

一般セッション(口頭講演) | 3 光・フォトニクス : 3.10 フォトニック構造・現象

2024年9月17日(火) 13:00 ~ 17:45 会場 A34 (朱鷺メッセ3F)

**[17p-A34-1~17] 3.10 フォトニック構造・現象**

岩本 敏(東大)、角倉 久史(NTT)、滝口 雅人(NTT)

13:00 ~ 13:15

[17p-A34-1]

転写プリントによるダイヤモンド導波路のSiN導波路上へのハイブリッド集積

○石田 悟己<sup>1</sup>、松清 秀次<sup>2</sup>、Pholsen Natthajuks<sup>1</sup>、太田 泰友<sup>3</sup>、池 尚玟<sup>2</sup>、大槻 秀夫<sup>1</sup>、西岡 政雄<sup>2</sup>、李 村<sup>4</sup>、羽中田 翔司<sup>4</sup>、鎌田 幹也<sup>4</sup>、玉貫 岳正<sup>4</sup>、馬場 俊彦<sup>4</sup>、岩本 敏<sup>1,2</sup> (1.東大先端研、2.東大生産研、3.慶應大、4.横浜国大)

## ◆ 英語発表

13:15 ~ 13:30

[17p-A34-2]

High-Q 2D photonic crystal nanocavities with asymmetric glass claddings

○(PC)Heungjoon Kim<sup>1</sup>, Bong-Shik Song<sup>1,2</sup>, Takashi Asano<sup>1</sup>, Susumu Noda<sup>1</sup> (1.Kyoto Univ., 2.Sungkyunkwan Univ.)

## ◆ 奨励賞エントリー

13:30 ~ 13:45

[17p-A34-3]

1次元フォトニック結晶ナノビーム共振器型ダイヤモンド量子センサの開発

○板垣 拓杜<sup>1</sup>、勝見 亮太<sup>1,2</sup>、高田 晃佑<sup>1</sup>、八井 崇<sup>1,2</sup> (1.豊橋技科大、2.東大)

13:45 ~ 14:00

[17p-A34-4]

光ナノ共振器を用いた有機発光体の発光制御のFDTD法による理論検討

○浅野 卓<sup>1</sup>、野田 進<sup>1</sup> (1.京大院工)

14:00 ~ 14:15

[17p-A34-5]

共振器結合型通信波長帯量子ドット単一光子源のSi光回路上アライメントフリーハイブリッド集積に向けた検討

○宇井 遼太郎<sup>1</sup>、高田 晃佑<sup>1</sup>、勝見 亮太<sup>1</sup>、八井 崇<sup>1</sup> (1.豊橋技科大)

14:15 ~ 14:30

[17p-A34-6]

陽子線照射に対するフォトニック帯電センサの応答特性

○高濱 渉<sup>1</sup>、鈴木 耕拓<sup>2</sup>、大塚 亘晟<sup>1</sup>、石原 歩<sup>1</sup>、高橋 和<sup>1</sup> (1.大阪公大院工、2.若狭湾エネルギー研究センター)

14:45 ~ 15:00

[17p-A34-7]

光ナノ共振器結合系の正弦波変調による時間反転対称性の破れを活用した光機能の検討

○(M2)永江 隆太<sup>1</sup>、浅野 卓<sup>1</sup>、野田 進<sup>1</sup> (1.京大院工)

## ◆ 英語発表

15:00 ~ 15:15

[17p-A34-8]

Investigation of flat bands in bilayer one-dimensional moiré photonic crystals with staggered potential (II)

○(D)Stepan Maksimovich Trushin<sup>1</sup>, Yuki Ishii<sup>1</sup>, Takahiro Ito<sup>1</sup>, Satoshi Iwamoto<sup>2</sup>, Yasutomo Ota<sup>1</sup>  
(1.Keio Univ., 2.RCAST, Tokyo Univ.)

---

◆ 奨励賞エントリー

15:15 ~ 15:30

[17p-A34-9]

積層フォトニック結晶ナノビームに基づくモアレ微小光共振器の検討

○伊藤 貴裕<sup>1</sup>、石井 佑樹<sup>1</sup>、Stepan Trushin<sup>1</sup>、岩本 敏<sup>2</sup>、太田 泰友<sup>1</sup> (1.慶應理工、2.東大先端研)

---

15:30 ~ 15:45

[17p-A34-10]

ツイスト積層バレーフォトニック結晶に基づく微小共振器の検討

○石井 佑樹<sup>1</sup>、伊藤 貴裕<sup>1</sup>、トルーシン ステパン<sup>1</sup>、岩本 敏<sup>2</sup>、太田 泰友<sup>1</sup> (1.慶應理工、2.東大先端研)

---

15:45 ~ 16:00

[17p-A34-11]

変調フォトニック結晶レーザーと単一光子アバランシェダイオードアレイを用いた3次元ToF-LiDAR

○De Zoysa Menaka<sup>1</sup>、石崎 賢司<sup>1</sup>、坂田 諒一<sup>1</sup>、井上 卓也<sup>1</sup>、吉田 昌宏<sup>1</sup>、峯山 佳之<sup>2</sup>、Ligges Manuel<sup>3</sup>、Henschke Andre<sup>3</sup>、野田 進<sup>1</sup> (1.京大院工、2.スペースビュー、3.フラウンホーファーIMS)

---

16:00 ~ 16:15

[17p-A34-12]

SLGビームスキャナにおける回折格子のトポロジカル最適化(II)

○廣谷 圭祐<sup>1</sup>、馬場 俊彦<sup>1</sup> (1.横国大院工)

---

16:30 ~ 16:45

[17p-A34-13]

短パルス・多点同時出射可能な1mmΦ変調フォトニック結晶レーザーの設計

○坂田 諒一<sup>1</sup>、石崎 賢司<sup>1</sup>、井上 卓也<sup>1</sup>、八木 雄大<sup>1</sup>、森田 遼平<sup>1</sup>、田中 聡記<sup>1</sup>、De Zoysa Menaka<sup>1</sup>、野田 進<sup>1</sup> (1.京大院工)

---

16:45 ~ 17:00

[17p-A34-14]

短パルス・多点同時出射可能な1mmΦ変調フォトニック結晶レーザーの作製

○石崎 賢司<sup>1</sup>、坂田 諒一<sup>1</sup>、八木 雄大<sup>1</sup>、井上 卓也<sup>1</sup>、田中 聡記<sup>1</sup>、De Zoysa Menaka<sup>1</sup>、初田 蘭子<sup>1</sup>、野田 進<sup>1</sup> (1.京大院工)

---

17:00 ~ 17:15

[17p-A34-15]

映進対称フォトニック結晶導波路を利用したSSHナノ共振器の構成

○上村 高広<sup>1,2</sup>、Dai Wei<sup>1</sup>、森竹 勇斗<sup>1</sup>、納富 雅也<sup>1,2,3</sup> (1.東工大理、2.NTT物性研、3.NTT NPC)

---

17:15 ~ 17:30

[17p-A34-16]

映進対称フォトニック結晶導波路における利得/損失誘起トポロジカル絶縁相

○上村 高広<sup>1,2</sup>、森竹 勇斗<sup>1</sup>、高田 健太<sup>2,3</sup>、納富 雅也<sup>1,2,3</sup> (1.東工大理、2.NTT物性研、3.NTT NPC)

---

17:30 ~ 17:45

[17p-A34-17]

物質中の重力場理論：Einstein方程式とMaxwell方程式

○北川 均<sup>1</sup> (1.Geometrize)

---

## 転写プリントによるダイヤモンド導波路の SiN 導波路上へのハイブリッド集積

### Hybrid integration of a diamond waveguide onto a SiN waveguide by transfer printing

東大先端研<sup>1</sup>, 東大生産研<sup>2</sup>, 慶應大<sup>3</sup>, 横浜国大<sup>4</sup>

○石田悟己<sup>1</sup>, 松清秀次<sup>2</sup>, N. Pholsen<sup>1</sup>, 太田泰友<sup>3</sup>, 池尚玟<sup>2</sup>, 大槻秀夫<sup>1</sup>, 西岡政雄<sup>2</sup>,  
李镠村<sup>4</sup>, 羽中田翔司<sup>4</sup>, 鎌田幹也<sup>4</sup>, 玉貫岳正<sup>4</sup>, 馬場俊彦<sup>4</sup>, 岩本敏<sup>1,2</sup>

RCAST U-Tokyo<sup>1</sup>, IIS U-Tokyo<sup>2</sup>, Keio-Univ.<sup>3</sup>, YUN<sup>4</sup>

○S. Ishida<sup>1</sup>, H. Matsukiyo<sup>2</sup>, N. Pholsen<sup>1</sup>, Y. Ota<sup>4</sup>, S. Ji<sup>1</sup>, H. Otsuki<sup>1</sup>, M. Nishioka<sup>2</sup>,  
L. Li<sup>3</sup>, S. Hachuda<sup>3</sup>, M. Kamata<sup>3</sup>, T. Tamanuki<sup>3</sup>, T. Baba<sup>3</sup> and S. Iwamoto<sup>1,2</sup>

E-mail: [satomi@iis.u-tokyo.ac.jp](mailto:satomi@iis.u-tokyo.ac.jp)

スケーラブル量子情報処理システムへの応用を目指し、ダイヤモンド中の色中心とフォトニックナノ構造を活用した単一光子源や量子インターフェイスなどの量子情報素子[1,2]や、それらの光集積回路へのハイブリッド集積[3,4]に関する研究が進められている。我々のグループでも難加工性材料であるダイヤモンドのナノ加工技術の開発に取り組み、エアブリッジ型フォトニック結晶(PhC)ナノビーム共振器の作製[5]とその共振器モードの観測[6]について報告してきた。今回、光量子インターフェイス実現に向けた第一歩として、ナノビーム共振器構造を有するダイヤモンド導波路を転写プリント法[7]により SiN 導波路上に集積することに成功したので報告する。

Fig. 1(a)は、作製した構造のイメージ図である。SiN 導波路(緑部)と PhC ナノ共振器を含むダイヤモンド導波路(黄部)がそれぞれのテーパ部で積層された構造である。テーパ構造により導波路間の高効率な結合が期待できる[8]。転写するダイヤモンド構造の走査電子顕微鏡画像(SEM)を Fig. 1(b)に示す。エアブリッジ化された導波路を支える梁部分には、転写プリントプロセスにおける構造のピックアップを容易にするため、開口の導入により機械的強度を下げた脆弱部分が設けられている。また、導波路先端にテーパ構造、中央に PhC ナノビーム共振器構造が形成されていることもわかる。この構造を、SiN 導波路上に転写プリントした集積構造の光学顕微鏡画像が Fig. 1(c)である。SiN 導波路上に、高い精度でダイヤモンド導波路が転写されている様子がわかる。プロセスの詳細などについては、当日報告する。

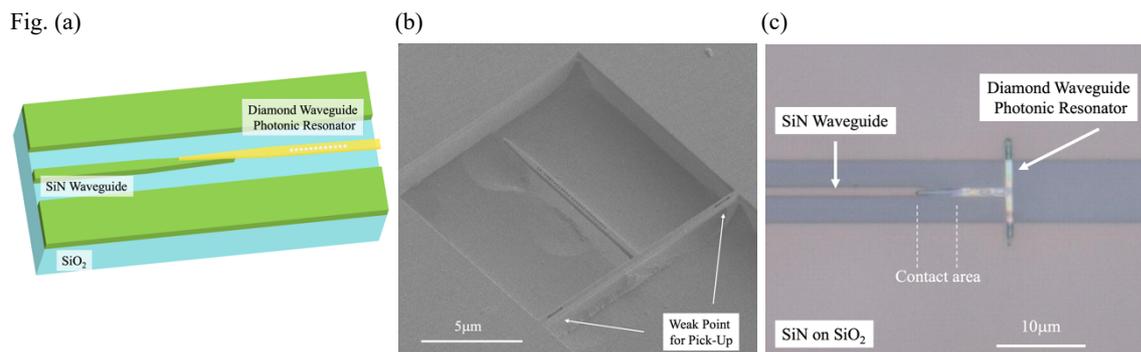


Fig. 1: (a) Schematic illustration of a SiN-diamond hybrid integrated structure. Light can transmit from a SiN waveguide (green) to a diamond waveguide (yellow) via the tapered region. (b) SEM image of a diamond structure to be transfer printed. The waveguide has a tapered tip and a photonic crystal nanobeam cavity structure. (c) Optical microscope image of an integrated structure. A diamond waveguide with a PhC nanocavity structure is placed onto a SiN waveguide.

