

РЭЗАНАНСНАЯ САМАФАКУСІРОЎКА Ў АКТЫЎНЫМ СЛОІ ЛАЗЕРА

¹Цімошчанка А.В., ²Юрэвіч Ю.У., ²Юрэвіч У.А.

¹*Магілёўскі дзяржаўны ўніверсітэт імя А.А. Куляшова*

²*Магілёўскі дзяржаўны ўніверсітэт харчавання*

Для генерацыі кагерэнтнага выпраменьвання ў інжэкцыйных лазерах выкарыстоўваюць паўправадніковыя структуры на аснове квантавапамерных элементаў, якія, дзякуючы фарміраванню ў іх эксітонных энергетычных зон, могуць разглядацца ў якасці шчыльных рэзанансных асяроддзяў [1]. Верагоднасці эксітонных пераходаў ў падобных асяроддзях даволі значныя з прычыны параўнальна вялікіх дыпольных момантаў. Эфект дыпольна-дыпольнага ўзаемадзеяння прыводзіць да зрушэнню частаты рэзанансу, што залежыць ад канцэнтрацыі ўзбуджаных актыўных цэнтраў [2]. Аднак, з рэзананснымі варыяцыямі рознасці населенасцей узроўняў асноўнага пераходу ў ходзе вымушанага выпраменьвання звязана нелінейная дыэлектрычная ўспрымальнасць рэчыва ўзмацняючага элемента [3]. Змяненні ў энергетычным стане актыўнага слоя непазбежна прымаюць неаднароднае прасторавае размеркаванне. Фізічна наяўнасць нелінейных змяненняў дыэлектрычнай успрымальнасці азначае мадуляцыю глыбіні «патэнцыйнай ямы» ў месцы лакалізацыі лазернага поля пры часавым змяненні канцэнтрацыі носьбітаў зарада за кошт току накачкі або вымушанай рэкамбінацыі [4]. Рэзанансныя варыяцыі інверсіі і звязаная з імі дынаміка паказчыка праламлення ва ўмовах папярочнай неаднароднасці насычэння інверсіі здольныя абумовіць ваганні дыфракцыйных страт светлавога поля ў актыўным пласце з-за самафакусіроўкі выпраменьвання ў ходзе яго генерацыі.

Арыгінальнасць працы прадстаўляецца ў тым, што вынікам яе выканання з'яўляецца фармулёўка хуткасных (кінетычных) раўнанняў, што аналагічна [5] апісваюць тэмпаральную разгортку генерацыі ва ўмовах ефекту дынамічнай самафакусіроўкі, які стымуляваны менавіта ўласцівым шчыльным рэзанансным рэчывам дыполь-дыпольным узаемадзеяннем.

1. Зыходныя меркаванні

Аналіз ўплыву нелінейнасці дыэлектрычнай успрымальнасці і звязанай з ёю варыяцыі хваляводных уласцівасцяў на выпраменьванне інжекцыйнага лазера будзем праводзіць у рамках мадэлі, абгрунтаванай ў артыкуле [6], дзе разглядалася нерэзанансная нелінейнасць караўскага тыпу. Падобная рэфракцыйная нелінейнасць, звязаная непасрэдна з змяненнем інтэнсіўнасці поля ў месцы яго лакалізацыі, не надта тыповая для паўправадніковых матэрыялаў, што выкарыстоўваюцца ў лазернай оптыцы. У паўправадніковых лазерах, як паказалі вынікі больш позніх назіранняў, тым больш у выпадку квантапамерных структур, нелінейнасць успрымальнасці мае менавіта рэзанансную спецыфіку [3]. Ва ўмовах яе ваганняў, амплітуда якіх прапарцыйна варыяцыям інверсіі ў сілу залежнасці месцазнаходжання цэнтра лініі ўзмацнення ω_0 на спектральнай шкале ад канцэнтрацыі ўзбуджаных часціц, нелінейная ўспрымальнасць істотна адрозніваецца ўзроўнем уласнай амплітуды, інэрцыйнасцю і дынамікай эвалюцыі.

