

УДК 535.41

М.Ф.Ясінський

**НЕРЕЗОНАНСНІ ПАРАМЕТРИЧНІ ПРОЦЕСИ ПРИ
ВИМУШЕНОМУ КОМБІНАЦІЙНОМУ
РОЗСІЮВАННІ СВІТЛА В ПОЛІУРЕТАНАХ**

До сьогодні ще неповністю з'ясована кутова структура компонент вимушеного комбінаційного розсіювання (ВКР) світла в полімерах. Разом з тим вивчення цієї проблеми актуальне для

ряду полімерів, оскільки стримується можливість їх експериментального використання як друкарських форм.

Автором статті на основі спостереження нерезонансних параметричних процесів у дуже широкому спектральному діапазоні і частотно-кутових спектрів розсіяного випромінювання встановлено нові механізми генерації конусного випромінювання при ВКР. Частотно-кутові спектри при ВКР у полімерах отримані при збудженні моноімпульсним УАГ-Nd лазером і фотографічній реєстрації з використанням спектографа ДФС-3. На відповідних спектрах виявлено стоксові й антистоксові компоненти декількох типів.

У даній роботі розглядаються оптичні вітки, що з'являються в результаті чотирифонних параметричних процесів й істотно відрізняються від раніше отриманих спектрів [1].

Передусім усі ці явища повинні задовольняти умови фазового синхронізму

$$2\omega_n = \omega_c + \omega_a, \quad 2\vec{k}_n(\omega_n) = 2\vec{k}_n(\omega_c) + \vec{k}_a(\omega_a), \quad (1)$$

$$\omega_c \langle \omega_n \rangle \omega_a$$

де ω_n , ω_c , ω_a – частоти накачування стоксової та антистоксової хвилі; $k_i(\omega_i)$ – хвильовий вектор на частоті ω_i . Подачі від комбінованого резонансу ($\omega_a - \omega_n \neq \omega_c$, ω_o – частота комбінаційно-активного переходу) описуються нерезонансною кубічною сприйнятливістю χ^{NK} , яка для поліуретану складає $(6,2) \cdot 10^{-15} \text{ e} \cdot \text{M}^3/\text{eprg}$ [2].

Враховуючи розклад

$$\chi(\omega_i) = \chi_n + \frac{dk}{\omega} \Big|_{\omega=\omega_n} (\omega_i - \omega_n) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega=\omega_n} (\omega_i - \omega_n)^2, \quad (2)$$

неважко знайти кути поширення хвиль з частотами ω_a , а відносно поширення хвилі – накачування (вісь z).

$$\theta_{c,a}^{(1)} = \pi \left| \zeta_{c,a} \right| (1 - \theta \zeta_{c,a}); \quad \zeta_{c,a} = \frac{\omega_{c,a} - \omega}{\omega_o}; \quad (3)$$

$$\pi = \sqrt{\frac{1}{\chi_n} \frac{\partial^2 \chi}{d\omega^2}} \Big|_{\omega=\omega_n, \omega_o};$$

$$\theta = \frac{\omega_o}{\chi_n} \frac{d\chi}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_n}.$$

В результаті маємо майже прямолінійні вітки з незначними аномаліями при $\omega=\omega_n$.

Якщо маємо явище самофокусування при ВКР, стоксове випромінювання фокусується краще, ніж накачування. Внаслідок цього можуть виникати поблизу інтенсивних стоксових компонент з частотами $\omega_{1c}=\omega_n-\omega_o$, $\omega_{2c}=\omega_n-2\omega_o$. Для цих віток виконуються такі співвідношення:

$$\begin{aligned} 2\omega_{nc} &= \omega_{nc}^+ + \omega_{nc}^-; \\ 2\chi_{nc} &= (\omega_{nc}) = \chi_{nc}^-(\omega_{nc}^+) + \chi_{nc}^-(\omega_{nc}^-); \\ \omega_{nc}^- &\langle \omega_{nc} \rangle \omega_{nc}^+. \end{aligned} \quad (4)$$

Власне, усі ці вітки були зареєстровані експериментально.

