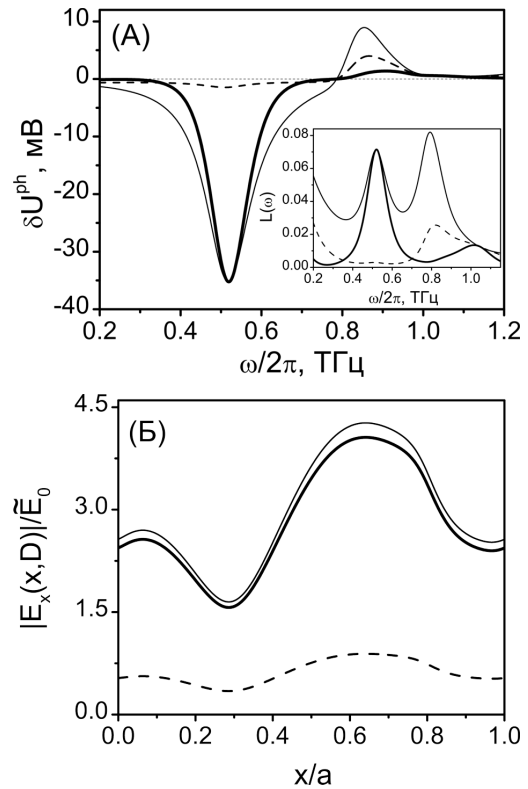


Рис. 4. Спектри фотовідгуку та поглинання (вставка) плазмонної структури, в залежності від товщини підкладки (А), розподіл амплітуди x -компоненти електричного поля на 2D-газі, отриманий в лінійному наближенні, при різних значеннях D_s (Б). Для $D_s = 1$ мкм – тонкі криві, $D_s = 46$ мкм – пунктирні криві, $D_s = 92$ мкм – товсті криві. Розподіли амплітуди поля побудовані при частоті $\omega/2\pi = 0,57$ ТГц, що близько до частоти збудження плазмона з $q = -2\pi/a$ (перший максимум фотовідгуку). Всі інші параметри такі самі, як і на рис. 2

В цій роботі ми використали залежності дрейфової швидкості від поля, $v_0(E_0)$, отримані з кінетичної теорії. В нашій роботі дрейфова швидкість і рухливість електронів були розраховані на основі розв'язку кінетичного рівняння Больцмана в наближенні електронної температури [48]. В розрахунках ми обмежились інтервалом помірних полів, де ще спостерігається квазілінійна залежність $v_0(E_0)$. Темпи розсіяння γ , що описують омичні втрати, були отримані з диференційної рухливості по нахилу залежності dv_0/dE_0 .

З наведеної на рис. 5 (В) характеристики $v_0(E_0)$ видно, що зі зростанням величини прикладеного поля з 200 В/см до 400 В/см спостерігається про-

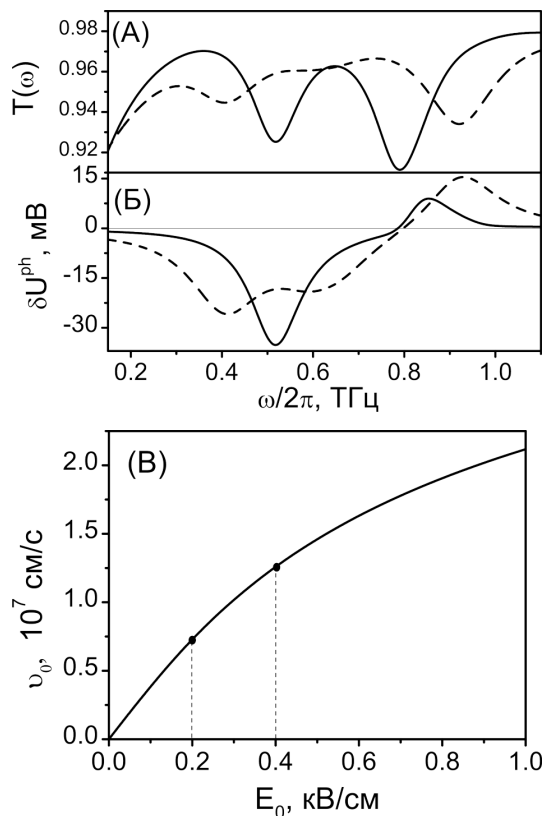


Рис. 5. Спектри пропускання (А) і напруги фотовідгуку (Б) структури при $E_0 = 200$ В/см (суцільна крива) та $E_0 = 400$ В/см (пунктирна крива). Залежність дрейфової швидкості від поля для AlGaAs/GaAs квантової ями при температурі 77 К (В). Характерні значення полів E_0 позначені точками

