

## 誘導ラマン効果を用いたサブポアソン光生成の理論検討

### Theoretical investigation on sub-Poissonian light generation by stimulated Raman scattering

○乾 善貴<sup>1</sup>、浅野 卓<sup>1</sup>、高橋 和<sup>2</sup>、野田 進<sup>1</sup>(1.京大院工, 2. 阪府大院)

°Yoshitaka Inui<sup>1</sup>, Takashi Asano<sup>1</sup>, Yasushi Takahashi<sup>2</sup>, and Susumu Noda<sup>1</sup> (1.Kyoto Univ.,2.Osaka-Pref. Univ.)

E-mail: inui@qoe.kuee.kyoto-u.ac.jp

序：サブポアソン光はコヒーレント光よりも Fock 空間で強く局在した分布をもつ光であり、ショットノイズがコヒーレント光と比べて小さいため高精度測定に応用できる。サブポアソン性は Mandel の  $Q$  [1] (以下  $Q_M$ ) を用いて確認できる。 $Q_M$  が 0 ならコヒーレント光、-1 なら Fock 空間の単一状態に局在した場合を表し、一般のサブポアソン光はこれらの中間の  $Q_M$  をもつ。我々はポンプモードが連続的なコヒーレント光で励起されたフォトニックヘテロ共振器ラマンレーザ[2]の定常状態の量子統計性を、positive- $P$  法[3]などの数値計算手法を用いて検討してきた[4,5]。その際ストークスモードの二次相関関数を確認し、発振によってコヒーレント状態への遷移が起こることを確認したが、発振後の詳細は検討しなかった。今回、閾値以上でストークスモードの  $Q_M(Q_{Ms})$  が 0 を下回ることを解析的手法と数値計算により確認した。原理を示すとともに  $Q_{Ms}$  が満たす式を提案する。手法：ラマン効果により相互作用する 2 つの共振モードのモデルを図 1 に示す。自然ラマン散乱レートを  $2G$ 、ポンプモードとストークスモードの線幅をそれぞれ  $\gamma_p, \gamma_s$  とする。ポンプモードを連続光で励起し、ラマン効果が無い場合にポンプモードに定常的に励起される光子数  $N_0$  を用いて、励起の強さを表す。この系についての解析的な検討から定常時の  $Q_{Ms}$  は次式を満たす。

$$Q_{Ms} = (g'_X - 1) \langle \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_s \rangle + \left[ (g'_p - g_X) + (g'_X - g_X) \frac{\gamma_p}{\gamma_s} \right] \langle \hat{a}_p^\dagger \hat{a}_p \rangle + (g'_p - g_p) \frac{\gamma_p}{\gamma_s} \frac{\langle \hat{a}_p^\dagger \hat{a}_p \rangle^2}{\langle \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_s \rangle} \quad \dots(1)$$

ここで 4 種類の相関関数 ( $g_X, g'_X, g_p, g'_p$ ) を導入した。これらは表 1 に示す定義により演算子積の平均から計算される。閾値以上の励起を考え、そのときポンプモードの平均光子数が発振に必要なポンプ光子数  $N_{thr} = \gamma_s / G$  と一致すること、ポンプモード振幅が定数部分とそれと同じ位相をもつ微小揺動部分に分離できることを仮定した場合、表 1 右列に示す特性をもつことが解析的に得られ、数値計算からも確認できる。式(1)の相関関数にこれらの特性を用いると  $Q_{Ms}$  は式(2)を満たす。ここで閾値以上で平均ポンプモード光子数が  $N_{thr}$  と等しいこと、ポンプモード振幅平均の絶対値が近似的に  $\sqrt{N_{thr}}$  と等しいことを仮定した。

$$Q_{Ms} = -\frac{1}{2} + \frac{2\gamma_s}{\gamma_p} \sqrt{\frac{N_{thr}}{N_0}} + \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{\frac{N_0}{N_{thr}} - 1}} \quad \dots(2)$$

検証：式(2)はコヒーレント励起下のラマンレーザにおいて、ストークス光が最小で  $Q_{Ms} = -0.5$  のサブポアソン光を実現できることを示す。式によると線幅比  $\gamma_p/\gamma_s$  が大きい場合に最小値への遷移がより閾値近くで起こる。図 2 に理論式(2)により得られた値(閾値以上のみ、実線)とモンテカルロ法[5]を用いた数値計算により得られた  $Q_{Ms}$  (□) を  $N_{thr} = 100$  の場合に 3 種類の線幅比( $\gamma_p/\gamma_s = 1, 3, 1/3$ )について示す。横軸は励起の強さを表す。励起が閾値を超えると式(2)は数値計算結果と対応した。参考文献：[1]L. Mandel PRL 49,136 (1982). [2]Y.Takahashi et al., Nature 498,470(2013). [3]P.D.Drummond and C.W.Gardiner, J.Phys.A13,2353(1980). [4] 乾他応物 16 春 20p-p4-1. [5] 乾他応物 16 春 21p-S621-19.

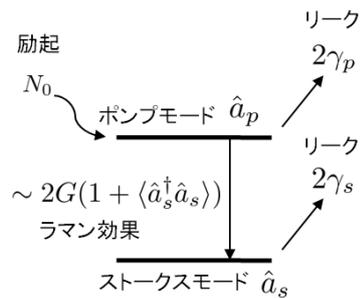


図1. 検討するシステム

|        | 定義  | 特性  |
|--------|---|---|
| $g_X$  | $\frac{\langle \hat{a}_p^\dagger \hat{a}_p \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_s \rangle}{\langle \hat{a}_p^\dagger \hat{a}_p \rangle \langle \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_s \rangle}$ | $1 - \frac{1}{\langle \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_s \rangle}$             |
| $g'_X$ | $\frac{\langle \hat{a}_p \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_s \rangle}{\langle \hat{a}_p \rangle \langle \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_s \rangle}$                                     | $1 - \frac{1}{2 \langle \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_s \rangle}$           |
| $g_p$  | $\frac{\langle \hat{a}_p^{\dagger 2} \hat{a}_p^2 \rangle}{\langle \hat{a}_p^\dagger \hat{a}_p \rangle^2}$   | $1 + \frac{2\gamma_s}{\gamma_p \sqrt{N_0}  \langle \hat{a}_p \rangle }$ |
| $g'_p$ | $\frac{\langle \hat{a}_p^\dagger \hat{a}_p^2 \rangle}{\langle \hat{a}_p \rangle \langle \hat{a}_p^\dagger \hat{a}_p \rangle}$   | $1 + \frac{\gamma_s}{\gamma_p \sqrt{N_0}  \langle \hat{a}_p \rangle }$  |

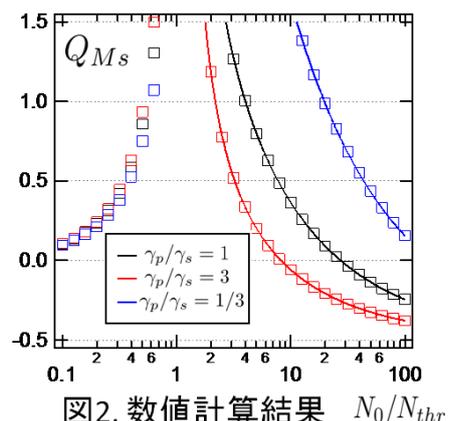


図2. 数値計算結果  $N_0/N_{thr}$