

НОВИ КВАНТОВИ ЕЛЕКТРОННИ УСТРОЙСТВА ЗА ГЕНЕРИРАНЕ НА
ТЕСНОИВИЧНО ПРЕНАСТРОЙВАЕМО ЛЪЧЕНИЕ С НИСЪК ФОНОВ ШУМ

д-р М. Ненчев, асп. инж. М. Денева

Институт по електроника при БАН
1784 София, 72 бул. Цариградско шосе

Технически У-тет - София, ф-л Пловдив
4000 Пловдив, 61 бул. Санкт Петербург

Оптическите квантови генератори с пренастройваемо лъчение и нисък фонов шум $\approx 10^{-6}$ около спектралната линия на генерацията са от интерес за редица приложения, в частност за Раман-спектралните методи. Последните са база за създаване на приложни оптоелектронни системи за екологичен контрол - за определяне на малки количества вредни примеси в течни и газообразни среди; за биомедицински и за научни изследвания.

Утвърден метод за създаване на квантови генератори от разглеждания тип е приложението на дисперсионен оптичен резонатор с интерференчни селектори като Интерферометри на Фабри-Перо /ИФП/ [1] или Интерференчни Клинове /ИК/ [2]. За решаване на основаната задача при пренастройваемия генератор - съчетанието на достатъчно тясна линия на селекцията с широк спектрален интервал на пренастройване, в тези резонатори се използват комбинации от два или повече ИФП или ИК [1,2]. Интерферометърът с по-голяма дебелина осигурява достатъчна тесноивичност $/ 0.5 \dots 0.01 \text{ \AA} /$ на селекцията, а тънкият интерферометър селектира единствен резонанс от близкоразположените резонанси на дебелия в ивицата на усилване на активната среда. Системата е ефективна, но трудна за управление с изискването за синхронна пренастройка на два различни селектора и сложна в конструктивно отношение /два интерферометъра/.

В настоящата работа ние предлагаме и изследваме /компютърна симулация и експеримент/ алтернативно решение за създаване на високоселективен дисперсионен резонатор и лазери с използването му. В новия квантов генератор резонаторът с висока селективност се изгражда с единствен селективен интерференчен елемент - ИК или ИФП с достатъчна дебелина за генериране на тясна спектрална линия.

Принцип на новия резонатор

Оптичната схема на включване на интерферометъра осигурява самоселекция на единствен резонанс в ивицата на усилване на активната лазерна среда. Принципът се заключава [3] във формирането на две различни поредици резонанси на интерферометъра с различно спектрално разстояние между двете групи резонанси, подбрано така, че да обезпечи съвпадение на единствена двойка резонанси в ивицата на усилване /или в широка област от нея/. В конкретния предложен и изследван резонатор това се постига чрез преминаване на остта на резонатора през ИК с достатъчна дебелина / 30...100 μm / под два различни подходящи ъгли за двете посоки на преминаване. Принципът на селекцията се илюстрира от Фиг.1, а оптичната схема на резонатора е дадена на Фиг.2 .

Пресмятане

Резонансните честоти на ИК /или ИФП/ са дискретна последователност с честотен интервал помежду им $\Delta\lambda$, в дължина на вълната, даден от израза [4] :

$$\Delta\lambda = \lambda^2 (2ne \cos \theta)^{-1} \quad 1$$

тук λ е дължината на вълната на генерацията /или с добро приближение, тази в максимума на усилването при пренастройване в област от няколко nm /, n е коефициентът на пречупване в разделителния слой на интерферометъра, e - дебелината на интерферометъра, а θ е ъгъла на пречупване /при $n=1$ и на падане/.

За ефективна селекция на единична линия в багрийния лазер е подходящо разстоянието между линиите на пропускане на интерферометъра да бъде 20 ... 30 nm /възбуждане с хармонична на Nd:YAG лазер, с импулсни газоразрядни лампи /. Спектрална ивица на пропускане с ширина $\sim 0.1 \text{ nm}$ при финес на интерферометъра $F \approx \pi R^{1/2} (1-R)^{-1} \sim 30$ /отражение R на огледалата ≥ 0.9 / би обезпечил интерферометър с дебелина 30 ... 100 μm . За интерферометър с база $e \approx 30 \mu\text{m}$ и за ъгъл на падане $\theta = 1^\circ$ спектралното разстояние между максимумите на пропускане /резонансите/ е $\approx 6 \text{ nm}$. При това ширината на резонанса е $\approx 0.2 \text{ nm}$. Ъгълът на падане за обратното преминаване на остта може да се пресметне от изискването, например за поредно съвпадение на шес-

тия пореден резонанс след първия съвпадащ. При ширина на линията $\approx 0.2 \text{ nm}$ може да се пресметне, че това се гарантира много добре при ширина между резонансите от втората поредица $\approx 7,2 \text{ nm}$. За втората поредица това означава точно съвпадение на петия резонанс с шестия от първата. При стойности на F от $\approx 15 \dots 20$, разстоянието между резонансите в първата и втората поредици обезпечават пълното им разделяне до съвпаденията. Пресмятането на втория ъгъл т.е. θ_2 е от (1) при изискване за новата ширина $\Delta\lambda_2$:

$$\theta_2 = \arccos [(\Delta\lambda_1)(\Delta\lambda_2)^{-1} \cos \theta_1]$$

За $\theta_1 = 1^\circ$, $\Delta\lambda_1 = 6 \text{ nm}$, $\Delta\lambda_2 = 7,2 \text{ nm}$ получаваме $\theta_2 = 33^\circ 34' 13''$.