гресуюче зменшення нахилу $d\nu_0/dE_0$. При цьому диференціальна рухливість зменшується з $3,1 \cdot 10^4$ см²/Вс ($\gamma \sim 0,9$ пс⁻¹) до $2,2 \cdot 10^4$ см²/Вс ($\gamma \sim 1,3$ пс⁻¹), відповідно. Це є причиною зростання омичних втрат, зменшення добротності плазмонного резонансу та характерного уширення спектрів напруги фотовідгуку, що проілюстровано на рис. 5 (А, Б).

Отже, збільшення величини прикладеного стаціонарного електричного поля призводить до появи кількох ефектів. Збільшення розщеплення плазмонного резонансу дає можливість плавної зміни робочої частоти детектора шляхом зміни напруги на каналі структури. В той самий час, зростання стаціонарного поля призводить до більш інтенсивного розсіяння електронів, що зменшує добротність плазмонних резонансів та напруги фото-

відгуку. Таким чином, для збереження хорошої селективності по частоті, необхідно обмежувати зміну дрейфової швидкості квазілінійним діапазоном.

4. Висновки

Отже, запропоновано пертурбаційну теорію нелінійного відгуку гібридної плазмонної структури з дрейфуючим електронним 2D-газом на зовнішнє електромагнітне поле. В рамках теорії отриманий вираз для напруги фотовідгуку, який явним чином враховує фактор радіаційних втрат, який був відсутній у попередніх теоріях [15]. Теорія враховує багат шарову геометрію плазмонної структури та ефект розігріву носіїв в прикладених електричних полях. Теорія була застосована до аналізу ТГц властивостей плазмонної структури на основі квантової AlGaAs/GaAs гетероструктури з низькими концентраціями 2D електронного газу, $\sim 10^{11}$ см⁻².

Показано, що спектральна форма фотовідгуку тісно пов'язана з характерним розщепленням плазмонного резонансу, індукованого сильним дрейфом носіїв. Було отримано, що в інтервалі прикладених електричних полів 200–400 В/см напруга фотовідгуку може досягати значень десятків мВ для зовнішніх сигналів з густиною потужності 1 Вт/см² в діапазоні частот 0,3–1 ТГц. Виявлено, що оптично товста підкладка структури може мати негативний вплив на величину фотовідгуку завдяки деструктивній інтерференції прохідної хвилі та відбитої хвилі від нижньої грані підкладки. При цьому взаємодія плазмонів з падаючим випромінюванням може суттєво послаблюватись. Негативного впливу деструктивної інтерференції можна позбутися, використовуючи тонку (мембранну) підкладку або вибирати підкладку таким чином, щоб характерні частоти Фабрі–Перо мод були близькі до частоти плазмонного резонансу.

Також показано, що в достатньо сильних електричних полях добротність плазмонного резонансу та величини напруг фотовідгуку можуть суттєво зменшуватись завдяки зростанню омичних втрат. Це зростання пов'язане з проявом ефектів розігріву 2D-газу, а саме зі збільшенням темпу розсіяння носіїв. Отже, раціональне проектування детектора ТГц випромінювання на основі плазмонної структури з дрейфуючим електронним газом потребує виконання цілого ряду вимог. Зокрема,

необхідне використання металічних ґраток з субмікронним періодом та квантових гетероструктур з низькою електронною концентрацією. Також, необхідний вдалий вибір підкладки та існує обмеження на величини прикладених стаціонарних полів.

В загальному, побудована теорія є кроком до аналізу нелінійних властивостей гібридних плазмонних структур при взаємодії з інтенсивним електромагнітним випромінюванням.

Робота виконана за підтримки Федерально-го Міністерства наукових досліджень та технологій ФРН та МОН України в рамках спільного науково-дослідного проекту EUV-TERA (#01DK17028). Автори роботи вдячні др. S. Danylyuk and др. S. Brose (TOS, RWTH Aachen University) за спільне обговорення отриманих результатів та можливості їх експериментальної перевірки. Також, автори вдячні проф. В.О. Кочелану (ІФН НАНУ) за виявлений інтерес до роботи.