Прасторава-часавую характарыстыку выпраменьвання ва ўмовах папярочнай (у кірунку каардынаты x) неаднароднасці успрымальнасці будзем апісваць, выкарыстоўваючы ўяўленне комплекснай дыэлектрычнай пранікальнасці ў выглядзе:

$$\varepsilon(x, t) = \varepsilon_{nr} - \chi'(x, t) + i\chi''(x, t),$$

дзе ε_{nr} – рэчаісная (нерэзанансная) частка дыэлектрычнай пранікальнасці неўзбуджанага паўправадніка; у прадстаўленні рэзананснага ўзаемадзеяння рэчаісная ($\chi'(x, t)$) і ўяўная ($\chi''(x, t)$) часткі успрымальнасці вызначаюцца інверснай заселенасцю $n(x, t)$. У працы [6] ужывалася тыповая экспаненцыяльная апраксімацыя папярочнай неаднароднасці рэчаіснай часткі дыэлектрычнай пранікальнасці $\chi_m(x, t)$. Выкарыстоўваем далей аналагічную форму неаднароднасці для імавернаснай зменнай інверсіі:

$$n(x, t) = n_m(t) [\exp(-\sigma x) - 2 \exp(-\sigma x / 2)]. \quad (1)$$

У гэтым выразе σ характарызуе шырыню актыўнага слоя, $n_m(t)$ вызначае амплітудныя значэнні комплекснай рэзананснай успрымальнасці $\chi_m(t)$ і $\chi''_m(t)$. Форму размеркавання (1) у ходзе вымушанага выпраменьвання прынята лічыць нязменнай.

Тады, выкарыстоўваючы і надалей прыняты ў [6] падыход, выразім ўяўны дадатак да частаты падоўжнай моды рэзанатара (η – нерэзанансны паказчык праламлення актыўнага слоя):

$$\Omega = \frac{\omega_0}{2\eta} \left[\chi''_m - \chi''_{m0} - \frac{2\sigma c}{\omega_0} \sqrt{\frac{1}{2} (\sqrt{\chi''_m{}^2 + \chi''_{m0}{}^2} - \chi''_m)} \right], \quad (2)$$

Выраз дадатка (2) усярэднены па вобласці лакалізацыі поля. Уяўная дабаўка Ω праз зменныя $\chi_m(t)$, $\chi''_m(t)$ залежыць ад часу і яе велічыней выражаецца, у сутнасці, каэфіцыент узмацнення лазернага дыёда, вызначаючы хуткасць нарастання інтэнсіўнасці на частаце ω у актыўным слоі. Велічыня χ''_{m0} прапарцыйная пачатковаму значэнню інверсіі n_0 .

Паблізу рэзанансу $|\omega - \omega_0| \sim 1/T_2$ (T_2 – тэрмін фазавай рэлаксацыі актыўных цэнтраў) комплексная амплітуда нелінейнай успрымальнасці выразіцца так:

$$\chi_m(t) = i \frac{\mu^2}{\varepsilon_0 \hbar} T_2 N \frac{n_m(t)}{1 + i\Delta}, \quad \Delta = \Delta_0 - \frac{\mu^2 N}{3\varepsilon_0 \hbar} T_2 n_m(t), \quad \Delta_0 = (\omega - \omega_0) T_2, \quad (3)$$

дзе μ – сярэдняе значэнне дыпольнага моманту актыўных цэнтраў, N – іх канцэнтрацыя. Пры запісу (3) ўлічваецца патярызуючы ўплыў блізкіх паляў дыполяў, эфектыўны ў шчыльных