**Acknowledgements:** 本研究は、JST Moonshot R&D Grant Number JPMJMS2062 により遂行された。また、有益な議論をいただいた産総研・牧野俊晴氏および加藤宙光氏に感謝する。

**Reference:** [1] T. Schröder, *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B* **33** B65 (2016). [2] C. Bradac, *et al.*, *Nat. Commun.*, **10**, 5625 (2019). [3] N. H. Wan, *et al.*, *Nature* **583**, 226 (2020). [4] K. C. Chen, *et al.*, *Optica Quantum* **2**, 124 (2024). [5] 石田他, 第 84 回応用物理学会秋季学術講演会 21p-A302-5 (2023). [6] K. Iijima, *et al.*, *PDW 2023*, P-8 (2023). [7] R. Katsumi, *et al.*, *Optica* **5**, 691 (2018). [8] 藤城他, 第 82 回応用物理学会秋季学術講演会 13p-N321-1 (2021).

## High- $Q$ 2D photonic crystal nanocavities with asymmetric glass claddings

Kyoto Univ.<sup>1</sup>, Sungkyunkwan Univ.<sup>2</sup>, °H. Kim<sup>1</sup>, B. S. Song<sup>1,2</sup>, T. Asano<sup>1</sup>, S. Noda<sup>1</sup>

E-mail: songwiz@skku.edu, tasano@qoe.kuee.kyoto-u.ac.jp, snoda@kuee.kyoto-u.ac.jp

2D photonic crystal (PC) nanocavities with high quality ( $Q$ ) factors, small mode volume, and high-density in-plane integrability are very attractive candidates for various photonic devices. In particular, nanocavities with claddings such as EO polymers and glass have attracted attention because additional characteristics, e.g., electrical modulation and structural stability, can be obtained from the cladding materials. However, to achieve high  $Q$  factors in conventional 2D PC nanocavities, index matching between upper and lower claddings, which is essential for avoiding TE-TM coupling loss, has been required. Although such index-matched structures can be fabricated by infiltrating and covering the lower and upper sides of the photonic crystal layers with cladding materials after undercutting the lower oxide layers [1], these processes are difficult to implement in large-scale photonic integrated systems. Moreover, the applicable cladding materials for such processes are limited. To address these issues, we have proposed a design of 2D PC slotted cavity that suppresses TE-TM coupling loss even for asymmetric cladding structures, thanks to extreme light localization in a slot with sub-wavelength width (mode volume  $V \sim 0.1 (\lambda/n)^3$ ) [2]. In this work, we experimentally demonstrate high- $Q$  2D PC slotted nanocavities with asymmetric glass claddings.

A 2D PC nanocavity with modulated lattice constants of  $a_1 = 420$  nm,  $a_2 = 422$  nm,  $a_3 = 424$  nm, and slot width of  $W_{\text{slot}} = 0.22a_1$  was fabricated on a SOI wafer consisting of a Si top layer (220 nm) and a thermal oxide bottom layer (3  $\mu\text{m}$ ) by using e-beam lithography and plasma etching. Then, spin-on glass (SOG) of hydrogen silsesquioxane was coated on the cavity and cured at a temperature of 400°C for 1 hour with ambient  $\text{N}_2$  gas. Figure (a) and (b) show the top and cross-sectional SEM images of the nanocavity before and after coating with SOG, respectively. The SOG is infiltrated into the slot and is uniformly coated over the Si surface with a thickness of 610 nm. It has been reported that the refractive indices of SOG (annealed at 400°C) and thermal oxide layer are 1.37 and 1.45, respectively (the index difference is 0.08) [3]. Next, we measured a resonance spectrum using a tunable CW laser ( $\lambda = 1480 \sim 1630$  nm), as shown in Fig. (c). A resonance wavelength of 1595.56 nm and a narrow linewidth of 2.53 pm were obtained. The corresponding  $Q$  factor is  $6.32 \times 10^5$ , which is four times higher than the previously reported  $Q$  factor of a conventional (slot-less) glass-embedded nanocavity with an even smaller index difference (0.04) between the upper and lower claddings [3]. This demonstrates experimentally that our slotted cavity is very effective in suppressing the TE-TM coupling loss in 2D PC slabs with asymmetric claddings. Details will be presented at the conference.

**Refs.:** [1] B. S. Song, et al., *Opt. Lett.* 36, 91 (2011). [2] H. Kim, et al., *JSAP Spring Meeting*, 22a-11E-5 (2024), [3] S. Jeon, et al., *Opt. Express* 18, 19362 (2010).

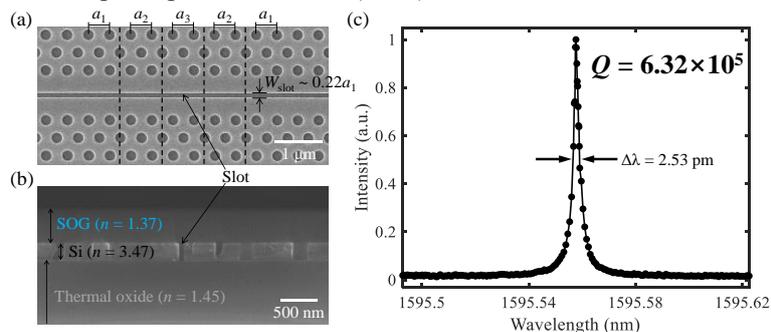


Fig. (a) Top and (b) cross-sectional SEM images of 2D PC slotted nanocavity before and after coating SOG, respectively. (c) The measured resonance spectrum.

# 1次元フォトニック結晶ナノビーム共振器型 ダイヤモンド量子センサの開発

## Development of diamond quantum sensors based on 1D photonic crystal nanobeam cavities

<sup>1</sup>豊橋技科大,<sup>2</sup>東大 <sup>○</sup>板垣拓杜<sup>1</sup>, 勝見亮太<sup>1,2</sup>, 高田晃佑<sup>1</sup>, 八井 崇<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>TUT,<sup>2</sup>UT <sup>○</sup>T. Itagaki<sup>1</sup>, R. Katsumi<sup>1,2</sup>, K. Takada<sup>1</sup> and T. Yatsui<sup>1,2</sup>

E-mail: [itagaki.takuto.ei@tut.jp](mailto:itagaki.takuto.ei@tut.jp)

**はじめに** ダイヤモンド中のNV（窒素-空孔）センターは、室温大気圧下で安定な量子ビットであり、磁気をはじめとした物理量を高感度かつ高分解能に計測可能な量子センサとして有望視されている[1]。一方で、現状では、超電導量子干渉計(SQUID)など既存の高感度磁気センサと比較すると、その感度は数桁劣っている。磁気感度は、基板中の集団NVセンタを用いることで向上可能であるが、空間分解能を犠牲とするため、NV量子センサの利点を失いかねない[2]。したがって、感度と空間分解能を両立した高性能量子センサを実現するためには、個々のNVセンターの発光を増強し、高効率に利用することが求められる。そこで我々は、ダイヤモンド1次元フォトニック結晶 (1Dimensional Photonic Crystal:1DPhC) ナノビーム共振器による発光増強を利用したナノ光共振器ベースの量子センサの構築を検討している。今回、高Q値を有する三角形断面共振器構造の設計および、共振器作製に向けた単結晶ダイヤモンドの微細加工プロセスの検討を行い、ダイヤモンド1DPhCナノビーム共振器を作製する可能性を見出したので報告する。

**結果・実験** 三角形断面共振器構造のシミュレーション最適化により、NVセンターの発光波長帯域( $\lambda=700\text{nm}$ )で $Q=2.2 \times 10^6$ が得られた(FIG.1)。本研究では、同構造の作製に対し、マスクの転写プリント集積と斜めエッチング法を組み合わせさせた手法[3]の適用を試みた。はじめに、窒化シリコン(SiN)で作製されたマスク構造を転写プリントにより、単結晶ダイヤモンド基板に集積した。次に転写されたマスクを用いて、酸素とアルゴンの混合ガスを用いた反応性イオンエッチングにより、垂直および斜め方向のエッチングを行い、FIG.2に示すように円孔を有したナノビーム構造の中空化に成功した。今後は、設計値と対応する構造の作製に取り組み、共振動作の観測を目指す。その他詳細については当日報告する。

**参考文献** <sup>1</sup>J. M. Taylor, et al., Nat. Phys. 4, 810 (2008). <sup>2</sup>J. F. Barry et al. Rev. Mod. Phys. 92, 015004 (2020). <sup>3</sup>R. Katsumi et al., Appl. Phys. Lett. 123, 111108 (2023)

**謝辞** MEXT Q-LEAP (JPMXS0118067395), 科研費(22K14289, 23K22795, 23KK0268), 東電記念財団, 村田学術振興財団, 旭硝子財団, 内藤科学振興財団, 池谷科学技術振興財団, 日本板硝子材料工学助成会

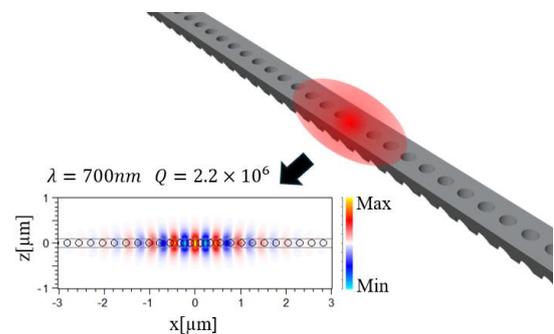


FIG.1 Schematic of a triangle diamond 1DPhC nanobeam cavity. Inset ; cavity mode distribution

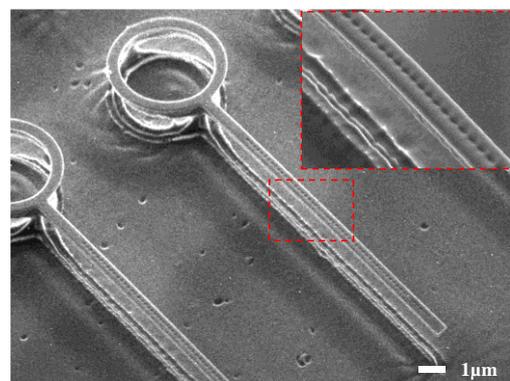


FIG.2 SEM image of the fabricated structure

## 光ナノ共振器を用いた有機発光体の発光制御の FDTD 法による理論検討

FDTD simulation of light-emission characteristics of organic semiconductors in photonic nanocavities

京大院工 ○浅野卓、野田進  
 Kyoto Univ. ○T. Asano and S. Noda  
 E-mail: tasano@qoe.kuee.kyoto-u.ac.jp