На фиг.3 са представени компютърно пресметнатите поредици от резонанси с ширините им за двата ъгъла на падане и произведението от двете пропускания. Параметрите на ИК са дадени на графиките. Вижда се самоселекцията на единствен резонанс. Пресмятането е извършено по формулата на Айри за пропускане на ИФ /а за вътрешнорезонаторни лазерни снопове с диаметри под милиметър - и за ИК / [напр.4] :

$$T(\lambda) = \left[1 + (2F\pi^{-1})^2 \sin^2(\pi\lambda^{-1} 2ne \cos \theta) \right]^{-1}$$

От друга страна, ширина на линията на селекцията $\delta\lambda$ от $\approx 0.1 \dots 0.2 \text{ nm}$ може да осигури /за лазер с лампово възбуждане; с хармонична на Nd:YAG - генерация в багрилна среда/ достатъчна за редица приложения ширина на излъчвания спектър от порядъка на ρm . При оценката се отчита известната зависимост за стеснението на генерирания спектър $\delta\lambda$: $\delta\lambda = \delta\lambda (t \cdot T^{-1})^{-1}$, където t е продължителността на генерацията, а T - времето за обход на резонатора [5].

При изменение на дебелината на интерферометъра /за ИК чрез трансляция в равнината на едно от огледалата му, за ИФ чрез пиезо транслятор /, селектираната линия се пренастройва.

Съществен въпрос, който е необходимо да се разгледа за новата резонаторна схема е критичността към отклонение от пресметнатите ъгли на падане. При отклонение, максимумите на съвпа-

дадите резонанси се отчестват един спрямо друг и общото пропускане намалява. На Фиг.4 са дадени компютърно пресметнатите графики на общото пропускане при изменение на един от ъглите θ_2 около стойността на точно съвпадение на върховете на резонансните криви. Пресметанията са за дебелини на ИК /и ИФП/ 30 μm и 100 μm . От графиките се вижда, че критичността нараства с дебелината на интерферометъра, но отклонение от точния ъгъл от $5' \dots 10'$, не понижава съществено пропускането. Такава точност на настройване е практически напълно постижима в лазерна конструкция.

Шумови характеристики

Предложената схема намалява съществено /практически отстранява/ фоновото шумово излъчване около селектираната честота. За коефициент на отражение на огледалата на интерферометъра $R \approx 90\%$ пропускането за нерезонансната честоти спада до под 10^{-2} , при теоретично пропускане 1 за селектираната резонансна честота /за ИФП, за ИК може да бъде около 1/. Тази разлика в повече от два порядъка се увеличава допълнително от конкурентните ефекти при генериране в среди с еднородно разширение на спектъра на усилване. В частност, към тях се отнасят най-интересните за пренастройваеми лазери - багрилните, с Титан-Сапфир и F-центри.

Съгласно [5], относителните интензитети /спрямо стартовите, с резонно приемане за еднаквост на стартовите [5] / I_i и I_j за две честоти или два резонансни мода / λ_i и λ_j / еволюират в процеса на генерацията, като съотношението им се дава от израза [5]:

$$I_i(t) = I_j(t) \delta_{ij} \exp t/\tau_{ij} \quad 2$$

където $\delta_{ij} = [\sigma_e(\lambda_i) + \sigma_a(\lambda_i)] [\sigma_e(\lambda_j) + \sigma_a(\lambda_j)]^{-1}$
 $\tau_{ij} = T \{ 2\ell \mathcal{N} [\delta_{ij} \sigma_a(\lambda_j) - \sigma_a(\lambda_i)] + \delta_{ij} d(\lambda_j) - d(\lambda_i) \}^{-1}$

Тук ℓ е дължината на активната среда, \mathcal{N} - концентрацията на активните частици, σ_a и σ_e - съответните сечения за поглъщане и принудено излъчване; $d = -\ln [v_1 v_2 \mathcal{T}(\lambda)^2]$ е коефициентът на загубите, v_1, v_2 са коефициентите на отражение на резонаторните огледала. За багрилни среди като Rh 66 в етанол /най-

разпространената багрлна среда, δ_{ij} има стойност близка до 1 [5]. С отчитане на това, изразът (2) може да се опрости до:

$$I_j(t) \approx \bar{I}_j(t) e^{At/T} [\mathcal{T}(\lambda_j)/\mathcal{T}(\lambda_i)]^{2t/T} \quad (3)$$