ДОДАТКИ

1. Граничні умови та зв'язок поля з індукованими струмами

Загальний розв'язок хвильового рівняння (10) на m, p -фур'є-гармоніки x -компоненти електричного поля має вигляд:

$$E_{x,m,p}^{(s)}(z) = \begin{cases} A_{m,p}^{(s)} e^{k_{I,m,p} z} + \delta_{s,1} \delta_{m,0} \delta_{p,1} \tilde{E}_0 e^{-k_{I,m,p} z}, & z < 0, \\ B_{m,p}^{(s)} e^{-k_{II,m,p} z} + C_{m,p}^{(s)} e^{k_{II,m,p} z}, & 0 < z < D, \\ H_{m,p}^{(s)} e^{-k_{III,m,p} z} + F_{m,p}^{(s)} e^{k_{III,m,p} z}, & D < z < \mathfrak{D}, \\ t_{m,p}^{(s)} e^{-k_{I,m,p} z}, & z > \mathfrak{D}. \end{cases} \quad (31)$$

Використовуючи граничні умови для електричного поля і його похідної на трьох межах поділу середовищ, $h_r = \{0, D, \mathfrak{D}\}$ ($r = I, II, III$),

$$E_{x,m,p}^{(s)}|_{z=h_r+0} = E_{x,p,m}^{(s)}|_{z=h_r-0}, \quad (32)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\epsilon_{r+1}}{k_{r+1,p,m}^2} \frac{\partial E_{x,p,m}^{(s)}}{\partial z} \Big|_{z=h_r+0} - \frac{\epsilon_r}{k_{r,p,m}^2} \frac{\partial E_{x,p,m}^{(s)}}{\partial z} \Big|_{z=h_r-0} = \\ & = \frac{4\pi i}{\omega_p} [j_{p,m}^{(s)} \delta_{r,I} + j_{p,m}^{2D(s)} \delta_{r,II}], \end{aligned} \quad (33)$$

де $\epsilon_{IV} = \epsilon_I$, можемо отримати систему 6 лінійних алгебраїчних рівнянь для визначення коефіцієнтів $A_{m,p}^{(s)}$, $B_{m,p}^{(s)}$, $C_{m,p}^{(s)}$, $H_{m,p}^{(s)}$, $F_{m,p}^{(s)}$ та $t_{m,p}^{(s)}$. Розв'язок цієї системи рівнянь дозволяє отримати вираз (11), що пов'язує m, p -фур'є-гармоніки x -компоненти електричного поля в площині 2D-

газу з відповідними фур'є-гармоніками струмів та амплітудою електричного поля падаючої хвилі. Вирази для коефіцієнтів $\Lambda_{m,p}$ та $\Delta_{m,p}$ мають такий вигляд:

$$\begin{aligned} \Delta_{m,p} &= (1 + \beta_{m,p}^{II,I} \theta_{m,p}) \text{chk}_{II,m,p} D + \\ &+ (\beta_{m,p}^{II,I} + \theta_{m,p}) \text{shk}_{II,m,p} D, \\ \Lambda_{m,p} &= \text{chk}_{II,m,p} \mathfrak{D} + \beta_{m,p}^{I,II} \text{shk}_{II,m,p} \mathfrak{D}. \end{aligned}$$

В останніх виразах

$$\theta_{m,p} = \beta_{m,p}^{III,II} \frac{\beta_{m,p}^{I,III} + \text{thk}_{III,m,p} D_s}{1 + \beta_{m,p}^{I,III} \text{thk}_{III,m,p} D_s},$$

$$\beta_{m,p}^{(r,r')} = \frac{\epsilon_r k_{r',m,p}}{\epsilon_{r'} k_{r,m,p}}.$$

В границі $m \rightarrow 0$, $p \rightarrow 0$, $\beta_{0,0}^{(r,r')} = \sqrt{\epsilon_r/\epsilon_{r'}}$, $\theta_{0,0} = \sqrt{\epsilon_I/\epsilon_{II}}$, що дає $\Delta_{0,0} = 2$ і $\Lambda_{0,0} = 1$.