【序】光ナノ共振器と発光体の相互作用に基づく発光増強は、これまで主に量子ドット・ナノ共振器系のような発光体の線幅が狭く、位置制御も可能な系で研究されてきた<sup>1,2)</sup>。これに対して前回<sup>3)</sup>、有機発光分子のような、発光体の線幅が広く、位置制御もされておらず、かつ量子収率が高い発光材料に対する、光ナノ共振器を用いた発光増強の可能性が示された。例えば、有機発光分子(1wt%-C545T:Alq3 共蒸着膜, 線幅 51nm, 量子収率 84%)を積層した2次元フォトニック結晶中にH1型光ナノ共振器を形成する場合としない場合で、観測されるPLスペクトルのピーク強度比が80倍、全波長積分強度比が3倍という強い増強効果が観測されている<sup>3)</sup>。その原因は有機発光分子からの発光が均一広がり的な性質をもつことや、共振器モード経由の発光成分の光取り出し効率が高かつ放射角が狭いこと等にあると考えられる。今回、この増強効果をより詳しく考察するべく、FDTD法を用いた直接的な計算による検証を行ったので報告する。【手法】3次元FDTD法において、有機発光分子を模した広い均一幅をもつ励振源を設定し、系を囲む形で設定した各方向の観測面を通り抜ける光のパワースペクトルを計算した。FDTD計算において、一定強度の励振源からの全発光パワーは局所状態密度を反映した発光再結合レートに比例することが知られているため<sup>4)</sup>、これにより発光分子の発光再結合レートおよび観測系(面)への結合効率が計算できる。また発光分子の非発光再結合レートは実験的に得ることが可能であり、また離れた有機発光分子間での励起子の移動は一般に無視できる。これらの情報を用いると、ある位置に存在するある偏光の分子の発光スペクトルが計算できるので、励振源位置と偏光を変えて平均化すれば実験に対応するスペクトルを得ることができる。【結果および考察】厚み205nm、平均屈折率1.83のスラブに、格子定数 $a = 226.6\text{nm}$ 、半径 $0.26a$ の空孔を三角格子状に配列したフォトニック結晶、およびそこに狭放射角化したH1共振器を導入した構造に対して1wt%-C545T:Alq3共蒸着膜を想定した励振源を用いて上記の計算を行った。スラブ上方向のNA0.7に相当する観測面における放射パワースペクトルを図1に示す。同図から、H1共振器がある場合(赤線)には共振モードに対応したピーク波長531nm、線幅2nm程度の強い発光ピークが生じていることが分かる。また共振モード以外の波長では共振器のないフォトニック結晶(青線)とほぼ同様の発光スペクトルが得られている。共振器がある場合とない場合の積分発光強度比は1.6倍程度であった。これらは実験結果[3]と定性的に一致する傾向をもち、FDTDによる直接的な計算で発光増強効果のある程度再現可能なことが分かった。増強機構の考察を含めた詳細は当日発表する。【参考文献】1) Y. Ota *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 183114 (2008)., 2) S. Noda, *Science* **314**, 5797, 260 (2006)., 3) 杉他, 2024 春応物予稿集 (22p-P06-1, 24p-11E-3,4,5)., 4) Y. Xu *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.* **B16**, 465 (1999).

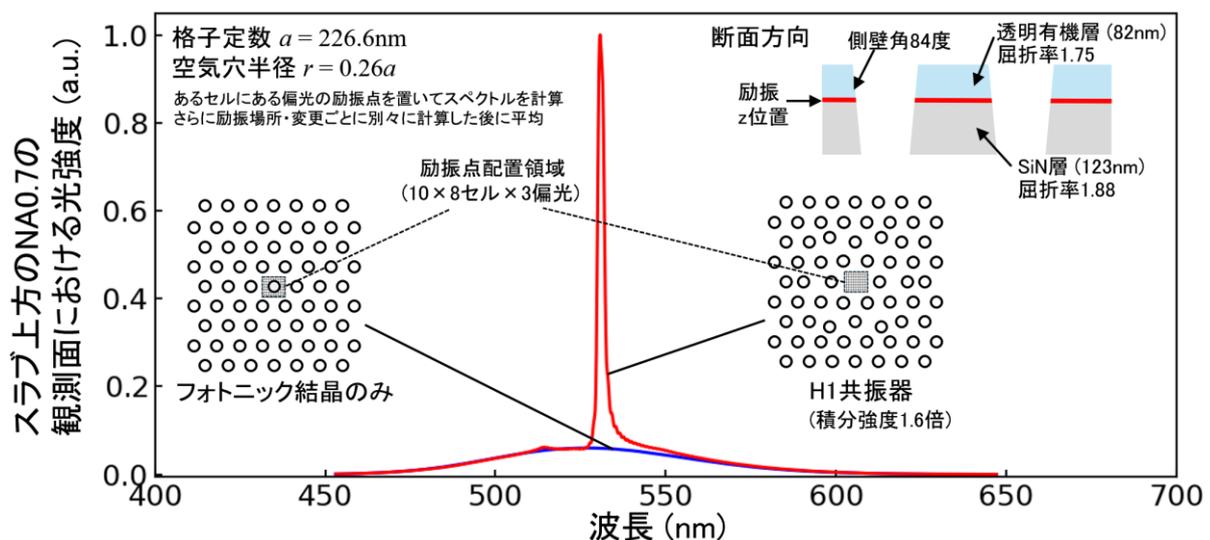


図1: FDTD法を利用して計算したスラブ上方の観測面(NA0.7)で観測される発光スペクトル

## 共振器結合型通信波長帯量子ドット単一光子源の Si 光回路上アライメントフリーハイブリッド集積に向けた検討

### Study on alignment-free hybrid integration of cavity-based telecom quantum dot single photon emitters on a Si photonic chip

<sup>1</sup>豊橋技科大, <sup>○</sup>宇井遼太郎<sup>1</sup>, 高田晃佑<sup>1</sup>, 勝見亮太<sup>1</sup>, 八井 崇<sup>1</sup>

<sup>1</sup>TUT, <sup>○</sup>R. Ui<sup>1</sup>, K. Takada<sup>1</sup>, R. Katsumi<sup>1</sup> and T. Yatsui<sup>1</sup>

E-mail: [ui.ryotaro.lk@tut.jp](mailto:ui.ryotaro.lk@tut.jp)

**はじめに** Si フォトニクスは、確立された集積技術による光回路の大規模化や、通信波長帯域における低伝搬損な光伝搬動作が可能であり、スケーラブルな量子情報処理に向けた応用が期待されている<sup>1</sup>。InAs/InP 量子ドットは通信波長帯域で決定論的な単一光子発生が可能のため、Si 量子フォトニクスに集積可能な量子光源の候補として有望である<sup>2</sup>。しかし、ナノ構造のハイブリッド集積には、ヒューマンエラーによる有限の角度、位置ずれが発生するため、量子光源と Si 導波路の結合効率の低下が懸念される。そこで我々は、そのようなアライメントを一切必要としないハイブリッド集積を前提に<sup>3</sup>、InAs/InP 量子ドット光源を Si 導波路上に集積する手法を検討した。今回、アライメントが不要な上、量子ドットから光導波路への結合効率が90%以上となる光構造設計を見出したので報告する。

**実験** デバイス全体の概略を図1(a)に示す。光源を高効率に導波路へ結合させるために、高Q値、低モード体積を示すフォトニック結晶ナノビーム共振器を採用した。まず、通信波長帯域で共振する高Q値フォトニック結晶を設計したところ、高い共振器Q値 $Q = 3.0 \times 10^6$ を得た。次に、設計した共振器の片側の空孔数を減らし<sup>4</sup>、光が片側に漏れだす片側共振器構造を設計した(図1(b))。このとき、パーセル効果を通じた光源と共振器の結合効率 $\beta$ は99.6%となり、共振器とInP導波路の結合効率 $\eta_1$ は99.9%であった。最後にInP導波路とSi導波路の交差角度( $\theta$ )によるモード間の結合効率の最適化を行い、結合効率 $\eta_2$ が92.3%となることで、最終的な光源と導波路間の結合効率 $\beta\eta_1\eta_2$ は91.8%となった(図1(c))。その他詳細は当日報告する。

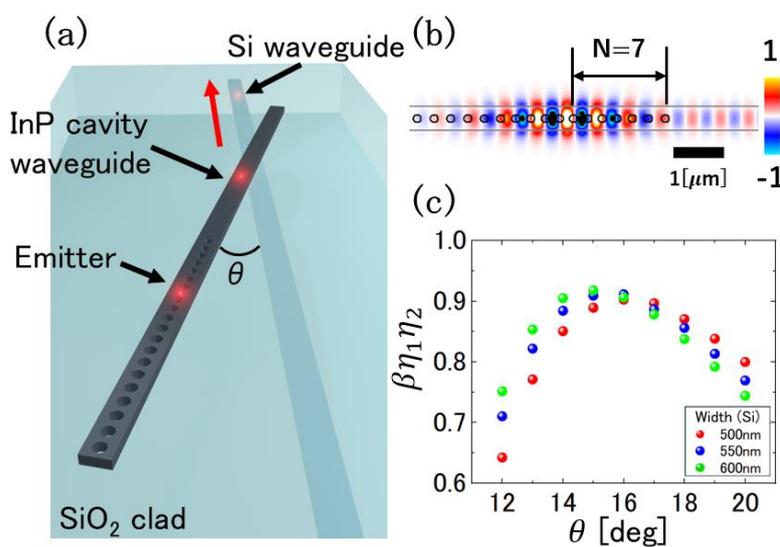


FIG.1. (a) Device Overview. (b) InP cavity waveguide design. (c) Coupling efficiency between an emitter and Si waveguide.

**参考文献** <sup>1</sup>J. W. Silverstone, et al. IEEE. J. Sel. Top. Quantum Electron, **22**, 6 (2016). <sup>2</sup>R. Katsumi, et al. Appl. Phys. Exp., **16**, 012004 (2023). <sup>3</sup>S. Bandyopadhyay, et al. arXiv 2110.12851 (2021). <sup>4</sup>A. Enderlin, et al. Phys. Rev. B, **86**, 075314 (2012).

**謝辞** 科研費(22K14289, 23K22795, 23KK0268)、東電記念財団、村田学術振興財団、旭硝子財団、内藤科学振興財団、池谷科学技術振興財団、日本板硝子材料工学助成会

## 陽子線照射に対するフォトニック帯電センサの応答特性 Proton irradiation test for charged-particle-sensor module using a photonic crystal

大阪公大院工<sup>1</sup>, 若狭湾エネルギー研究センター<sup>2</sup>

○高濱渉<sup>1</sup>, 鈴木耕拓<sup>2</sup>, 大塚亘晟<sup>1</sup>, 石原歩<sup>1</sup>, 高橋和<sup>1</sup>

Osaka Met. Univ.<sup>1</sup>, The Wakasa Wan Energy Research Center<sup>2</sup>

○W. Takahama<sup>1</sup>, K. Suzuki<sup>2</sup>, K. Otsuka<sup>1</sup>, A. Ishihara<sup>1</sup>, and Y. Takahashi<sup>1</sup>

E-mail: sk24054w@st.omu-u.ac.jp

**序論** 我々は、フォトニック結晶を用いた空間電荷検知技術を研究してきた[1–3]。フォトニック結晶導波路チップを組み込んだファイバモジュールを開発し、大気雰囲気・室温において空間電荷検知を実証してきた。このフォトニック帯電センサは小型化が可能で、光技術のみを検知領域で利用するため、放射線や静電気放電に強いと考えられる。これらの優位性から、このセンサを宇宙機に搭載し、宇宙空間の荷電粒子検知に利用することを目指している。

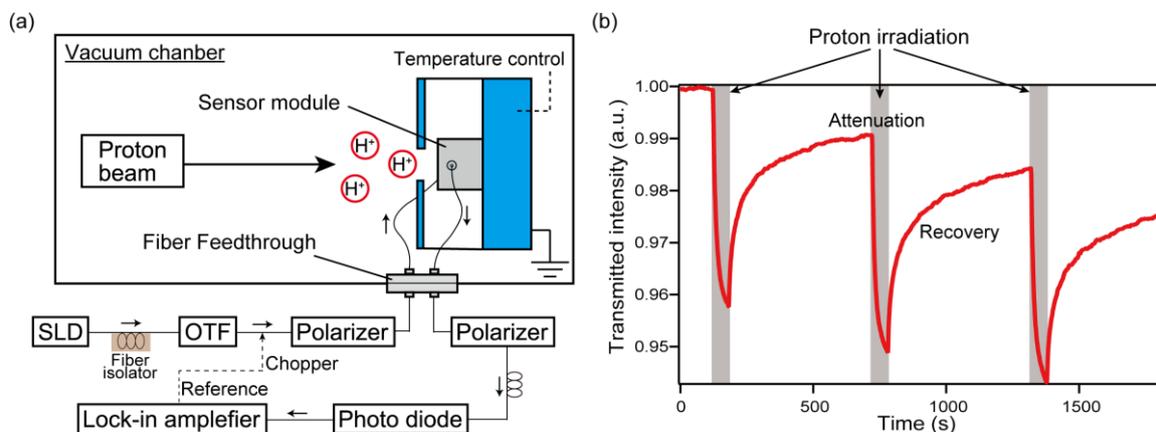
これまでに、真空下での空間電荷検知に成功しているが、センサの信頼性向上やデータの校正、設計の最適化には、宇宙放射線に対する応答特性を調べる必要がある。今回、陽子線照射によるセンサモジュールへの影響や耐性を調査したので報告する。