резонансних асяроддзях. Лакальна папраўка Лоранца да поля, якое дзейнічае на актыўных цэнтры, прыводзіць да ўзнікнення асаблівага складніка, прапарцыянальнага рознасці населенасці. у выразе для унармаванага дэфекту резанансу Δ_0 [2]. Складнікам ўлічваецца пераналаз резанансу па меры змянення інверсіі. З улікам выразу (3) нелінейную дабаўку (2) да частаты можна запісаць такім чынам:

$$\Omega = \frac{\kappa}{2\eta} c \left[\frac{n_m}{1 + (\Delta_0 - \gamma \kappa n_m)^2} - n_0 - \rho \sqrt{n_m \left(\frac{1}{\sqrt{1 + (\Delta_0 - \gamma \kappa n_m)^2}} - \frac{\Delta_0 - \gamma \kappa n_m}{1 + (\Delta_0 - \gamma \kappa n_m)^2} \right)} \right], \quad \kappa = \frac{\mu^2 \omega_0}{\epsilon_j \hbar c} T_2 N, \quad \rho = \frac{\sigma c}{\omega_0} \sqrt{\frac{2}{\kappa n_0}}. \quad (4)$$

Тут κ – резанансны каэфіцыент умацнення, дасягальны пры дадзеным узроўні току накачки. γ – нармуючы множнік ў складніку, што вызначае ўлік лакальнага поля, велічыня множнік прапарцыянальна дачыненню даўжыні хвалі λ і падоўжнага памеру актыўнага слоя.

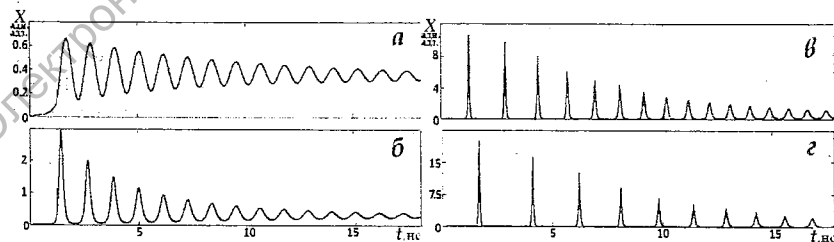
2. Разліковая схема і вынікі мадэлявання

Далей будзем выкарыстоўваць у (4) зменную адноснай інверсіі $y(t) = n_m(t)/n_0$, а таксама зменную нармаванай інтэнсіўнасці $X(t) = \mu^2 T_1 T_2 |E(t)|^2 / \hbar^2$, разлічваемай для усярэднянай па даўжыні актыўнага слоя квазістацыянарнай напружанасці поля $E(t)$ (T_1 – характэрны тэрміе сплантаннай рэкамбінацыі, адзначым таксама, што X фактычна нармавана па магутнасці поле насычэння). Пры фармулёўцы хуткасных раўнанняў лазера з улікам (4) мяркуем, што ненасычанае ўзмацненне κ у адсутнасць вымушанага выпраменьвання роўна сумарным стратам у рэзанатары. Тады пры нармаванні зменнай t па велічыні T_1 ($\tau = t/T_1$) можна таксама аналагічна [4 - 6] ўвесці нармаваны параметр тэрміе жыцця фатона ў рэзанатары τ . Хуткасць напампоўвання вызначаецца параметрам α у раўнанні для інверсіі. Прыведзенымі надалей кінэтычнымі раўнаннямі апісваецца баланс энергіі ў актыўным элеменце лазера:

$$\frac{dX}{d\tau} = \frac{1}{\tau} \left[\frac{y}{1 + (\Delta_0 - \gamma \kappa y)^2} - \rho \sqrt{y \left(\frac{1}{\sqrt{1 + (\Delta_0 - \gamma \kappa y)^2}} - \frac{\Delta_0 - \gamma \kappa y}{1 + (\Delta_0 - \gamma \kappa y)^2} \right)} - 1 \right] X, \quad \frac{dy}{d\tau} = \alpha - y - \frac{Xy}{1 + (\Delta_0 - \gamma \kappa y)^2}. \quad (5)$$

Аналіз ўплыву ефекту самафаксуіроўкі, абумоўленага резананснай нелінейнасцю, на ўстойлівасць генерацыі з магчымым развіццём аўтаваганняў зменных сістэмы (5), відавочна, вызначае асабліва цікавасць, але ўяўляе самастойную задачу, што будзе вырашана асобна.