Також для будь-якого порядку теорії збурень можемо отримати вираз для m, p -фур'є-гармоніки x -компоненти електричного поля в площині ґратки:

$$E_{x,m,p}^{(s)}(0) = 2\tilde{E}_0 \delta_{m,0} \delta_{p,1} \frac{\delta_{s,1} \Phi_{m,p}}{\Delta_{m,p}} - \frac{4\pi i k_{I,m,p}}{\epsilon_I \omega_p \Delta_{m,p}} \times (j_{m,p}^{(s)} \Phi_{m,p} + j_{m,p}^{2D(s)}), \quad (34)$$

$$\Phi_{m,p} = \text{chk}_{II,m,p} D + \theta_{m,p} \text{shk}_{II,m,p} D.$$

2. Електродинаміка плазмонної структури в лінійному наближенні

Оскільки в лінійному наближенні ($s = 1$) ефект мультиплікації частот не виникає, то всі часові фур'є-гармоніки крім $p = 1$ відсутні. Зі співвідношень (11) та (34), використовуючи закон Ома для високочастотних струмів в 2D-газі, $j_{m,1}^{2D(1)} = \sigma_{m,1}^{2D} E_{x,m,1}^{(1)}(D)$ (див. (14)) та в ґратці (4), який у Фур'є представленні має вигляд $j_{m,1}^{G(1)} = \sum_{m'} \sigma_{m-m'}^G E_{x,m',1}^{(1)}(0)$, можемо отримати нескінченну систему алгебраїчних рівнянь для просторових m -фур'є-гармонік електричного поля в площині ґратки:

$$\sum_{m'} [\delta_{m,m'} + \frac{2\pi i k_{I,m} W_m}{\epsilon_I \omega} \sigma_{m-m'}^G] E_{x,m'}(0) = W_m \delta_{m,0} \tilde{E}_0, \quad (35)$$

де

$$W_m = 2/(1 + \beta_m^{I,I} Q_m),$$

$$Q_m = \frac{\chi_m + \theta_m + \text{th}(k_{II,m} D)}{1 + (\chi_m + \theta_m) \text{th}(k_{II,m} D)},$$

а

$$\chi_m = \frac{4\pi i k_{II,m} \sigma_m^{2D}}{\epsilon_I \omega}.$$

Для компактності запису індекси s та p були опущені. Фур'є-гармоніки $E_{x,m}(0)$ дозволяють знайти розподіли високочастотного електричного поля в структурі та отримати її оптичні характеристики-спектри коефіцієнтів пропускання, відбивання та поглинання. Зокрема, коефіцієнти, що

входять в (31), можуть бути виражені через $E_{x,m}(0)$ таким чином:

$$\begin{aligned} A_m &= E_{x,m}(0) - \delta_{m,0} \tilde{E}_0, \\ B_m &= \frac{1}{2}(1 + Q_m)E_{x,m}(0), \\ C_m &= \frac{1}{2}(1 - Q_m)E_{x,m}(0), \\ H_m &= \frac{1}{2}e^{k_{III,m}D} [[1 + \beta_m^{II,III}(1 - \chi_m)]B_m e^{-k_{II,m}D} + \\ &+ [1 - \beta_m^{II,III}(1 + \chi_m)]C_m e^{k_{II,m}D}], \\ F_m &= \frac{1}{2}e^{-k_{III,m}D} [[1 - \beta_m^{II,III}(1 - \chi_m)]B_m e^{-k_{II,m}D} + \\ &+ [1 + \beta_m^{II,III}(1 + \chi_m)]C_m e^{k_{II,m}D}], \\ t_m &= H_m e^{(k_{I,m} - k_{III,m})D} + F_m e^{(k_{I,m} + k_{III,m})D}. \end{aligned} \quad (36)$$

З (36) легко отримати просторові фур'є-гармоніки поля на 2D-газі:

$$E_{x,m}(D) \equiv E_{x,m,1}^{(1)} = E_{x,m}(0)[\text{ch}(k_{II,m}D) - Q_m \text{sh}(k_{II,m}D)], \quad (37)$$

та отримати коефіцієнти пропускання, T , відбивання, R , та поглинання, L :

$$T = |t_0/\tilde{E}_0|^2, \quad R = |A_0/\tilde{E}_0|^2, \quad L = 1 - T - R. \quad (38)$$

Слід зазначити, що розв'язки (35) не збігаються залежно від рангу системи, хоча дають змогу отримати наближений розв'язок [50]. Тому використання прямого фур'є-методу є малоефективним з точки зору точності обчислень. Цю трудність можна подолати таким чином. Переходячи в системі (35) до координатного простору, можемо отримати таке інтегральне рівняння для просторового розподілу x -компоненти поля:

$$E_x(x, 0) = W_0 \tilde{E}_0 - \int_{-b/2}^{b/2} dx' L(x, x') E_x(x', 0), \quad (39)$$