**実験方法・結果** 図1(a)は実験系の概要を示す。センサモジュールは真空チャンバ内に設置し、ファイバフィードスルーを介して外部の光学系と接続した。スーパーリミネッセントダイオード (SLD) から放出された励起光はステンレス製のモジュール筐体に入射し、モジュール内部に集積された微小レンズ光学系を通じてフォトニック結晶導波路に結合する。導波路を透過した光の強度は別のファイバを通して検出された。実験は、若狭湾エネルギー研究センターの200kVマイクロ波イオン源イオン注入装置を使用し[4]、真空度  $1.5 \times 10^{-5}$  Pa、温度  $21^\circ\text{C}$  の条件で行われた。

図1(b)は、20 keV、20 nA/cm<sup>2</sup> の条件で陽子線を3回照射 (各60秒) したときの透過光強度の時間変化である。陽子線照射時に光強度が減衰し、照射後は徐々に回復したが、照射前の強度までは回復しなかった。光強度の減少メカニズムは、陽子線照射により生じた電荷による自由キャリア吸収と、Si内部に生じた欠陥吸収と考えている。詳細は当日報告する。

**【謝辞】** 本研究はSTART、科研費の支援を受けた。

**【参考文献】** [1] S. Yasuda, *et al.*, *Opt. Express* **29**, 16228 (2021). [2] M. Fujimoto, *et al.*, *Opt. Continuum* **2**, 349 (2023). [3] Y. Takahashi, *et al.*, *Opt. Express* **30**, 10694 (2022). [4] S. Hatori, *et al.*, *Quantum Beam Sci.* **5**(2), 14 (2021).



**Fig. 1.** (a) Experimental setup. (b) Temporal change in the intensity of the light transmitted through the module due to proton irradiation.

# 光ナノ共振器結合系の正弦波変調による時間反転対称性の破れを 活用した光機能の検討

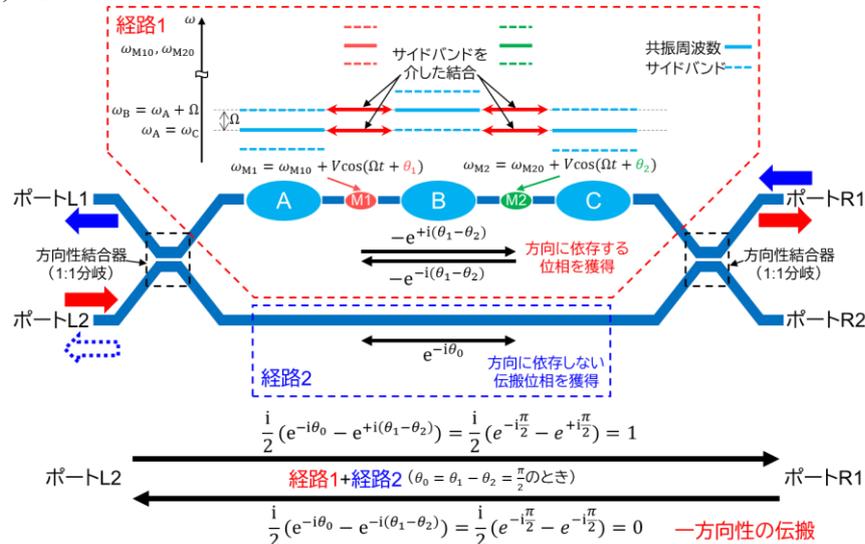
Optical functionalities based on time-reversal symmetry breaking induced by  
sinusoidal modulation of coupled nanocavities

京大院工 <sup>○</sup>永江隆太、 浅野卓、 野田進

Kyoto Univ. <sup>○</sup>R. Nagae, T. Asano, S. Noda

E-mail: tasano@qoc.kuee.kyoto-u.ac.jp, snoda@kuee.kyoto-u.ac.jp

**【序】** フォトニック結晶光ナノ共振器は光を微小体積中に長時間閉じ込めることが出来るため、光に対する特異な制御を行うことが出来る。例えば複数の共振器を結合させた系において、共振器周辺の屈折率を断熱的に変化させることで、共振器間での光転送が実現出来る<sup>1)</sup>。また正弦波状の屈折率変化を利用する<sup>2)</sup>ことで共振器間に位相をもつ結合を形成でき、これを利用すれば非相反な光操作が可能になるが<sup>3)</sup>、具体的な光機能についてはあまり探索されていなかった。他方で、適切な屈折率変調により磁場を使わずに時間反転対称性を崩せることを利用した導波路型やリング共振器型の非相反デバイスはすでに提案されているが、小型化に有利なナノ共振器を用いたものは殆ど検討されていない<sup>4,5)</sup>。今回、共振器結合系の正弦波変調を用いた結合位相の制御により、一例として、光サーキュレータ機能を実現する方法を検討したので報告する。**【原理と提案手法】** 図1は今回提案するサーキュレータの模式図であり、上下の2つの経路に分かれている。経路1は5つの共振器(A, B, C, M1, M2)が結合した系であり、共振器A, Cの共振周波数は等しいが共振器Bは $\Omega$ だけ離調しており、さらに、それらと十分離調している共振器M1, M2には、時間反転対称性を破るために異なる位相( $\theta_1, \theta_2$ )をもつ2つの正弦波変調(角周波数 $\Omega$ )が加わっている。この変調により生じるサイドバンドを介して共振器A, B間とB, C間に位相をもつ結合が形成され、経路1全体で方向に依存する位相(A $\rightarrow$ Cで $+\theta_1-\theta_2$ , C $\rightarrow$ Aで $-\theta_1-\theta_2$ )を獲得出来るようになる。一方、経路2は方向に依存しない伝搬位相 $\theta_0$ をもつ。ここで、2つの経路の位相を $\theta_0=\theta_1-\theta_2=\pi/2$ とした状態で、ポートL2, R1間の入出力を考える。まず、ポートL2からの入力光は上下2つの経路1, 2に分かれて進みそれぞれの位相を獲得した後に合流する際に強め合い、ポートR1から出力される。反対にポートR1からの入力光は2つの経路での獲得位相によって打ち消されるためポートL2へとは出力されず、代わりにポートL1へ出力される。このようにしてサーキュレータ機能が実現される。詳細は当日報告する。**【文献】** [1] M. Nakadai, et al., *Nat. Photon.* **16**, 113 (2021). [2] 永江隆太 他, 応物 2023 春, 15p-PB05-7. [3] 仲代匡宏 他, 応物 2017 秋, 7a-A410-4. [4] Mock, A., et al., *ACS photonics*, **6**(8), 2056 (2019). [5] Williamson, I. A., et al., *ACS Photonics*, **5**(9), 3649 (2018). **【謝辞】** 本研究の一部は科研費 22H01988 の支援を受けた。



**図1:** 共振器結合系の正弦波変調を利用したサーキュレータの模式図。2つの方向性結合器が経路1, 2を介してつながっている。経路1では5共振器結合系の2つの共振器に位相が異なる正弦波変調が加わっているため非相反な特性をもち、この経路を通る光は伝搬方向に依存した位相を獲得する。経路2を通る光は方向に依存しない伝搬位相を獲得する。経路1, 2の位相を適切に調節することにより、ポートL2, R1間で一方向性の入出力関係が得られる。

## Investigation of flat bands in bilayer one-dimensional moiré photonic crystals with staggered potential (II)

Keio Univ.<sup>1</sup>, RCAST, the Univ. of Tokyo<sup>2</sup>, S.M. Trushin<sup>1</sup>, Y. Ishii<sup>1</sup>, T. Ito<sup>1</sup> and S. Iwamoto<sup>2</sup>, Y. Ota<sup>1</sup>

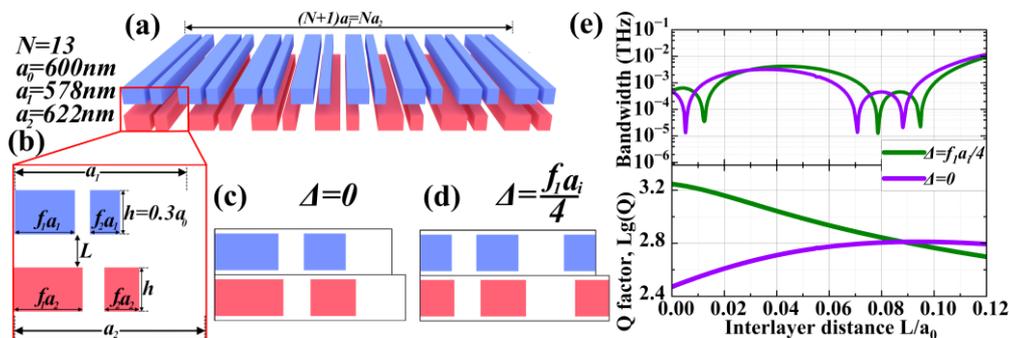
E-mail: [trushin.stepan@keio.jp](mailto:trushin.stepan@keio.jp)

Moiré photonic crystals (PhCs) offer novel approaches to control over the flow of light and have shown intriguing phenomena including flat band light localization, which has been utilized for high  $Q$  factor nanocavities and nanolasers [1]. Bilayer one-dimensional (1D) PhCs are one of the simplest moiré photonic structures but have been a profound playground for studying high- $Q$  cavity formation in flat bands [2]. However, there has been less discussion on which factors determine  $Q$  factor of the localized modes. Previously, we reported flat band light localization in bilayer moiré structures formed by 1D PhCs with double periodic modulation [3]. In this contribution, we study the very similar bilayer moiré PhC and report that the relative lateral shift of the bilayer largely influences on the  $Q$ -factor of a flat-band localized mode.

The investigated structure (Fig. 1(a)) is formed by two 1D Si photonic slabs with  $N$  and  $N+1$  unit cells with mismatched periods of  $a_1$  and  $a_2$ . Each unit cell (Fig. 1(b)) consists of two rods with widths of  $f_1a_i$  and  $f_2a_i$ , where  $f_2a_i \neq f_1a_i$  ( $i=1,2$ ). We investigated two configurations of the moiré PhCs with different relative shifts  $\Delta$  in the unit cells defined in Fig. 1(c) and (d). We numerically analyzed the two structures by the finite element method. First, we studied the response of a moiré flat band to the variation of interlayer distance  $L$ . As seen in the upper panel of Fig. 1(e), the two curves behave similarly but the positions of the magic distances are modified. Next, we studied the impact of  $\Delta$  on  $Q$  factor, as summarizes in the lower panel of Fig. 1(e). As  $L$  decreases, the  $Q$  factor of the flat band mode designed with  $\Delta = f_1a_i/4$  ( $\Delta=0$ ) increases (decreases), with the maximum value of  $1.8 \times 10^3$  (minimum of 300) at  $L=0$ , resulting in the difference of the  $Q$  factors by a factor of more than 6.

**Acknowledgment:** This work was supported by KAKENHI (22H00298, 22H01994, 22K18989), JST CREST(JPMJCR19T1) and JST FOREST Program (JPMJFR213F).

**References:** [1] X. R. Mao, *et al.*, Nat. Nanotechnol. 16, 1099 (2021). [2] S. Chirine, *et al.*, Optica 11, 245-250 (2024). [3] S. M. Trushin, *et al.*, JSAP Spring, 24a-11E-1 (2024).