Далей мэтазгодна прывесці вынікі лікавага інтэгравання (5) метадам Рунге-Куты для пачатковых умоў, што адпавядаюць выкананню парогавых умоў генерацыі для вельмі малой пачатковай інтэнсіўнасці, якая спараджаецца выпраменьваннем сплантаннай люмінесценцыі (так званы выпадак ўзмацнення слабага сігналу [4]). Значэнні параметраў лазерных прылад, якія вызначаюць велічыню каэфіцыентаў пры разліках у рамках схемы (5), у асноўным, абраныя ў адпаведнасці з дадзенымі працы [7], параметр σ – узгодна з [6]. Вынікі мадэлявання працэсу вымушанага выпраменьвання ва ўмовах так званага «дыхаючага святлавода» на наносекунднай часовай шкале прадстаўлены на малюнку 1.



Малюнак 1 – Разгортка інтэнсіўнасці выпраменьвання (y адносных адзінак):

$$\sigma = 0 \text{ (a)}, 0.04 \text{ (б)}, 0.1 \text{ (в)}, 0.2 \text{ (г)}, T_1 = 1.0 \cdot 10^{-9} \text{ с}, T_2 = 1.0 \cdot 10^{-12} \text{ с}, \tau = 2.0 \cdot 10^{-12} \text{ с},$$

$$\gamma = 0.25, \Delta_0 = 0.5, \lambda = 1.25 \cdot 10^{-6} \text{ м}$$

Адзначым, што суадносна да выпадку адсутнасці самафаксіроўкі (мал. 1, а) эфект «сдыхаючага святлавода» ў актыўным слоі лазернага дыёда павінен прыводзіць да адчувальнага змянення структуры выпраменьвання. Па меры павелічэння папярочнага памеру вобласці генерацыі ўзрастае ўзровень мадуляцыі страт выпраменьвання з-за варыяцый разыходнасці, абумоўленых самафаксіроўкай (варыянты разліку на малюнках 1, б - г). У квазіперыядычным змяненні інтэнсіўнасці больш высокі ўзровень страт на пярэднім фронце пераходных імпульсаў, што фармуецца падчас генерацыі, абумоўлівае нарастанне інверсіі да адносна вялікіх значэнняў. Наступны скід інверсіі прыводзіць да большай пікавай амплітуды імпульсаў, павышэнню іх кантрасту і сітаватасці. Пры абраных спалучэннях параметраў, аднак, не адбываецца развіцця аўтаваганняў (шэрагу перыядычных незатухаючых імпульсаў) – часавая структура інтэнсіўнасці ва ўмовах пастаяннага ўзроўню напампоўвання мае характар пераходнай да ўсталяванага рэжыму выпраменьвання.

Спіс літаратуры

1. Kaplan A.E., Volkov S.N. Nanoscale stratification of optical excitation in self-interacting one-dimensional arrays / Phys. Rev. – 2009. – Vol. A79. – P. 1053834 – 1-16
2. Гадомский О.Н., Сухов С.В. Эффект ближнего поля в сверхтонкой плёнке резонансных атомов / Квантовая электроника. – 1998. – Т.25, №6. – С. 529 - 534
3. Garnire E. Resonant optical nonlinearities in semiconductors / IEEE Journ. Sel. Top. Quant. Electron. – 2000. – Vol. 6, № 6. – P.1094 - 1110
4. Ханин Я.И. Основы динамики лазеров. М.: Наука, 1999. – 368 с.
5. Тимошенко Е.В., Юревич Ю.В. Влияние резонансной нелинейности диэлектрической восприимчивости активного слоя на пороговый уровень усиления инжекционных лазеров / Приложение к журналу Весці НАН Беларусі, серыя фіз.-мат. навук. – 2013. – С.62 - 65
6. Аллахвердян Р.Г. [и др.] Влияние нелинейности показателя преломления на динамику излучения полупроводниковых лазеров / Квантовая электроника. – 1971. №6. С.53 - 59
7. Жуков А.Е., Ковш А.Р. Полупроводниковые лазеры на основе квантовых точек для систем оптической связи / Квантовая электроника. – 2008. – Т.38, №5. – С. 409 - 422