де $L(x, x')$ – ядро лінійного інтегрального оператора

$$L(x, x') = \frac{2\pi i}{\epsilon_I \omega} \frac{\sigma^G(x')}{a} \sum_m k_{I,m} W_m e^{iq_m(x-x')}. \quad (40)$$

Інтегральне рівняння (39) можна розв'язати методом розкладу по деякій системі ортогональних поліномів $\{O_l\}$, $l = 0 - \infty$ (схема Галеркіна). Вдалий вибір типу поліномів може залежати від профілю провідності ґратки. Наприклад, для еліптичного профілю, що розглядається в нашій роботі,

$$\sigma^G(\tilde{x}) = \sigma_0^G \begin{cases} \sqrt{1 - \tilde{x}^2}, & -1 \leq \tilde{x} \leq 1, \\ 0, & 1 \leq \tilde{x} \leq 2/f, \quad f = b/a, \end{cases} \quad (41)$$

де $\tilde{x} = 2x/b$, були використані поліноми Чебишова другого роду. Після розкладу поля в області $|\tilde{x}| < 1$, $E_x(\tilde{x}, 0) = \sum_{l=0}^{\infty} C_l O_l(\tilde{x})$, рівняння (39) перетворюється в систему алгебраїчних рівнянь на коефіцієнти C_l :

$$\sum_{l'=0}^{\infty} M_{l,l'} C_{l'} = W_0 \tilde{E}_0 \delta_{l,0}, \quad (42)$$

де

$$M_{l,l'} = \delta_{l,l'} + \frac{2if\sigma_0^G}{\omega\epsilon_I} \sum_m k_{I,m} W_m \zeta_{l,m} \zeta_{l',m}^*, \quad (43)$$

а

$$\zeta_{l,m} = \int_{-1}^1 \sqrt{1 - \tilde{x}^2} O_l(\tilde{x}) e^{-i\pi m f \tilde{x}} d\tilde{x}.$$

Метод проєкції інтегрального рівняння (39) на поліноми Чебишова 2-го роду приводить до збіжного матричного рівняння (42). Причина лежить у тому, що такі вдалі базисні функції виконують аналітичне обернення сингулярної частини оператора в (39) [51].

Знаходячи коефіцієнти C_l , можна виразити просторові фур'є-гармоніки поля в площині ґратки:

$$E_{x,m}(0) = W_0 \tilde{E}_0 \delta_{m,0} - \frac{i\pi f \sigma_0^G}{\omega\epsilon_I} k_{I,m} W_m \sum_l C_l \zeta_{l,m}, \quad (44)$$

яке дозволяє отримати всі електродинамічні характеристики плазмонної структури в першому порядку теорії збурень. Також, використання методу Галеркіна стосовно ефективно двовимірних плазмонних структур детально описано в роботах [10, 52].

1. M. Tonouchi. Cutting-edge terahertz technology. *Nature photonics* **1**, 97 (2007).
2. F. Sizov, A. Rogalski. THz detectors. *Prog. Quant. Electron.* **34**, 278 (2010).
3. T. Otsuji, H. Karasawa, T. Watanabe, T. Suemitsu, M. Suemitsu, E. Sano, W. Knap, V. Ryzhii. Emission of terahertz radiation from two-dimensional electron systems in semiconductor nano-heterostructures. *C. R. Physique* **11**, 421 (2010).
4. A.V. Chaplik. Absorption and emission of electromagnetic waves by two-dimensional plasmons. *Surf. Sci. Rep.* **5**, 289 (1985).
5. V. Jakštas, I. Grigelionis, V. Janonis, G. Valušis, I. Kašalynas, G. Seniutinas, S. Juodkazis, P. Prystawko, M. Leszczyński. Electrically driven terahertz radiation of 2DEG plasmons in AlGaIn/GaN structures at 110 K temperature. *Appl. Phys. Lett.* **110**, 202101 (2017).
6. M.V. Krasheninnikov, A.V. Chaplik. Radiative decay of two-dimensional plasmons. *Sov. Phys. JETP* **61**, 75 (1985).
7. M. Dyakonov, M. Shur. Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: New mechanism of plasma wave generation by dc current. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2465 (1993).
8. M.Ali Khorrani, S. El-Ghazaly, S.-Q. Yu, H. Naseem. Terahertz plasmon amplification using two-dimensional electron-gas layers. *J. Appl. Phys.* **111**, 094501 (2012).
9. O. Sydoruk. Drifting plasmons in open two-dimensional channels: modal analysis. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46**, 135103 (2013).
10. S.A. Mikhailov. Tunable solid-state far-infrared sources: New ideas and prospects. *Recent Res. Devel. Appl. Phys.* **2**, 65 (1999).