При різних чотирифотонних процесах з участю інтенсивного випромінювання накачування і стоксових компонент, а також випромінювання віток типу 1 поблизу ω_n , ω_{1c} і ω_{2c} виникають нові частотно-кутові комбінації. Вони можуть бути описані співвідношенням

$$\begin{aligned} \omega_{n+}\omega_{1c}^+ &= \omega_{1c} + \omega_a; \vec{\chi}_n + \vec{\chi}_{1n} + (\omega_{1c}^+, \theta_{1c}^+) = \vec{\chi}_{1c} + \vec{\chi}_a(\omega_a, \theta_a^{(2)}); \\ \omega_{n+}\omega_{2c}^+ &= \omega_{2c} + \omega_a; \vec{\chi}_n + \vec{\chi}_{2n} + (\omega_{2c}^+, \theta_{2c}^+) = \vec{\chi}_{2c} + \vec{\chi}_a(\omega_a, \theta_a^{(3)}). \end{aligned} \quad (5)$$

У випадках (5) й аналогічних з ними кути θ_{1c}^- , θ_{2c}^- визначаються умовами (4), а вектор k_n спрямований уздовж осі z.

Аналогічно з (1) і (5) можна записати

$$\theta_a^{(2)} = \pi \left(\frac{\zeta}{2} + \sqrt{\zeta + \frac{\zeta^2}{4}} \right);$$

$$\theta_a^{(3)} = \pi \left(\frac{\zeta}{2} + \sqrt{\zeta + \frac{\zeta^2}{4}} \right).$$
(6)

У зв'язку з меншою інтенсивністю випромінювання з частотою ω_{1c}^+ , ω_{2c} порівняно з інтенсивністю віток (6) ми отримуємо ефективне перекачування променів. Зменшення цих ліній відповідає критичному зростанню квазі-вібронних коливань цих ліній.

Внаслідок цих взаємодій з'являється нова вітка, що описується рівнянням

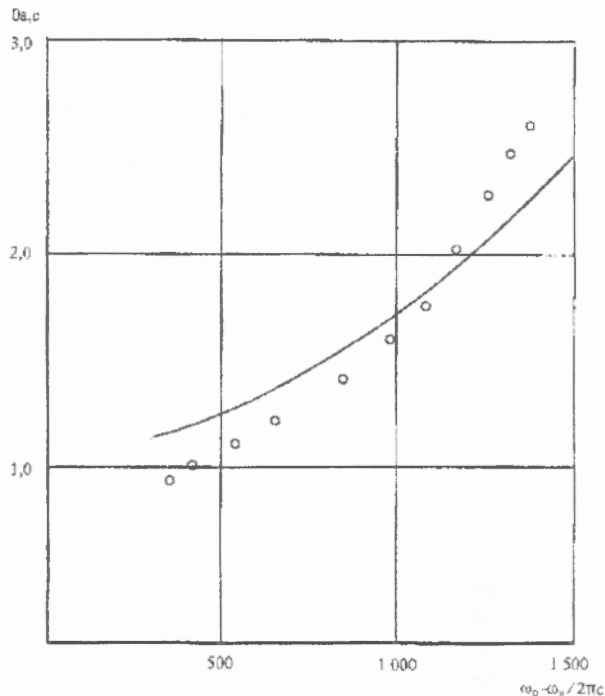
$$\omega_n + \omega_c = \omega_{1c}^- + \omega_a \vec{\chi}_n + \vec{\chi}_{1c} (\omega_{1c}^-, \theta_{1c}^-) + \vec{\chi}_a (\omega_a, \theta_a^{(3)}), \quad (7)$$

де $\theta_{1c} = A \cdot B \cdot \sin^2 \left(\chi \cdot \operatorname{cth} \left(\frac{\zeta^2 - \zeta_0^2}{2\zeta} \right) \right)$.

Для (7) процес реально спадає до 0.

При фіксованій частоті випромінювання маємо кілька кутів розсіювання, що може глумачити багатократність конусного випромінювання. Очевидно, аномальні спектральні розширення розсіяного випромінювання при ВКР у полімерах за відсутності розширення спектра накачування можна пояснити комбінаційним розсіюванням на поляритонах.

Результати розрахунків, зроблених за вищезгаданими формулами, відображені на рисунку.



Частотно-кутові антистоксові випромінювання при ВКР в поліуретані

Можна стверджувати добре узгодження експериментальних і теоретичних даних.

1. J.Bobsley. Light Scattering in Polyvynyls // Polimer Science. 1993. V.13A, №9. P.195–213.
2. Th. Rhasing, P. Chen. Polymer materials and electron-phonon anharmonicity in the charge density distribution // Polimer Materials. 1997. V.32, №6. P.157–194.

Стаття надійшла до редколегії 24.01.98