**Figure 1.** (a) Investigated structure. (b) Respective unit cells of the PhC bilayer. (c) First unit cells for the moiré PhC with  $\Delta=0$  and (d) for the case with the unit cells respectively shifted by  $\Delta = f_1a_i/4$ . (e) Bandwidth of the flat band mode investigated. (f)  $Q$ -factor as the function of  $L$ .  $a_0$  is  $a_0=(a_1+a_2)/2$ .

## 積層フォトニック結晶ナノビームに基づく モアレ微小光共振器の検討

Investigation of moiré optical nanocavities based on stacked photonic crystal nanobeams

慶応理工<sup>1</sup>、東大先端研<sup>2</sup>、<sup>○</sup>(M)伊藤 貴裕<sup>1</sup>、石井 佑樹<sup>1</sup>、S. Trushin<sup>1</sup>、岩本 敏<sup>2</sup>、太田 泰友<sup>1</sup>

Keio Univ.<sup>1</sup>, RCAST, the Univ. of Tokyo<sup>2</sup>, <sup>○</sup>T. Ito<sup>1</sup>, Y. Ishii<sup>1</sup>, S. Trushin<sup>1</sup>, S. Iwamoto<sup>2</sup>, Y. Ota<sup>1</sup>

E-mail: [fastslloth@keio.jp](mailto:fastslloth@keio.jp), [ota@appi.keio.ac.jp](mailto:ota@appi.keio.ac.jp)

**はじめに** モアレフォトニック結晶は空間格子の干渉による光バンド制御を通じて、フラットバンド形成など多彩な現象を示す[1]。中でも、フラットバンド光局在を活用した微小光共振器への応用が期待され、様々なフォトニック結晶系で検討がなされている[2,3]。前回我々は、二重周期変調を加えた1次元フォトニック結晶による積層モアレ系において、フラットバンドの平坦性が向上することを報告した[4]。今回、同様の構成をナノビームフォトニック結晶に適用することで、3次元計算において強い光局在が起きることを見出したので報告する。

**結果** 今回検討した構造を Fig.1(a)に示す。2本の GaAs ナノビームフォトニック結晶(厚み:250 nm, 幅:400 nm)が積層されている。Figure 1(b)に示すように上下それぞれのナノビームは円孔サイズの違いによって二重周期変調を加えた周期  $a_1$ ,  $a_2$  のフォトニック結晶である。二つの周期は  $a_1(N+1) = a_2N$  で定義された周期ずれによって周期  $\Lambda = a_1(N+1)$  のモアレ超格子構造を形成している。一周期の中に上下の円孔の位置が近い領域が2つ(AA, AA')と最も離れている領域(AB, AB')ができる(Fig. 1(a))。

三次元有限要素法(FEM)を用いて  $N = 13$ 、層間距離を0として計算すると Fig.1 (c)に示すように AB, AB'サイトで光局在を示した。このモードは Fig.1 (d)の分散関係で192 THz付近に形成されたフラットバンドに基づいている。詳細は当日報告する。

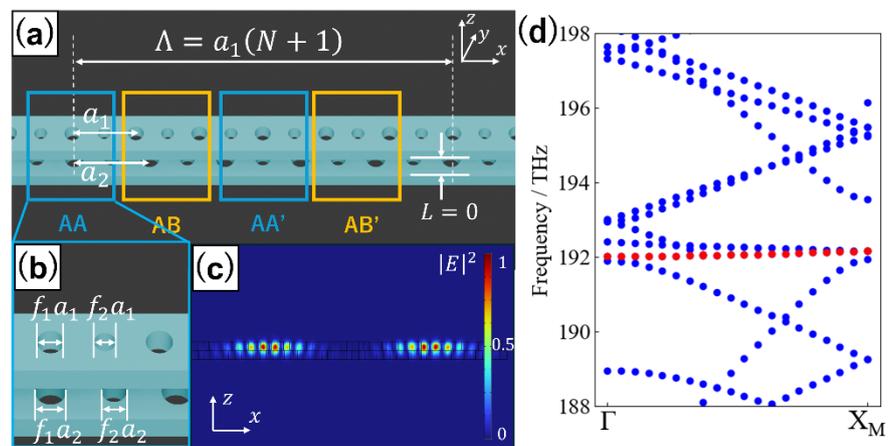


Fig. 1(a) Wide-view and (b) close-up schematics of the investigated structure. (c) Field distribution ( $|E|^2$ ) of a flatband mode showing light localization. (d) Dispersion relation in the moiré Brillouin zone. The flatband (red line) is responsible for the localized mode shown in (c).

**参考文献** [1] H. Tang, *et al.*, *Light Sci. Appl.* **10**, 157 (2021). [2] X-R. Mao, *et al.* *Nat. Nanotechnol.* **16**, 1099 (2021). [3] D. X. Nguyen, *et al.*, *Phys. Rev. Res.* **4**, L032031 (2022). [4] S. Trushin 他 2024 年春応物 24a-11E-1 (2024). **謝辞** 本研究は JST 創発的研究支援事業 JPMJFR213F および科研費 22H01994、22H00298 により遂行された

## ツイスト積層バレーフォトニック結晶に基づく微小共振器の検討

### Investigation of nanocavities based on twist-stacked valley photonic crystals

慶応理工<sup>1</sup>, 東大先端研<sup>○</sup>(M2) 石井佑樹<sup>1</sup>, 伊藤貴裕<sup>1</sup>, ステパントルーシ<sup>1</sup>, 岩本敏<sup>2</sup>, 太田泰友<sup>1</sup>

Keio Univ.<sup>1</sup>, RCAST, the Univ. of Tokyo<sup>2</sup>, <sup>○</sup>Y. Ishii<sup>1</sup>, T. Ito<sup>1</sup>, S. Trushin<sup>1</sup>, S. Iwamoto<sup>2</sup>, and Y. Ota<sup>1</sup>

E-mail: rinkobu@keio.jp

**はじめに** グラフェンや遷移金属ダイカルコゲナイド(TMDC)などの層状物質は、ツイスト積層によりモアレ超格子を形成することで、電子バンド構造が変調され新奇な物性が発現する。同系の光学アナログとして六方格子2次元フォトニック結晶(PhC)を利用した系では、特定のツイスト角でフラットバンド光局在が生じる[1]ことが報告されている。我々は、TMDCを模したバレーPhCによる重畳モアレ超格子において、バレーPhCがK点でバンドギャップを示すことに関連して、グラフェンを模した系よりも広いパラメータ範囲で強い光局在が生じること[2]を報告している。今回我々は二枚のバレーPhCを層間距離0でツイスト積層させたモアレ超格子について数値計算を行い、広いツイスト角において光局在が生じることを見出したので報告する。

**結果** 検討したツイスト積層バレーPhC(TVPhC)からなるモアレ超格子を Fig. 1(a)に示す。格子定数  $a_0 = 600$  nm の六方格子からなる三角孔バレーPhC (スラブ厚  $t = 250$  nm, 屈折率  $n = 3.4$ )が、層間距離0、相対角度  $\theta$ のもとでツイスト積層されている。同構造をモアレ単位胞で区切った構造に対し、三次元FDTD法により数値解析を行った。Figure 1(b)に波長  $1.59 \mu\text{m}$  で局在を示すTEモードの磁場分布図を示す。AAサイト近傍において、上下層のいずれにおいても光が強く局在している。また、Fig. 1(c)に角度  $\theta$ に対する注目する局在モードの  $Q$  値及びモード体積  $V$  の推移を示す。 $\theta$ を小さくするにつれて局在モードの  $Q$  が大きく増大していることが分かる。 $V$ についても増大することが分かった。その他詳細は当日報告する。

**参考文献** [1]H. Tang, *et al.* Light Sci. Appl. **10**, 157 (2021).

[2]石井, 太田他, 第84回応用物理学会秋季学術講演会, 22p-A308-13 (2023).

**謝辞** 本研究はJST創発的研究支援事業JPMJFR213Fおよび科研費22H01994、22H00298により遂行された。

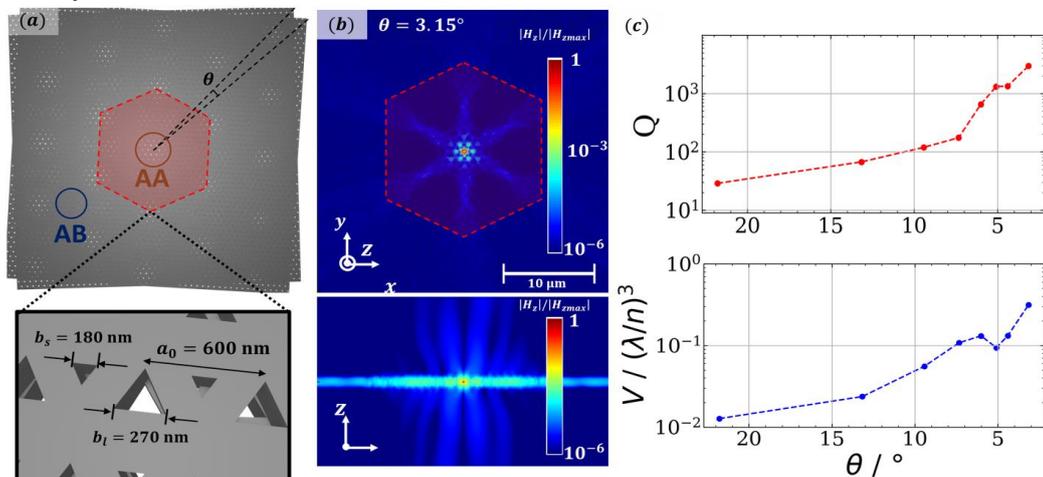


Figure.1 (a) Schematic of the investigated TVPhC. (b) Mode profile of a confined mode (c)  $\theta$  v.s.  $Q, V$

# 変調フォトニック結晶レーザーと単一光子アバランシェダイオード アレイを用いた 3 次元 ToF-LiDAR

3D LiDAR system based on dually modulated PCSEL and single photon avalanche diodes array

°De Zoysa Menaka<sup>1</sup>, 石崎賢司<sup>1</sup>, 坂田諒一<sup>1</sup>, 井上卓也<sup>1</sup>, 吉田昌宏<sup>1</sup>, 峯山佳之<sup>2</sup>, Ligges Manuel<sup>3</sup>,  
Henschke Andre<sup>3</sup>, 野田進<sup>1</sup>

京大院工<sup>1</sup>, スペースビュー<sup>2</sup>, フラウンホーファーIMS<sup>3</sup>

M. De Zoysa<sup>1</sup>, K. Ishizaki<sup>1</sup>, R. Sakata<sup>1</sup>, T. Inoue<sup>1</sup>, M. Yoshida<sup>1</sup>, Y. Mineyama<sup>2</sup>,  
M. Ligges<sup>3</sup>, A. Henschke<sup>3</sup>, S. Noda<sup>1</sup>

Kyoto Univ.<sup>1</sup>, SpaceView<sup>2</sup>, Fraunhofer IMS<sup>3</sup>

E-mail: menaka@qoe.kuee.kyoto-u.ac.jp, snoda@kuee.kyoto-u.ac.jp

**【序】** フォトニック結晶レーザー(PCSEL)は、2次元フォトニック結晶の特異点( $\Gamma$ 、M等)における共振作用を利用した大面積コヒーレント半導体レーザーである。我々は、M点で動作するPCSELにおいて、空孔の位置と大きさを同時に変調する複合変調PCSELを提案するとともに、そのアレイ化により電氣的な2次元ビーム走査<sup>1)</sup>、単一素子からのフラッシュ照射および同時多点照射<sup>2)</sup>に成功した。また、最近、大面積・高出力化に向けた2重格子の変調PCSELの提案と実証も行っている<sup>3)</sup>。さらに、変調PCSELの開発に加え、それらを活用したLiDARへの展開も試みている。例えば、これまで、フラッシュ照射型およびビーム走査型の変調PCSELとCMOS型のindirect time of flight (i-ToF)カメラを用いたLiDARの開発を行って来た<sup>4)</sup>。今回は、より高感度な単一光子アバランシェダイオード(SPAD)アレイと変調PCSELを用いた、direct ToF (d-ToF)の3次元LiDARの構築を試みたので報告する。