11. S.A. Mikhailov. Plasma instability and amplification of electromagnetic waves in low-dimensional electron systems. *Phys. Rev. B* **58**, 1517 (1998).
12. A.S. Petrov, D. Svintsov, V. Ryzhii, M.S. Shur. Amplified-reflection plasmon instabilities in grating-gate plasmonic crystals. *Phys. Rev. B* **95**, 045405 (2017).
13. M. Dyakonov, M. Shur. Plasma wave electronics: Novel terahertz devices using two dimensional electron fluid. *IEEE Trans. Electron. Dev.* **43**, 1640 (1996).
14. G.R. Aizin, D.V. Fateev, G.M. Tsybalov, V.V. Popov. Terahertz plasmon photoresponse in a density modulated two-dimensional electron channel of a GaAs/AlGaAs field-effect transistor. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 163507 (2007).
15. G.R. Aizin, V.V. Popov, O.V. Polischuk. Plasmon enhanced electron drag and terahertz photoconductance in a grating-gated field-effect transistor with two-dimensional electron channel. *Appl. Phys. Lett.* **89**, 143512 (2006).
16. W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev, J.-Q. Lü, M.S. Shur, C.A. Saylor, L.C. Brunel. Resonant detection of sub-terahertz radiation by plasma waves in a submicron field-effect transistor. *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3433 (2002); W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev, M.S. Shur. Resonant detection of subterahertz and terahertz radiation by plasma waves in submicron field-effect transistors. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 4637 (2002).
17. H. Marinchio, C. Palermo, A. Mahi, L. Varani, V. Koroteyev. External excitation of hybrid plasma resonances in a gated semiconductor slab: An analytical study. *J. Appl. Phys.* **116**, 013707 (2014).
18. K.Y. Xu, X.F. Lu, A.M. Song, G. Wang. Enhanced terahertz detection by localized surface plasma oscillations in a nanoscale unipolar diode. *J. Appl. Phys.* **103**, 113708 (2008).
19. J. Torres, P. Nouvel, A. Penot, L. Varani, P. Sangar, B. Grimbirt, M. Faucher, G. Ducournau, C. Gaqui, I. Iniguez-de-la-Torre, J. Mateos, T. Gonzalez. Nonlinear nanochannels for room temperature terahertz heterodyne detection. *Semicond. Sci. Technol.* **28**, 125024 (2013).
20. W. Knap, V. Kachorovskii, Y. Deng, S. Rumyantsev, J.-Q. Lu, R. Gaska, M.S. Shur, G. Simin, X. Hu, M. Asif Khan, A. Saylor, L.C. Brunel. Nonresonant detection of terahertz radiation in field effect transistors. *J. Appl. Phys.* **91**, 9346 (2002).
21. W. Knap, F. Teppe, Y. Meziani, N. Dyakonova, J. Lusakowski, F. Boeuf, T. Skotnicki, D. Maude, S. Rumyantsev, M.S. Shur. Plasma wave detection of sub-terahertz and terahertz radiation by silicon field-effect transistors. *Appl. Phys. Lett.* **85**, 675 (2004).
22. M. Sakowicz, M. B. Lifshits, O. A. Klimenko, F. Schuster, D. Coquillat, F. Teppe, W. Knap. Terahertz responsivity of field effect transistors versus their static channel conductivity and loading effects. *J. Appl. Phys.* **110**, 054512 (2011).
23. S. Preu, S. Kim, R. Verma, P.G. Burke, M.S. Sherwin, A.C. Gossard. An improved model for non-resonant terahertz detection in field-effect transistors. *J. Appl. Phys.* **111**, 024502 (2012).
24. R. Tauk, F. Teppe, S. Boubanga, D. Coquillat, W. Knap, Y.M. Meziani, C. Gallon, F. Boeuf, T. Skotnicki, C. Fenouillet-Beranger, D.K. Maude, S. Rumyantseva, M.S. Shur. Plasma wave detection of terahertz radiation by silicon field effects transistors: Responsivity and noise equivalent power. *Appl. Phys. Lett.* **89**, 253511 (2006).
25. A. Lisauskas, U. Pfeiffer, E. Öjefors, P.H. Bolivar, D. Glaab, H.G. Roskos. Rational design of high-responsivity detectors of terahertz radiation based on distributed self-mixing in silicon field-effect transistors. *J. Appl. Phys.* **105**, 114511 (2009).
26. F. Schuster, D. Coquillat, H. Videlier, M. Sakowicz, F. Teppe, L. Dussopt, B. Giffard, T. Skotnicki, W. Knap. Broadband terahertz imaging with highly sensitive silicon CMOS detectors. *Opt. Express* **18**, 7827 (2011).
27. J.-Q. Lü, M.S. Shur, J.L. Hesler, L. Sun, R. Weike. Terahertz detector utilizing two-dimensional electronic fluid. *IEEE Electron. Dev. Lett.* **19**, 373 (1998).
28. A. El Fatimy, F. Teppe, N. Dyakonova, D. Seliuta, G. Valušis, A. Shchepetov, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy, S. Rumyantsev. Resonant and voltage-tunable terahertz detection in InGaAs/InP nanometer transistors. *Appl. Phys. Lett.* **89**, 131926 (2006).
29. S. Boubanga-Tombet, F. Teppe, D. Coquillat, S. Nadar, N. Dyakonova, H. Videlier, W. Knap, A. Shchepetov, C. Gardes, Y. Roelens, S. Bollaert, D. Seliuta, R. Vadoklis, G. Valušis. Current driven resonant plasma wave detection of terahertz radiation: Toward the Dyakonov–Shur instability. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 212101 (2008).
30. T.A. Elkhatib, V.Yu. Kachorovskii, W.J. Stillman, S. Rumyantsev, X.-C. Zhang, M.S. Shur. Terahertz response of field-effect transistors in saturation regime. *Appl. Phys. Lett.* **98**, 243505 (2011).
31. S. Danylyuk, P. Loosen, K. Bergmann, H. Kim, L. Juschk. Scalability limits of Talbot lithography with plasma-based extreme ultraviolet sources. *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS* **12** (3), 033002 (2013).
32. G. Kunkemöller, T.W.W. Maß, A.-K.U. Michel, Hyun-Su Kim, S. Brose, S. Danylyuk, Th. Taubner, L. Juschk. Extreme ultraviolet proximity lithography for fast, flexible and parallel fabrication of infrared antennas. *Opt. Express* **23** (20), 25487 (2015).
33. X.G. Peralta, S.J. Allen, M.C. Wanke, N.E. Harff, J.A. Simmons, P. Lilly, J.L. Reno, P.J. Burke, J.P. Eisenstein. Terahertz photoconductivity and plasmon modes in double-quantum-well field-effect transistors. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1627 (2002).
34. E.A. Shaner, M. Lee, M.C. Wanke, A.D. Grine, J.L. Reno, S.J. Allen. Single-quantum-well grating-gated terahertz plasmon detectors. *Appl. Phys. Lett.* **87**, 193507 (2005).
35. D.M. Yermolayev, K.M. Marem'yanin, D.V. Fateev, S.V. Morozov, N.A. Maleev, V.E. Zemlyakov, V.I. Gavrilenko, S.Yu. Shapoval, F.F. Sizov, V.V. Popov. Terahertz detection in a slit-grating-gate field-effect-transistor structure. *Solid-State Electronics* **86**, 64 (2013).

