

ІМПУЛЬСЫ ЗВЫШВЫПРАМЕНЬВАНЯ І ДРЭЙФ ЧАСТАТЫ Ў ТОНКІМ СЛОІ ШЧЫЛЬНАГА РЭЗАНАНСНАГА АСЯРОДДЗЯ

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

¹Магілёўскі дзяржаўны ўніверсітэт імя А.А. Куляшова

²Магілёўскі дзяржаўны ўніверсітэт харчавання

Стан самаўзбуджэння, што прадказваецца для тонкіх інверсных слаёў [1], з'яўляецца перспектыўным для атрымання імпульснай генерацыі ў лазерных прыладах, дзе ўзмацнячы элемент ўяўляе сабой тонкі слой матэрыялу з адносна высокай шчыльнасцю актыўных цэнтраў. Такія рэчывы выкарыстоўваюцца ў оптыцы і лазернай фізіцы і, ў тым ліку, традстаўлены квантавапамернымі паўправадніковымі структурамі [2, 3], што актыўныя ў вобласці спектру, якая адпавядае эксітонным пераходам. Падобнага роду матэрыялы адносяць да шчыльных рэзанансных асяроддзяў [4], у фарміраванні іх водгуку на выпраменьванне асабліва адбываецца ўплыў на нелінейную ўспрымальнасць дыполь-дыпольнага ўзаемадзеяння і эфекту Штарка [4, 5]. Абодвума эфектамі па меры рэзанансных варыяцый інверснай заселенасці і інтэнсіўнасці вымушанага выпраменьвання вызначаецца зрушэнне цэнтра спектральнай лініі ўзмацнення. У гэтым паведамленні на аснове разліковага аналізу разгледжаны ўплыў гэтых фактараў у вызначэнні пераналады частаты (нелінейнага дрэйфу частаты або «чырпа») у ходзе звышвыпраменьвання (ЗВ). Тонкія слаі, ўтвораныя элементарнымі дыпольнымі выпраменьвальнікамі, можна разглядаць у набліжэнні падоўжна-

аднароднага поля. Таму варта лічыць, што ўзмацняючым элементам с паніжаным памерам асабліва характэрная генерацыя са ўласцівасцямі працэсу ЗВ.

1. Кінетычная мадэль эфекту

Аптычнае поле, што перавыпраменьваецца палярызаванымі атамамі тонкага слоя ўяўляецца вынікам кагерэнтнага эфекту ЗВ і развіваецца ў працэсе ўзаемнага ўзгаднення фаз (фазіроўкі ці карэляцыі) элементарных выпраменьвальнікаў, якія ўтвараюць актыўнае рэчыва. Фазіроўка здзяйсняецца непасрэдна праз поле, якое выпраменьваецца, і ў паўправадніковым асяроддзях ЗВ адбываецца як калектыўная спантанная рэкамбінацыя [2]. Дынаміка кампанентаў водгуку паўправадніковай квантавапамернай структуры ў рэжыме ЗВ вызначае працэс генерацыі выпраменьвання ў выпадку дасягнення парогавага ўзмацнення ў тонкім слое, якому натуральна ўласцівы стан карэляцыі дыполяў ва ўмовах аднароднасці поля па таўшчыні слоя – ў кірунку распаўсюджвання выпраменьвання. У аснову аналізу дынамікі ЗВ пакладзены вядомы варыянт аптычных раўнанняў Максвела-Блоха, які аналагічна [6, 7] мадыфікаваны для планарных плёнак шчыльнага рэзананснага рэчыва ў набліжэнні звыштонкага слоя. У выніку маштабавання зменных і матэрыяльных параметраў рэчыва слоя кінетычная схема генерацыі для выпадку фармальнага рэзанансу (супадзення цэнтра лініі ўзмацнення з апорнай частатой светлавага поля) ўяўляецца сістэмай нелінейных дыферэнцыяльных раўнанняў:

$$T_2 \frac{d\rho}{dt} = N e_i + (N-1)\rho + i\gamma(N-1) - \beta|\rho|^2 \rho, \quad T_2 \frac{dN}{dt} = -\kappa \left(e_i \operatorname{Re} \rho + \kappa |\rho|^2 \right), \quad u = \kappa^2 |\rho|^2. \quad (1)$$