**【結果】** 今回は、変調PCSELによって線状に多点ビームを照射し、それを小型のミラーで1次的に走査して、2次的な照射を行った。変調PCSELの共振器構造としては2重格子構造を採用し、空孔のサイズのみに変調を施す方式を採用した<sup>3)</sup>。ここで、発振サイズは1mm $\Phi$ とし、25°程度の範囲にわたって62点のビームを線状に照射が出来る変調PCSELの設計・作製を行った。作製した変調PCSELチップの表面の顕微鏡写真を図1(a)に示す。また、ビーム形状の測定結果は図1(b)に示しており、狙った通りの線状のビーム照射が出来ていることが分かる。このような変調PCSELとSPADアレイを用いた3次元のLiDAR系を模式的に図2に示す。変調PCSELからの線状のビームを小型ミラーで、線状のビームに直交する方向に走査する。なお、変調PCSELは短パルス駆動回路を用いてナノ秒パルスで動作させる。対象物からの散乱光の受光は、48 $\times$ 64画素(1画素あたり4つのSPAD)から成るd-ToF方式のSPADアレイを用いて行う。SPADアレイは、変調PCSELの照射および走査ミラーと同期させながら、FPGAを用いて駆動させ、得られる測距画像をリアルタイムで、パソコン上に表示させる。今回のLiDARのFoVは、25° $\times$ 20°程度とした。LiDARの評価において、スクリーンの前に立っている人間から成る系の計測を行った。計測したポイントクラウドの結果を図3に示す。同図より、スクリーンの前にいる人間の測距画像が明確に取れていることが分かる。リアルタイムの動画等、詳細は当日報告する。

**【謝辞】** 本研究の一部は、内閣府SIP第3期(JPNP23023)、および科研費(22H04915)のもと行われた。**【文献】** [1] R. Sakata, S. Noda *et al.*, *Nat. Comm.*, **11**, 3487 (2020). [2] R. Sakata, S. Noda *et al.*, *Applied Physics Letters -Perspective-*, **122**, 130503 (2023). [3] 今村, 野田 他, 2023年春応物, 16p-A501-11. [4] M. De Zoysa, S. Noda *et al.*, *Optica*, **10**, 264 (2023).

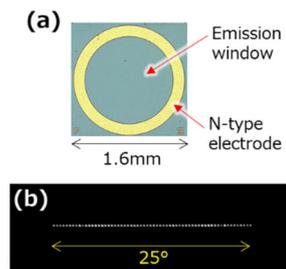


図1(a): 変調PCSELの顕微鏡写真  
(b): 線状のビーム形状

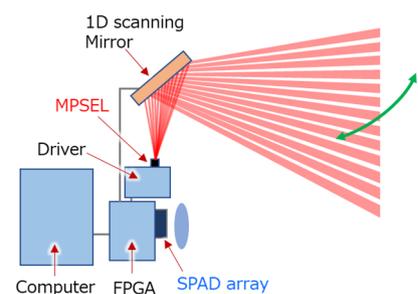


図2: 線状照射MPSELとSPADアレイを用いた3次元LiDAR系の模式図



図3: 構築したLiDARで計測した距離のポイントクラウド

## SLG ビームスキャナにおける回折格子のトポロジカル最適化(II) Topological optimization of diffraction grating in SLG beam scanner (II)

横国大院工 ○廣谷 圭祐, 馬場 俊彦

Yokohama Nat'l Univ. °Keisuke Hirotsu<sup>1</sup>, Toshihiko Baba<sup>1</sup>

E-mail: hirotsu-keisuke-fn@ynu.jp

Si フォトニック結晶導波路 (PCW) を利用したスローライト回折格子 (SLG) は, メカを使わずに光ビームを広角でスキャンできる<sup>1,2)</sup>. 我々はこれまで, PCW に沿った方向に非対称なパターンの浅堀回折格子(深さ 10 nm)を構造最適化して上方放射率を高め, 高効率化をはかってきた<sup>3)</sup>. しかし, 最適化された SLG のスローライトは群屈折率  $n_g$  が 15 以下となり, 広角なスキャンのためには  $n_g$  を高い値に戻す必要があった. ただし, これらを最適化するとビームの横 ( $\phi$ ) 方向広がり角  $\delta\phi$  (FWHM) が  $28^\circ \sim 40^\circ$  まで広がる上に,  $\text{SiO}_2$  オーバークラッドと空気の世界面での反射が大きくなり, 効率が低下する. そこで前回までに, これらを考慮した回折格子のトポロジカル最適化を行ってきたが<sup>4,5)</sup>, その構造は複雑であった. そこで, 今回は製作しやすいシンプルな構造に微調整し, 性能の違いを検証した.

まず, これまでと同様にベースとなる PCW の円孔配列を自動調整し<sup>6)</sup>, 直線的なフォトニックバンドで  $25 \sim 30$  という高い  $n_g$  を与える構造を得た. 次に, 単峰で狭幅な出射ビームを目指して, 単一セル内の 8 個の円孔の半径, ならびに 10 個に分割した回折格子の形状をパラメータとして, Ansys/Lumerical の 3 次元バンド計算と共分散行列適応進化戦略を組み合わせた自動最適化を行った. 特に  $\text{SiO}_2$  クラッド/空気境界での反射損を減らすため,  $\text{SiO}_2$  中でのビーム形状を計算し, サイドローブの低さとビーム広がり角  $\delta\phi$  の狭さを目的関数に設定した. 最適化した構造を図 1(a) に, ビーム形状の計算結果を図 1(b), (c) に示す. 低分散スローライト帯域内のバンドが回折格子によって折り返されたときの規格化波数  $k/(2\pi/a) = 0.08$  に対して,  $\delta\phi$  は  $\text{SiO}_2$  中で  $15.2^\circ$ , 空気中で  $21.7^\circ$  となった. ただし, 回折格子に微細な構造があるほか, 放射係数が  $\alpha \approx 30\text{dB/cm}$  と小さくなった. そこで, 回折格子の形状を手動で調整し, 最終的に図 2(a) の構造を得た. 対応するビーム形状を図 2(b), (c) に示す. 非常にシンプルな形状の回折格子となり, 製作での再現が容易である. これらはビームコリメート条件を大幅に緩和し, SLG を LiDAR に用いたときの S/N の向上が期待される.

本研究は日本学術振興会科学研究費補助金基盤研究 (A) (22H00299), ならびに立石科学技術振興財団研究助成 S の援助を得て行われたものである.

参考文献 1) H. Ito et al., *Optica* **7**, 47 (2020). 2) T. Baba et al., *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **28**, 8300208 (2022). 3) S. Suyama et al., *Opt. Express* **31**, 22170 (2023). 4) 廣谷ら, 応物秋季講演会, 22p-A308-11 (2023). 5) 安藤ら, 応物春季講演会, 24p-11A-3 (2024). 6) K. Hirotsu et al., *Opt. Lett.* **46**, 4422 (2021).

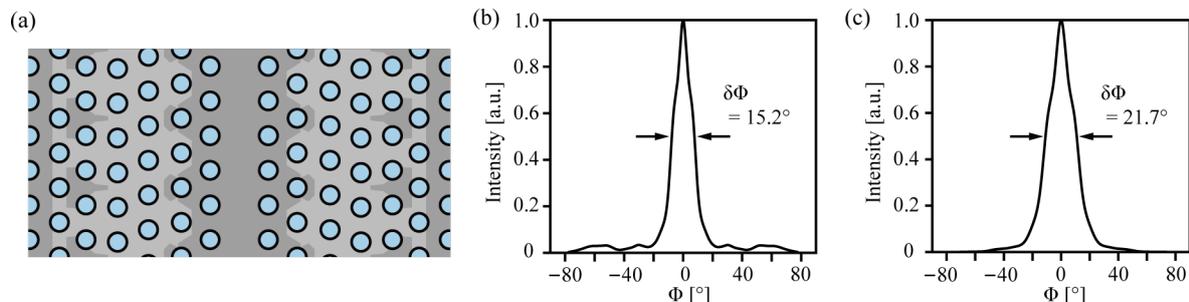


図 1 ビーム広がり角  $\delta\phi$  を小さくするトポロジカル最適化. (a) 最適化された構造. (b), (c) 回折格子で折り返されたバンドの規格化波数  $k/(2\pi/a) = 0.08$  でのビーム形状の計算結果. (b)  $\text{SiO}_2$  クラッド中. (c) 空気中.

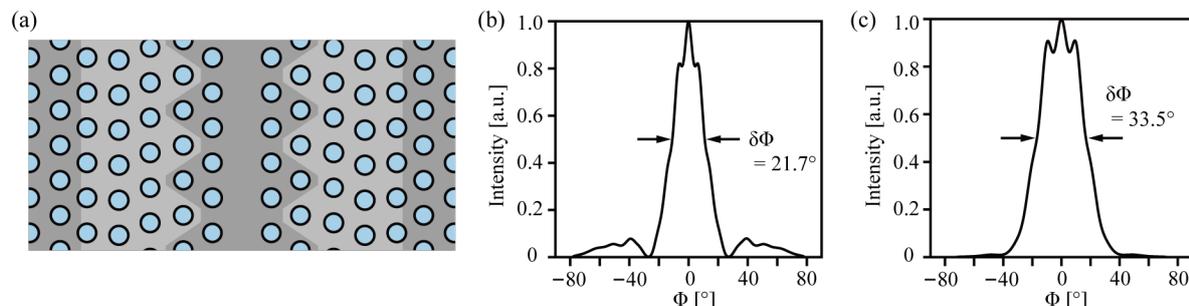


図 2 図 1 から微小構造を取り除いて手動調整した構造. (a) 最適化された構造. (b), (c) 回折格子で折り返されたバンドの規格化波数  $k/(2\pi/a) = 0.08$  でのビーム形状の計算結果. (b)  $\text{SiO}_2$  クラッド中. (c) 空気中.

短パルス・多点同時出射可能な 1mm $\Phi$ 変調フォトニック結晶レーザーの設計Design of 1mm $\Phi$  M-PCSEL with multi-dot beam pattern and short-pulse width

坂田諒一, 石崎賢司, 井上卓也, 八木雄大, 森田遼平, 田中聡記, De Zoysa Menaka, 野田進 (京大院工)

R. Sakata, K. Ishizaki, T. Inoue, Y. Yagi, R. Morita, S. Tanaka, M. De Zoysa, S. Noda (Kyoto Univ.)

E-mail: sakata@qoe.kuee.kyoto-u.ac.jp, snoda@kuee.kyoto-u.ac.jp

フォトニック結晶レーザー (PCSEL) は、2次元フォトニック結晶の特異点 ( $\Gamma$ 点、M点等) における大面積共振効果を用いた面発光型の半導体レーザーである[1]。これまで、M点動作 PCSEL において、格子点の位置や大きさを変調した、M-PCSEL を開発し、任意の2次元方向へのワット級の高出力かつ高品質ビームの出射や、多点ビームの同時出射 (図 1(a))、任意のビームパターンの出射等の、様々なビーム制御を実現することに成功してきた[1-3]。また、ごく最近では、M-PCSEL において、より大面積においても単一モード動作可能な二重格子構造の検討[4]を行い、さらに、可飽和吸収領域の導入をも行うことで、250 $\mu\text{m}$   $\Phi$  デバイスの設計を行い、短パルス (<100ps)・高ピーク出力 (数 W 級) 多点同時出射動作の実証を行った[5,6]。今回、このような、短パルス動作可能な M-PCSEL のさらなる高ピーク出力動作の実現へ向けて、1mm $\Phi$  に発振面積を拡大したデバイスの設計を行ったので報告する。