36. N. Nader Esfahani, R.E. Peale, W.R. Buchwald, C.J. Fredrickson, J.R. Hendrickson, J.W. Cleary. Millimeter-wave photoresponse due to excitation of two-dimensional plasmons in InGaAs/InP high-electron-mobility transistors. *J. Appl. Phys.* **114**, 033105 (2013).
37. V.V. Popov, D.V. Fateev, T. Otsuji, Y.M. Meziani, D. Coquillat, W. Knap. Plasmonic terahertz detection by a double-grating-gate field-effect transistor structure with an asymmetric unit cell. *Appl. Phys. Lett.* **99**, 243504 (2011).
38. V.V. Popov, D.V. Fateev, O.V. Polischuk, M.S. Shur. Enhanced electromagnetic coupling between terahertz radiation and plasmons in a grating-gate transistor structure on membrane substrate. *Opt. Express* **18**, 16771 (2010).
39. Yu.M. Lyaschuk, V.V. Korotyeyev. Interaction of terahertz electromagnetic field with metallic grating: Near-field zone. *Ukr. J. Phys. Opt.* **13**, 142 (2012).
40. M.A. Ordal, L.L. Long, R.J. Bell, S.E. Bell, R.R. Bell, R.W. Alexander C.A. Ward. Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared. *Appl. Optics* **22** (7), 1099 (1983).
41. O.V. Shapoval, R. Sauleau, A.I. Nosich. Scattering and absorption of waves by flat material strips analyzed using generalized boundary conditions and nystrom-type algorithm. *IEEE Trans. Antennas Propag.* **59**, 3339 (2011).
42. I.O. Sukharevsky, O.V. Shapoval, A. Altintas, A.I. Nosich. Validity and limitations of the median-line integral equation technique in the scattering by material strips of sub-wavelength thickness. *IEEE Trans. Antennas Propag.* **62**, 3623 (2014).
43. Yu.M. Lyaschuk, V.V. Korotyeyev. Interaction of a terahertz electromagnetic wave with the plasmonic system "grating-2D-gas". Analysis of features of the near field. *Ukr. J. Phys.* **59**, 495 (2014).
44. S.J. Allen, Jr., D.C. Tsui, R.A. Logan. Observation of the two-dimensional plasmon in silicon inversion layers. *Phys. Rev. Lett.* **38** (17), 980 (1977).
45. Hua Qin, Yao Yu, Xiang Li, Jiandong Sun, Yongdan Huang. Excitation of terahertz plasmon in two-dimensional electron gas. *Terahertz Science and Technology* **9** (2), 71 (2016).
46. R.E. Tyson, R.J. Stuart, H.P. Hughes, J.E.F. Frost, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones, C. Shearwood. Non-linear Doppler shift of the plasmon resonance in a grating-coupled drifting 2DEG. *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **14**, 1237 (1993).
47. A.S. Bhatti, D. Richards, H.P. Hughes, D.A. Ritchie. Spatially resolved Raman scattering from hot acoustic and optic plasmons. *Phys. Rev. B* **53**, 11016 (1996).
48. V.V. Korotyeyev. Theory of high-field electron transport in the heterostructures $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}$ with delta-doped barriers. Effect of real-space transfer. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics* **18**, 1 (2015).
49. W.T. Masselink. Electron velocity in GaAs: Bulk and selectively doped heterostructures. *Semicond. Sci. Technol.* **4**, 503 (1989).
50. T.L. Zinenko, A.I. Nosich, Y. Okuno. Plane wave scattering and absorption by resistive-strip and dielectric-strip periodic gratings. *IEEE Trans. Antennas Propag.* **46** (10) 1498 (1998).
51. A.I. Nosich. Method of analytical regularization in computational photonics. *Radio Sci.* **51**, 1421 (2016).
52. O.R. Matov, O.V. Polischuk, V.V. Popov. Electromagnetic emission from two-dimensional plasmons in a semiconductor-dielectric structure with metal grating: Rigorous theory. *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **14** (7), 1455 (1993).

