微小共振器におけるインコヒーレント励起ラマン散乱の解析的検討

Analytical investigation of Raman scattering in a microcavity under incoherent excitation 。乾 善貴¹、野田 進¹(1. 京大院工)

[°]Yoshitaka Inui¹, and Susumu Noda¹ (1.Kyoto Univ.)

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

序:初期のラマン散乱は太陽光や水銀ランプなどインコヒーレント光源を励起光として観測されてきた。 レーザの発明後、コヒーレント光源を利用して誘導ラマン散乱が観測されるようになったが、インコヒー レント励起下の誘導ラマン散乱は実現されていない。しかしながら近年の高の値微小共振器の性能向上に より実現の可能性は高まっている。発振に必要なインコヒーレント光源のスペクトル密度は、共振器の OV に反比例して減少する。このため O/V の大きいフォトニックヘテロ共振器[1]はインコヒーレント励起下の 誘導ラマン散乱の観測に適する。今回、インコヒーレント励起下の共振モード間ラマン散乱の定常的な特 性を解析的に検討し、共振モード線幅とラマン散乱レートの値により閾値近傍の量子統計性の振舞が異な ることを確認した。インコヒーレント光による誘導ラマン散乱は太陽光から様々な波長のコヒーレント光 源を実現する可能性をもたらすと考えられる。数値計算:以前の発表で、線幅と比べてラマン散乱レート が小さい場合のインコヒーレント励起ラマンレーザを数値計算により検討し[2]、文献[3]と同様に閾値手前 でラマン散乱光の自己相関関数 g⁽²⁾(0)は極大をもつ(図 1(a))ことを示した。このとき実験的なフォトニッ クヘテロ共振器の O 値(~10⁷)を想定したが、電磁界計算により得られている値(~10⁹)[4]まで O 値を大きく すると通常のレーザ[5]と同様 g⁽²⁾(0)は閾値に近づくにつれて単調に減少する(図 1(b))。同様にポンプ光-ラ マン散乱光間の相互相関関数 gx⁽²⁾(0) は極大と極小をもつ振舞から、極小のみをもつ振舞へ変化する。 gx⁽²⁾(0)と光子数揺らぎの関係を図2に示す。ポンプ光子数の揺らぎによる増加に伴いストークス光子数が 増加するとき(図 2(a))、gx⁽²⁾(0)は1より大きい。この相関はラマン散乱による共振モードの結合が線幅によ る環境系の結合より小さい場合に得られる。一方でラマン散乱レートが線幅より大きい場合、共振器内の ラマン散乱による光子変換が優勢であり、ポンプ光子数の揺らぎによる増加に伴いストークス光子数は減 少する(図 2(b))。このとき gx⁽²⁾(0)は1より小さい。この相関は誘導ラマン散乱が優勢な場合に得られてい たが、図1(b)のように0値が大きい(線幅が小さい)とき、自然ラマン散乱についても得られる。解析:微 小誘導放出の寄与を解析的に検討し、特性の転換点を明らかにすることを試みた。相互相関関数gx⁽²⁾(0)の 補正の絶対値を図3に示す。横軸はポンプモード線幅 yp とストークスモード線幅 ysの比であり、縦軸は自 然ラマン散乱レート G と γ_sの比である。青線で示される極小は符号の変化を表す。図3の下側の領域では 微小誘導放出により gx⁽²⁾(0)は正の補正を受ける(図 1(a))。より Q 値の大きい図 3 の中央の領域では gx⁽²⁾(0) は負の補正を受ける(図 1(b))。更に Gh,を大きくすると自然放出による gx⁽²⁾(0)が小さいため閾値近傍の極 小が消失し gx⁽²⁾(0)は単調に変化する。gs⁽²⁾(0)への微小誘導放出の補正、設計したヘテロ共振器の特性、閾 値以上の特性を含む詳細を当日示す。参考文献: [1]Y.Takahashi et al.Nature498,470(2013).[2] 乾他 16 秋応物 15a-B4-13. [3]H.D.Simaan, JPhysA8, 1620(1975). [4]Y.Tanaka etal. J.Lighwave Technol. 26, 1532(2008). [5]M.Lax and W.H.Louisell, IEEEJ. QE3, 47(1967).