図 1 に、検討した二重格子変調フォトニック結晶レーザーの模式図を示す。まず、可飽和吸収領域を含めて、1mm $\Phi$  に光が分布するように、二重格子の元の格子の変調前の  $\text{FF}_{01}=8\%$  に対し、付加する格子の変調前の  $\text{FF}_{02}=7\%$  と同程度の大きさとする事で、面内での回折効果を十分に弱めた。また、可飽和吸収領域は、高次モード発振および意図しない1次元発振を抑制しつつ、面全体で発振させるために、 $\Gamma$ -X 方向 (図中 x 方向) に直線状に一定の周期で配置しつつ、直交する方向 (図中 y 方向) にも追加して配置した。一例として、出射角度  $\pm 54^\circ$  の場合について、x 方向に幅 40 $\mu\text{m}$ 、周期 120 $\mu\text{m}$  (また、y 方向に幅 20 $\mu\text{m}$ ) の可飽和吸収領域を導入し、3次元結合波理論で解析した過渡応答特性を、図 2 に示す。同図より、注入電流 20A において、パルス幅 <50ps で、100W を超える高いピーク出力の発振が得られた。本手法においては、ナノ秒程度のパルス電流駆動によって 1 パルスのみ動作させることで、任意のタイミングで超短パルスを生じさせることが可能である。100W を超える高いピーク出力を活用することで、アイセーフを保ちつつ、より遠距離の測距や LiDAR への応用も期待される。詳細は当日報告する。

【謝辞】本研究の一部は、内閣府 SIP 第3期 (JPNP23023) および科研費 (22H04915, 24K01384) の支援を受けた。【文献】[1] S. Noda, *et al.*, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **23**, 4900107 (2017). [2] R. Sakata, S. Noda, *et al.*, *Nat. Commun.* **11**, 3487 (2020). [3] R. Sakata, S. Noda, *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **122**, 130503 (2023). [4] 石崎, 坂田, 野田, 他, 2023 年秋季応物, 22p-A308-9. [5] 坂田, 野田, 他, 2023 年秋季応物, 22p-A308-14. [6] 石崎, 坂田, 野田, 他, 2024 年春季応物, 24a-11E-2.

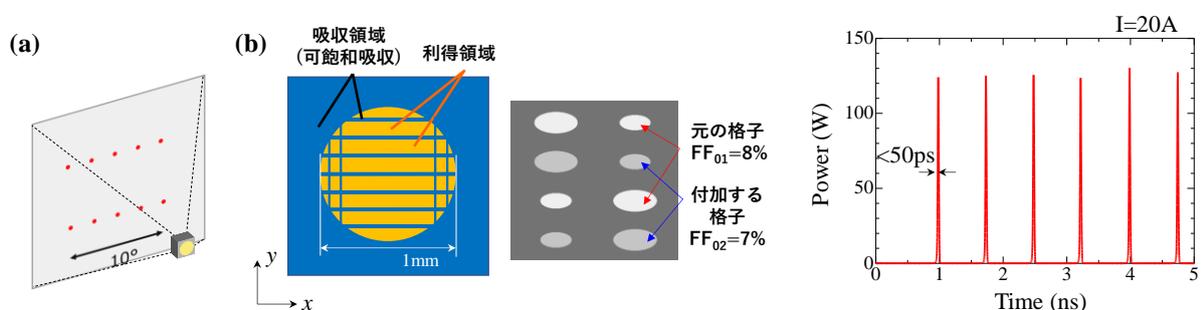


図1. (a) 1mm $\Phi$ 変調フォトニック結晶レーザー(M-PCSEL)の模式図。(b) 設計した構造の模式図。電極構造(左)において、青色の領域は可飽和吸収領域を、橙色は利得領域を表す。また、フォトニック結晶(右)においては、元の格子から $\Delta y=0.5a$ の位置に格子を付加し、元の格子と付加する格子の変調前の充填率を8%および7%とした。

図2. 3次元結合波理論の過渡応答解析によって得られた時間光出力波形。20Aにおいて~120Wの高いピーク出力の短パルス(<50ps)が得られた。

短パルス・多点同時出射可能な 1mm $\Phi$  変調フォトニック結晶レーザーの作製Development of 1-mm  $\Phi$  M-PCSELs with a multi-dot beam pattern and a short pulse width

○石崎賢司, 坂田諒一, 八木雄大, 井上卓也, 田中聡記, De Zoysa Menaka, 初田蘭子, 野田進 (京大院工)

○K. Ishizaki, R. Sakata, Y. Yagi, T. Inoue, S. Tanaka, M. De Zoysa, R. Hatsuda, S. Noda (Kyoto Univ.)

E-mail: ishizaki@qoe.kuee.kyoto-u.ac.jp, snoda@kuee.kyoto-u.ac.jp

変調フォトニック結晶レーザー (M-PCSEL) は、2次元フォトニック結晶のバンド構造における特異点 (M 点) での大面積共振作用を利用しつつ、格子点に大きさや位置変調を与えることで、ビーム出射方向の制御や任意のビームパターンの生成が可能な新たな半導体レーザーである [1-3]。最近では、M-PCSEL の大面積高ビーム品質・高出力動作に向けて、二重格子構造の概念の導入を試みている [4]。さらに、LiDAR 等のセンサーへの応用を想定し、共振器内への可飽和吸収体の導入をも検討し、まず、250 $\mu\text{m}\Phi$  のデバイスで、数 10ps 程度の短パルス・多点同時出射動作に成功した [5,6]。さらに、本レーザーの 100W 級ピーク出力動作に向けて、1mm $\Phi$  への面積拡大を可能とするデバイス設計にも成功している [7]。本報告では、本解析結果を踏まえて 1mm $\Phi$  へと面積を拡大した短パルス・多点出射 M-PCSEL の作製と評価を行った結果について述べる。

図 1 には、作製した多点出射 M-PCSEL (10 点同時出射) の概念図と、実際の 1mm $\Phi$  デバイスの p 電極構造 [7] の顕微鏡写真を示す。フォトニック結晶構造としては、可飽和吸収領域を含めて共振器内全体に光が拡がって分布できるように、面内 180° 回折効果を弱めることが可能な M 点二重格子フォトニック結晶を用いている。図 2 に、周期 120 $\mu\text{m}$ 、幅 30 $\mu\text{m}$  の設計で可飽和吸収領域を形成したデバイスの測定結果を示す。図 2(a)の遠視野像に示されるように、狭い拡がり角の多点 (10 点) ビームを得ることに成功した。さらに、ストリークカメラを用いて測定した光出力の過渡応答を同図(b)に示すが、自励的な短パルス発振 (パルス幅: 30~40psec) を、1mm $\Phi$  デバイスにおいて実現することに成功し、20A の電流注入で~100W (10 点合計) のピークパワーが得られた。この結果より、実効的なスロープ効率、5W/A 以上と見積もられる。ナノ秒程度のパルス幅の電源を用いて単一の短パルスを出射させることで、比較的低い駆動電流で、遠距離の測距を行うことも可能になると期待される。詳細は当日報告する。

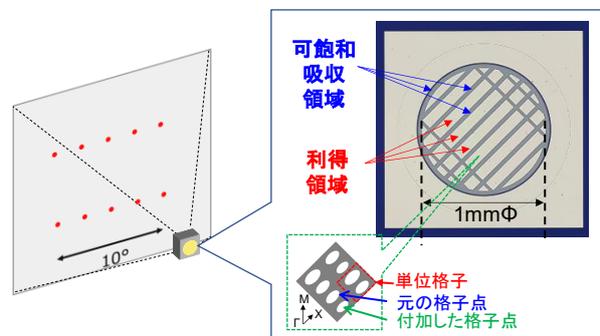


図1. 可飽和吸収領域を導入した1mm $\Phi$ 変調PCSEL。

【謝辞】本研究の一部は、内閣府 SIP プログラム、科研費 (22H04915、23K13679、24K01384) の支援を受けた。【文献】 [1] S. Noda, *et al.*, *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.* **23**, 4900107 (2017). [2] R. Sakata, S. Noda, *et al.*, *Nat. Commun.* **11**, 3487 (2020). [3] R. Sakata, S. Noda, *et al.*, *Appl. Phys. Lett. -Perspective-* **122**, 130503 (2023). [4] 石崎, 野田, 他, 2023 年秋季応物, 22p-A308-9. [5] 坂田, 野田, 他, 2023 年秋季応物, 22p-A308-14. [6] 石崎, 野田, 他, 2024 年春季応物, 24a-11E-2. [7] 坂田, 野田, 他, 本応物。

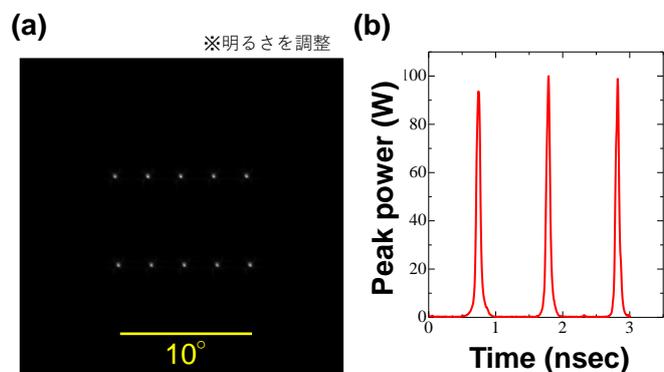


図2. 動作特性の評価結果 (20A注入時)。(a) 遠視野像、(b) 光出力の過渡応答。

## 映進対称フォトニック結晶導波路を利用した SSH ナノ共振器の構成

SSH nanocavity in glide-symmetric photonic crystal waveguide

東工大<sup>1</sup>, NTT 物性研<sup>2</sup>, NTT NPC<sup>3</sup>

◦上村 高広<sup>1,2</sup>, Dai Wei<sup>1</sup>, 森竹 勇斗<sup>1</sup>, 納富 雅也<sup>1,2,3</sup>

1. Tokyo Institute of Technology, 2.NTT BRL, 3. NTT NPC

◦Takahiro Uemura<sup>1,2</sup>, Wei Dai<sup>1,2</sup>, Yuto Moritake<sup>1</sup>, Masaya Notomi<sup>1,2,3</sup>

E-mail: uemura.t.ac@m.titech.ac.jp

光ナノ構造を利用したトポロジカルフォトニクスは、高集積かつ欠陥に対してロバストな光集積回路を実現するプラットフォームとして期待されている。とりわけ、トポロジカルバルク構造の界面に出現する0次元エッジ状態は光ナノ共振器として機能するため、更なる集積化のために重要である。これまでにナノビーム構造や正方格子フォトニック結晶を利用した光ナノ共振器とそのレーザ応用が報告されている一方[1,2]、一般に光ナノ導波路として広く利用される、三角格子やハニカム格子型導波路を利用したトポロジカルナノ共振器の実現報告はない。先行研究[1,2]はいずれもバルク構造が持つ光トポロジーを利用しているため、三角格子やハニカム格子に対して同様の手法を適用することは困難であった。今回、曲げに対する耐性を持つことが知られている三角格子型映進対称フォトニック結晶導波路[3]を利用し、エッジ状態が持つトポロジーを利用した光ナノ共振器の構成方法を考案したため、報告する。