Одержано 18.09.17

Yu.M. Lyaschuk, V.V. Korotyeyev

THEORY OF DETECTION OF TERAHERTZ RADIATION IN HYBRID PLASMONIC STRUCTURES WITH DRIFTING ELECTRON GAS

S u m m a r y

The theory of non-linear interaction of electromagnetic radiation with hybrid plasmonic structure, which consists of the two-dimensional quantum heterostructure integrated with a plasmonic element in the form of a metal grating, is developed. In particular, the non-linear effect of a detection of high-frequency radiation by a drifting two-dimensional electron gas is examined. Based on the self-consistent solutions of the Maxwell and non-linear hydrodynamic equations in the frames of consistent perturbation theory of the second order, the expression of a photoresponse in the THz region is found. It is shown that the obtained expression contains an additional factor corresponding to the radiative decay rate. The latter was omitted in the previous theories. The presented theory is applied to the analysis of high-frequency properties of hybrid plasmonic structures on the basis of AlGaAs/GaAs quantum heterostructure. The influences of an optically thick substrate and the effect of the electron heating under high electron drifts on the spectral characteristics of the transmission/absorption coefficients and on the photoresponse spectra are analyzed. Some recommendations as for the design of efficient terahertz radiation detectors with the use of the hybrid plasmonic structures as a core element are given.