дзе ρ – зменная рэзананснай палярызаванасці, $N = nI - z$ – зменная ўзмацнення (κ – паказчык ўзмацнення, n – верагоднасная зменная інверсіі), e_i – нармаванае пачатковае поле, што ўзнікае з поля люмінесценцыі на частаце рэзанансу, β – каэфіцыент у штаркаўскім кампаненце зрушэння частаты, які прапарцыйны рознасці палярызуемай актыўных дыполяў на ўзроўнях асноўнага пераходу, T_2 – час фазавай рэлаксацыі дыполяў (велічынёй $2/T_2$ вызначаецца аднастаяная шырыня лініі ўзмацнення). Шчыльнасць выхаднога выпраменьвання u у сістэме (1) не мае памернасці (унармавана па велічыні $(\mu T_2/\hbar)^2$, μ – сярэдняе значэнне дыпольнага моманту). Уплыў блізкіх паляў дыполяў на палярызуемасць актыўных цэнтраў разгледжаны ў рамках уліку лакальнай папраўкі Лоранца да дзейнага поля. Пры гэтым уліку ў сістэме (1) існуе фазавы кампанент, лінейна звязаны з рэзананснай варыяцыйнай інверсіі пры нармуючым каэфіцыенце γ , што прапарцыйны дачыненню даўжыні хвалі поля ЗВ і таўшчыні слоя.

2. Набліжанае рашэнне і разлік тэмпаральнай разгорткі выпраменьвання

Набліжэнне звыштонкага слоя, якое выкарыстоўваецца пры запісе (1), дае магчымасць аналітычнага разліку формы імпульсу пры ўліку фазавай рэлаксацыі дыполяў з характэрным тэрмінам T_2 . Працягласць часу дэфазіроўкі дыполяў лічым, аднак, абмежаваным па велічыні: і параўнальным з часам развіцця звышвыпраменьвання τ_R . Тэрмін τ_R вызначаецца верагоднасцю вымушаных пераходаў на частаце рэзанансу і канцэнтрацыяй актыўных часціц аналагічна, напрыклад, [7]. Тады параметр ўзмацнення κ , які варта запісаць у выглядзе $\kappa = T_2/\tau_R$ [8], павінен быць не менш адзінкі і не перавышаць некалькі адзінак. Аднак, ва ўмовах пэўнай значнасці фазавай рэлаксацыі змяняецца профіль (працягласць) светлавага выкіду і яго пікавая магчымасць.

Для ацэнкі гэтых змяненняў запішам сістэму (1) для зменнай $|\rho(t)|^2$, што вызначае шчыльнасць светлавага поля, і ўзмацнення $N(t)$ у пагардзе пачатковай люмінесценцыі:

$$\frac{d}{dt} |\rho|^2 = \frac{2}{T_2} (N-1) |\rho|^2, \quad \frac{dN}{dt} = -\frac{\kappa^2}{T_2} |\rho|^2. \quad (2)$$

Інтэгралам сістэмы (2) з'яўляецца выраз, вядомы як закон захавання палярнага вугла вектара Блоха [8]. Зыходзячы з запісанай мадыфікацыі раўнанняў Блоха (2), падобны выраз фармулюецца ў наступным выглядзе:

$$\kappa^2 |\rho|^2 = (\kappa - N)(\kappa + N - 2). \quad (3)$$

Пры атрыманні (3) меркавалася тыповая для ЗВ сітуацыя, калі ў пачатковы момант часу ў асяроддзі дасягнута поўная інверсія ($n(t=0) = 1$). У «класічным» варыянце, гэта значыць без уліку фазавай рэлаксацыі, закон захавання фармулюецца ў выглядзе [8]: $|\rho|^2 = 1 - n^2$. У літаратуры пад імпульсамі ЗВ, наогул, разумеюць выкіды вымушанага выпраменьвання ва ўмовах поўнага скіду інверсіі ў адсутнасць фазавай рэлаксацыі, магутнасць імпульсу ў тым выпадку прапарыйная N^2 . Зыходзячы з выразу (3), відавочна, што з-за дэфазіроўкі дыполю ў падчас рэлаксацыі скід інверсіі не поўны, таму па меры зніжэння параметру κ (збліжэння значэнняў T_2 і τ_R), інтэнсіўнасць вымушанага выпраменьвання, якое прыводзіць да фарміравання імпульсу, павінна зніжацца.

Выкарыстанне (3) прыводзіць да аналітычных выразуў для ўзмацнення і шчыльнасці u :

$$N(t) = \kappa \operatorname{th} \left[\left(\frac{1}{\tau_R} - \frac{1}{T_2} \right) \tau \right] + \operatorname{sch} \left[\left(\frac{1}{\tau_R} - \frac{1}{T_2} \right) \tau \right] \exp \left[\left(\frac{1}{\tau_R} - \frac{1}{T_2} \right) \tau \right], \quad u(t) = (\kappa - 1)^2 \operatorname{sch}^2 \left[\left(\frac{1}{\tau_R} - \frac{1}{T_2} \right) \tau \right], \quad (4)$$

дзе $\tau = t - t_m$ (t_m – момант дасягнення максімальнага значэння шчыльнасці выпраменьвання).

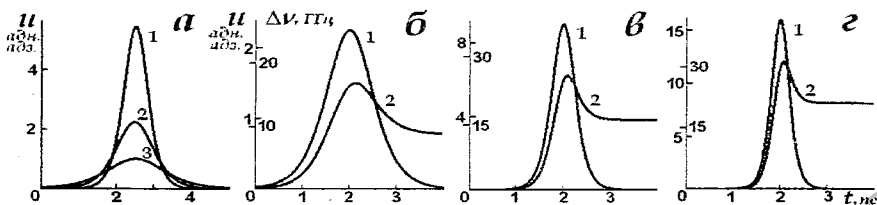
Пры ацэнцы маштаба з'яў (дыяпазону змены характарыстык выпраменьвання і параметраў рэчыва) у разліках залежасяў (4), і надалей, у ацэнках дынамікі нелінейнага дрэйфу частаты, зыходзілі, ў асноўным, з вядомых з літаратуры, напрыклад, з работ [2, 4, 5], параметраў асяроддзяў паўправадніковых квантавапамерных структур для слабых субмікроннай таўшчыні. Значэнні інтэнсіўнасці ў піку выкіды ЗВ могуць мець парадка не менш 10^7 Вт/см² у адпаведным да эксітонных пераходаў спектральным дыяпазоне (даўжыня хвалі поля $\sim 1.25 \dots 1.30 \cdot 10^{-6}$ м).

Прыклады разліку тэмпаральнага ходу нармаванай шчыльнасці выпраменьвання прыведзены на малюнку 1, а. Натуральна, ў любым выпадку разлік выраз (4) для $u(t)$ павінен уяўляць сіметрычны імпульс. Прычынова параўноўваюцца паўшырыня і пікавая амплітуда імпульсаў, што дасягаюцца для рознага ўзроўню ўзмацнення. Прыкметна, што па меры нарастання ўплыву фазавай рэлаксацыі зніжаецца пікавая амплітуда і расце працягласць выпраменьваных імпульсаў. Разлік велічыні нелінейнага дрэйфу частаты, выкліканага ўплывам дыполь-дыпольнага ўзаемадзеяння і эфектам Штарка, магчымы на аснове (2) з улікам таго, што дынаміка імгненнага зрушэння частаты можа быць вызначана ўяўнай часткай раўнання для полярызаванасці. Частотны зрух разлічваецца як хуткасць змены фазы з функцыі $\Delta\omega T_2 = \gamma(N-1) - \beta|\rho|^2$ або, з улікам рашэнняў (4) у выглядзе наступнай залежнасці (дзе $\tau = t - t_m$):