今回解析する2次元フォトニック結晶スラブ導波路構造をFig.1(a)に示す。格子定数を $a=470$  nm, 三角穴の一辺を  $s=0.8a$ , スラブの実効誘電率を $\epsilon_{\text{slab}}=6.76$ と設定している。無摂動の場合、空間構造が持つ映進対称性によって、1次元エッジ状態のバンド構造はBrillouin zone中心としたDirac型分散を持つ。Fig.1(a)に示すx軸方向の三角穴位置シフト $\Delta R$ によってDirac点の縮退が解ける(Fig.1(b))が、位置シフトの符号に応じてエッジ状態のバンドが0もしくは $\pi$ のZak位相[4]を獲得する。この挙動は、映進対称導波路が実効的には映進対称面の上半分と下半分をそれぞれA, Bサイトとする2サイト系みなすことができ、1次元格子模型であるSu-Schrieffer-Heeger (SSH) モデルとのアナロジーが成立することに由来する。また、この手法はユニットセルを拡張することなく実装することができ、エッジ状態がライトラインの下に位置するという利点を持つ。続いて、Fig.1(c)に示すスラブ型フォトニック結晶ヘテロ構造 (材料屈折率:3.48, スラブ厚: 200 nm) を有限要素法によって解析し、0次元エッジ状態である共振モードの形成および $10^4 \sim 10^5$  程度のQ値が達成可能であることを解明した。さらに、2次元FDTD法による透過率解析の結果、透過スペクトルに共振モードに由来するピークが出現することを明らかにした(Fig.1(d))。今回の解析では三角格子および三角穴を採用したが、ハニカム格子配列[5]や丸穴を採用した場合でも同様にしてナノ共振器の形成が可能である。我々の成果は、フォトニック結晶導波路上にトポロジカルキャビティを形成するための汎用的な手法をもたらす。

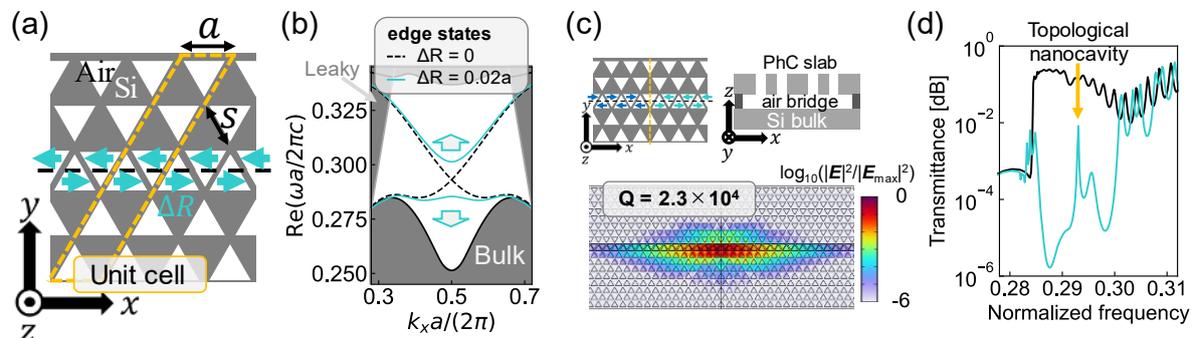


Fig.1 (a) Schematic of the glide-symmetric photonic crystal waveguide. (b) Band dispersion curves of the TE edge modes in the  $k_x$  direction. (c) Schematic of the photonic crystal slab and the electric field distribution of topological nanocavity mode calculated by the FEM method. (d) The transmission spectrum in 2D FDTD method.

【参考文献】 [1] Y. Ota *et al.*, *Commun Phys* **1**, 86 (2018). [2] Y. Ota *et al.*, *Optica* **6**, 786-789 (2019). [3] W. Dai *et al.*, arXiv:2310.17487 (2023). [4] M. Xiao *et al.*, *Phys. Rev. X* **4**, 021017 (2014). [5] H. Yoshimi *et al.*, *Opt. Express* **29**, 13441-13450 (2021).

【謝辞】本研究は、科学研究費補助金 (20H05641, JP24H02232 および 24K01377)の援助の下に行われた。

# 映進対称フォトニック結晶導波路における利得/損失誘起トポロジカル絶縁相

Topological insulating state in glide-symmetric photonic crystal waveguide solely by gain and loss

東工大理<sup>1</sup>, NTT 物性研<sup>2</sup>, NTT NPC<sup>3</sup>

○上村 高広<sup>1,2</sup>, 森竹 勇斗<sup>1</sup>, 高田 健太<sup>2,3</sup>, 納富 雅也<sup>1,2,3</sup>

1. Tokyo Institute of Technology, 2. NTT BRL, 3. NTT NPC

○Takahiro Uemura<sup>1,2</sup>, Yuto Moritake<sup>1</sup>, Kenta Takata<sup>2,3</sup>, Masaya Notomi<sup>1,2,3</sup>

E-mail: uemura.t.ac@m.titech.ac.jp

非エルミート光学系[1]の興味深い性質の1つとして、トポロジカルな特性の発現が挙げられる。先行研究にて、ギャップレスな1次元結合共振器を利用した、時間空間反転対称 (PT対称) な摂動のみを用いて光トポロジカル状態を誘起する手法が報告されている[2]。PT対称な摂動のみを用いて光トポロジカル状態を誘起するというコンセプトは様々な光学系への適用が期待されるが、PT対称光学系を実装するうえで有力なプラットフォームであるフォトニック結晶へ適用する検討はこれまでにない。今回我々は、映進対称性を持つフォトニック結晶導波路に対して倍周期の非エルミート摂動を加えることにより、利得と損失のみを利用してトポロジカルバンドギャップを生成する手法を確立したため、報告する。

今回の解析で取扱うフォトニック結晶導波路構造をFig.1(a)に示す。格子定数を $a=470\text{ nm}$ 、三角穴の一边を $s=0.8a$ 、空気の誘電率を $\epsilon_{\text{air}}=1$ とした。また、誘電率は $\epsilon_{\text{slab}}=6.76$ と設定し、有限要素法による二次元構造の数値解析を実施した。無摂動の場合、エッジ状態のバンド構造は空間構造が持つ映進対称性によってBrillouin zone中心にDirac点が形成され、ギャップレスである (Fig.1(b))。ここで、ユニットセルを拡張し、4つのエッジ状態から構成される4バンド系を考える。Fig.1(c)に示すように倍周期の利得(赤)および損失(青)の摂動を加えることで、Dirac点の縮退が解け、バンドギャップが出現する (Fig.1(d)) さらに、異なる倍周期摂動を持つヘテロ構造を解析した結果、界面に局在するキャビティ状態が出現することを明らかにした (Fig.1(e))。Fig.1(f)に示す通り、2種類の界面に出現するキャビティ状態 (橙、赤) は周波数実部が一致かつ周波数虚部が対称であり、先行研究[2]において報告されている0次元エッジ状態と同一の特性を持つ。以上の結果は、提案する構造のバンドがトポロジカル相を持つことを強く示唆している。フォトニック結晶構造を採用することにより、結合共振器の場合に必要な構造のファインチューニングが回避できるほか、反射測定によるトポロジカルバンドの直接観測が期待できる。

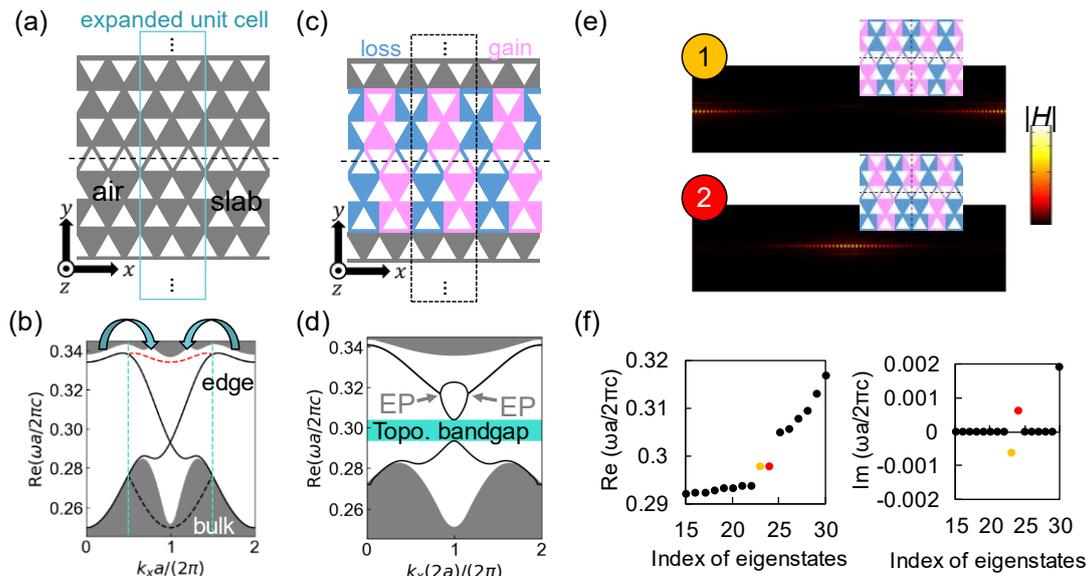


Fig.1 (a) Schematic of the glide-symmetric photonic crystal hetero-structure. (b) The band dispersion curves of the TE edge modes in the  $k_x$  direction. (c) Double-cycle gain (red) and loss (blue) perturbations. (d) The band dispersion in the structure (c). (e) Topological nanocavity mode at the domain. (f) Real and imaginary part of eigenvalues for a domain system.

【参考文献】 [1] L. Feng et al. Nat. Photonics. **11**, 752 (2017) [2] K. Takata et al. Phys. Rev. Lett. **121**, 213902 (2018)

【謝辞】 本研究は、科学研究費補助金 (20H05641, JP24H02232 および 24K01377)の援助の下に行われた。

## 物質中の重力場理論：Einstein 方程式と Maxwell 方程式

Gravitation theory in matter: Einstein equation and Maxwell equation

Geometrize 北川 均

Geometrize H. Kitagawa

E-mail: kitagawadirac@gmail.com

人工周期構造中の素励起（例えばフォトニック結晶、フォノニック結晶）においてその周期に断熱的変調を与えた系を考える（歪フォトニック結晶、歪フォノニック結晶）。このような系においては素励起波動はあたかも重力作用を受けたかのようにふるまい、その理論的な枠組みは一般相対論と同様な微分幾何学によって与えられる<sup>[1],[2]</sup>。素励起波動の運動方程式は次の測地線方程式で表され、曲線軌道となる。

$$\frac{d^2 x^\mu}{d\sigma^2} + \Gamma^\mu_{\nu\lambda} \frac{dx^\nu}{d\sigma} \frac{dx^\lambda}{d\sigma} = 0 \quad (1)$$

ここで式中の $\Gamma^\mu_{\nu\lambda}$ は重力の影響を表す接続である。ただし、一般相対論と異なるのはこの理論においては添え字 $\nu, \lambda$ について対称なリーマン接続ではなく非対称な接続が現れる点である。一方、一般相対論的重力場描像では、重力場を表現するEinstein方程式とその重力場下におけるMaxwell方程式が与えられる。我々の扱う人工2次元系においても更なる重力場理論描像としてこの二つの方程式の存在が求められる。しかしながら次の二つの問題点が存在する。

1) 一般相対論においては2次元ではEinstein方程式は存在しない。

2) 非対称接続を持つ場合Maxwell方程式のゲージ不変性が破れる。

問題点1は2次元においてEinstein方程式の左辺が恒等的に0となるためであり、問題点2は非対称接続がゲージ対称性を破るためである。

この問題を解決するために次の事実に着目する。すなわち積 $dx^\nu/d\sigma$   $dx^\lambda/d\sigma$ が可換であることを利用すると(1)式は、次の対称化接続

$$\Gamma^\mu_{(\nu\lambda)} := \frac{1}{2}(\Gamma^\mu_{\nu\lambda} + \Gamma^\mu_{\lambda\nu}) \neq \left\{ \begin{matrix} \mu \\ \nu\lambda \end{matrix} \right\} \quad (2)$$

を用いて（この接続は対称化されているがリーマン接続とは等しくはないことを最右辺は示している）次式のように表されるということである。

$$\frac{d^2 x^\mu}{d\sigma^2} + \Gamma^\mu_{(\nu\lambda)} \frac{dx^\nu}{d\sigma} \frac{dx^\lambda}{d\sigma} = 0 \quad (3)$$

この事実を積極的に利用して接続として式(2)の対称化接続を採用し理論を再構築すれば、上記二つの問題点を解決することが可能となる。これにより重力場理論描像が確立される。【文献】 [1] H. Kitagawa, *et al.*, Phys. Rev. A **103**, 063506 (2021). [2]北川, 2024年春応物23p-21B-21.