където $A = 2eN[\sigma_a(\lambda_j) - \sigma_a(\lambda_i)]$. За сравнително тесен спектрален интервал около максимума на усилването на багрлото $\Delta \lambda \approx 10 \text{ nm}$ с добро приближение $\sigma_a(\lambda_j) \approx \sigma_a(\lambda_i)$ и $A \approx 0$. За типичните резонатори $T \sim 3 \dots 5 \text{ ns}$. При възбуждане с импулсни газоразрядни лампи, с лазер с пари на мед или с хармонична на $Nd:YAG$ лазер времето t е в интервала $15 \dots 1000 \mu\text{s}$. При отбелязаното съотношение на пропусканията на Интерферометъра $\mathcal{T}(\lambda_j)/\mathcal{T}(\lambda_i) \sim 10^{-2}$ от (3) получаваме:

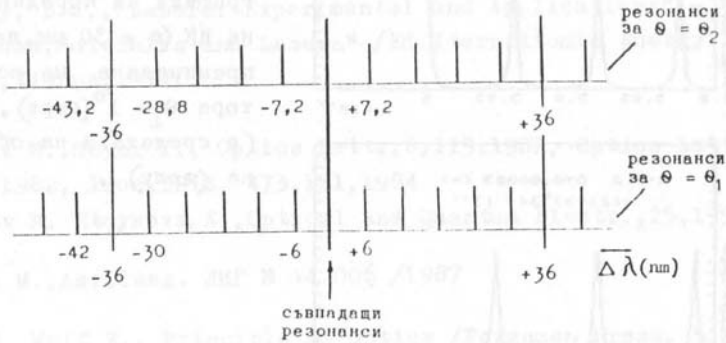
$$I_j(t) \sim \bar{I}_j(t) \cdot (10^{-6} \dots 10^{-9})$$

Така, фоновото излъчване не надвишава милионна част от излъчването на селектираната линия. Ниското фоново излъчване е важно предимство на схемите с изход през ИК или ИФП [2].

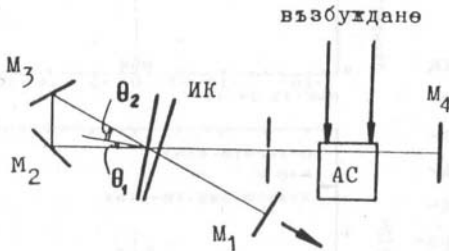
Експериментален тест.

Разгледаното ново решение на пренастройваем тесноивичен лазер е тестирано на примера на багрлна активна среда / $Rh 6G$ с концентрация $\sim 10^{-3} \text{ M.l}^{-1}$ в етанол. / . Възбуждането е с втора хармонична $/0.53 \mu\text{m}/$ на $Nd:YAG$ лазер или с лъчение на N_2 -лазер. Използувани са ИК с бази $30 \mu\text{m}$ и $100 \mu\text{m}$ и коефициенти на отражение на огледалата $R \approx 0.9$. Огледалата са изработени по специална технология за близък $/0.9 \pm 0.04/$ коефициент на отражение за двата ъгъла на падане $\theta_1 = 1^\circ$ и $\theta_2 = 33^\circ 34' 13''$. Ъгълът при върха на ИК е $\sim 3 \cdot 10^{-5} \text{ rad}$. В стандартната схема на резонатора с ИК, за преминаване по еднакви пътища на остта за падане и отражение, лазерът генерира на няколко максимума от съседните резонанси $/2 \dots 5$ в зависимост от ИК/. Ширината на линията е на генерацията е $8 \dots 15 \text{ pm}$. Пренастройването е чрез трансляране на клина. В новата схема и за двата клина се селектира единствена линия. Шумовите характеристики, изследвани чрез сравнителна методика /отслабване на излъчването на селектираната линия чрез калибрирани филтри и сравнение с излъчването на фонова честота, показва че шумовата компонента е по-ниска от 10^{-5} .

Работата се поддържа със средства от дог.Ф-45 на Нац. фонд. "Научни Изследвания"



Фиг.1. Към пояснението на принципа на новата самоселектираща резонаторна схема с интерференчен клин ИК. Поредици от резонанси за ИК ($e = 30 \mu\text{m}$) за два подходящо подбрани ъгли на преминаване θ_1 и θ_2 на резонаторната ос през ИК. По хоризонталната ос на графиките е нанесено спектралното разстояние от двойка съвпадащи резонанси.



Фиг.2. Оптична схема на лазерния резонатор със самоселектиращ интерференчен клин ИК. M_4, M_3, M_2 - високоотразяващи огледала, M_1 - изходно огледало. θ_1 и θ_2 - ъгли на падане. АС-активна среда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bradley, B.J., Lasers: Experimental and Applications" - in "Atoms, Molecules and Lasers" /Ed. Intern. Atomic Energy Agency, Vienna, 1974/.
2. Nenchev M., Meyer Y., Optics Lett., 6, 119, 1981, Optics Lett., 7, 199, 1982, Proc. SPIE, 473, 181, 1984
Nenchev M. Stoykova E., Optical and Quantum Electr., 25, 1993
3. Ненчев М., Авт. Свид. ИИР № 44 006 /1987
4. Born M, Wolf E., Principle of Optics /Pergamon Press, 5 th Edition, 1975/
5. Juramy P., Flamant P., Meyer Y., IEEE J. of Quant. Electron., QE-13, 855, 1977