$$\Delta\nu(t) = \frac{\kappa-1}{2\pi T_2} \left\{ \gamma \operatorname{th} \left[\left(\frac{1}{\tau_R} - \frac{1}{T_2} \right) \tau \right] - \beta \frac{\kappa-1}{\kappa^2} \operatorname{sch}^2 \left[\left(\frac{1}{\tau_R} - \frac{1}{T_2} \right) \tau \right] \right\}. \quad (5)$$

Вынікі разлікаў часавай залежнасці нелінейнай пераналады частаты (5) на фоне імпульсу прыведзены на малюнках 1, б-в. Дзеянне абодвух фактараў зрушэння лініі, здольных у пэўнай вобласці варыяцыі інтэнсіўнасці вымушанага выпраменьвання ўзаемна кампенсаваць адзін другога, прыводзіць да залежнасці $\Delta\nu(t)$ ў выглядзе крывой з выразным максімумам.

Напрыканцы адзначым, што для мэтай далейшага скарачэння працягласці кагерэнтных светлавых сігналаў у шматкаскадных схемах ўзмацнення, іх прафілявання пераважнымі мяркуюцца менавіта імпульсы з «чырпам» апорнай частаты [9]. Варта звярнуць увагу на тое, што для абраных параметраў, якія ўжываліся для разлікаў на вышнове (5), максімальны зрух частаты па моманту не супадае з максімумам інтэнсіўнасці. Гэтая сітуацыя ўяўляецца аптымальнай, паколькі прысутнасць дысперсійных элементаў у схемах шматкаскаднага ўзмацнення для скарачэння працягласці тады не здольна прыводзіць да абмежавання магутнасці фармаванага імпульсу.



Малюнок 1 – Тимпаральна розгортка щільності випромінювання (криві 1-3 (а) і 1 (б-з)), у адносних адзінках) і дрейфу частоты (криві 2 (б-з)): $\kappa = 3.3$ (крива 1), 2.5 (2), 2.0 (3) (а), $\kappa = 2.5$ (б), 4 (в) 5 (з), $T_2 = 1.0 \cdot 10^{-12}$ с, $\gamma = 0.16$, $\beta = 0.2$.

Спис літератури

1. Петров Н.С., Зимин А.Б. Лазерная генерация тонких инверсных слоёв / Журн. прикл. спектр. – 2010. Т.77, №1.– С.69-73
2. Савельев А.В. [и др.] Формирование сверхизлучения в наногетероструктурах с квантовыми точками / ФТП.– 2008. Т.42, вып. 6. – С.730-735
3. Васильев П.П., Пенти Р., Уайт И. Сравнение когерентных свойств сверхизлучения и лазерного излучения в полупроводниковых структурах / Квант. электрон.– 2012. Т.42, №12. – С.1081-1086
4. Sleyuan G. [et al.] Rabi oscillations in a semiconductor quantum dot: Influence of local fields / Phys. Rev. B. – 2004. Vol. 70, № 4.– P. 045320-1-045320-5
5. Unold T. [et al.] Optical Stark effect in a quantum dot: Ultrafast control of single exciton polarizations / Phys. Rev. Lett.– 2004. Vol. 92, № 15. – P. 157401-1–157401-4
6. Тимошенко Е.В., Юревич Ю.В. Нелинейная восприимчивость тонкой плёнки плотной резонансной среды / Проблемы физики, математики и техники.– 2015. №1 – С.27-31
7. Юревич В.А. Излучение тонкого инвертированного слоя в условиях квазирезонансной поляризации / Веснік МДУ імя А.А. Куляшова. Серія В.– 2018. №2 (52)– С. 62-69
8. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы / Москва: Мир. 1978
9. Крюков П.Г. Лазеры ультракоротких импульсов / Квант. электрон.–2001.Т.31, №2.– С.95-119