

# [招待講演] 真空中を進行する電子波動と銀回折格子上の表面プラズモンまたはシリコン光導波路との相互作用を利用した光放射

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2021-12-10 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: メールアドレス: 所属:
URL	<a href="https://doi.org/10.24517/00064488">https://doi.org/10.24517/00064488</a>

This work is licensed under a Creative Commons Attribution-NonCommercial-ShareAlike 3.0 International License.



# [招待講演] 真空中を進行する電子波動と銀回折格子上の表面プラズモンまたはシリコン光導波路との相互作用を利用した光放射

桑村 有司<sup>†</sup>

<sup>†</sup> 金沢大学理工研究域電子情報通信学系 〒920-1192 石川県金沢市角間町

E-mail: <sup>†</sup> kuwamura@ec.t.kanazawa-u.ac.jp

**あらまし** 真空中の直線軌道上を一定速度で進行する電子は光と相互作用しない。しかしながら群速度  $v_e$  で走行している電子ビーム近傍に光速  $c$  の  $1/3$  程度に減速した位相速度  $v_{opt}$  で進行できかつ電子の進行方向に電界成分を持つ導波モードが伝搬可能な光導波構造を近接すると、条件  $v_e = v_{opt}$  を満たした時、光誘導放出作用や自然放出光を放射することができる。実験では、光導波構造としては銀回折格子/真空界面での表面プラズモンやシリコン導波路中の TM モードを利用した。30~40kV に加速した電子ビームを導波路表面に沿って走行させると、銀回折格子では  $2.1\sim 1.9\mu\text{m}$ 、シリコン導波路では  $1.2\sim 1.6\mu\text{m}$  にピーク波長をもつ自然放出光による発光スペクトルが観測された。

**キーワード** 電子ビーム, 表面プラズモン, シリコン光導波路, 自然放出光

## 1. まえがき

レーザーは、光電子工学での主要な能動素子であり、光通信や光計測・記憶など多種多様な光技術の発展の原動力となってきた[1]。通常のレーザーや光増幅器は、材料（ガス、固体、半導体、有機分子）固有のエネルギー準位間での電子遷移を利用して光を発生させている。そのため、動作波長は材料のエネルギーギャップで制限され、かつその波長帯域も狭い。このように通常のレーザーの動作波長は材料のエネルギー準位で定まるため、未開発の波長領域での動作を得るには、新しい材料を見つけて開発しなければならない。

一方、真空中を走行する電子ビームの運動エネルギーを利用した光・電磁波発生源として、自由電子レーザー、チェレンコフレーザー、進行波管、スミス・パーセル放射光源などが存在する[2]~[9]。電子ビームを用いる場合にはマイクロ波~X線まで原理的には動作波長に制限はない。また、電子ビームの進行方向により発光や増幅される電磁波の方向が定められるので、一方向性の光増幅が可能である。しかし、自由電子レーザーは高エネルギー発生源として開発されており、電子を光速近くまで加速する必要があり、巨大な設備が必要となる。チェレンコフレーザーでは数 100kV、進行波管は数 kV の電子加速で動作するが加工精度の限界からミリ波より短波長領域では実現されていない。

著者らは、マイクロ波から紫外線までの欲しい波長で動作する新型の光放射やレーザーを実現するため、真空中を進行する電子と光導波モードの位相速度を遅延可能な光導波構造を利用したチェレンコフ放射タイプの光増幅・発光デバイスを提案して実験を進めてきた[10][11]。この方式では、20~40kV 程度に加速した電子

ビームと光導波構造を利用して、テーブルトップタイプの光放射や光増幅が実現できる。本発表では、著者が行ってきた2つの異なるタイプの光導波構造を利用した電子ビームからの波長  $1\sim 2\mu\text{m}$  帯での自然放出光の観測を中心にその実験結果について報告させていただく。

## 2. 真空中を進行する電子波動からの光放射

### 2.1. 光発生素子の構造と動作

図1と図2に本発表で報告する2つのタイプの光放射素子構造を示す[10][11]。後で説明するように両素子とも光発生原理には真空中を進行する電子波動が作る縦波の電荷密度振動波源を利用している。この電子密度振動波源から光を発生させるために2つの異なる光導波モードを利用している。

図1の素子構造[11]は電子銃と周期の異なる2つの

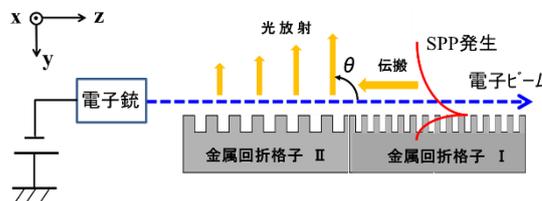


図1 表面プラズモンを利用した光放射素子構造[11]

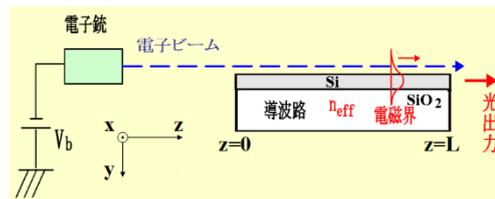


図2 シリコン導波路を利用した光放射素子構造[10]

銀回折格子 I と II で構成する．電子ビームは回折格子と真空との界面に沿って +z 方向に走行すると，右側の回折格子 I で -z 方向に伝搬する SPP が発生する．この SPP が左側の回折格子 II まで伝搬すると，SPP は回折させて，光として上側方向に出力させる．銀回折格子 I/真空界面では，電界が真空側にエバネッセント波として染み出し，かつ位相速度が  $v_{spp}$  の成分を有する表面プラズモンが伝搬できる [12]．

一方，図 2 の素子構造 [10] では，高屈折率を有する Si 導波路を利用して，+z 方向へ伝搬する TM 光導波モードの位相速度  $v_{si}$  を遅延させている．電子ビームを Si/真空界面に沿って走行させ，TM 導波モードを励振し，右側端面から光として出力させている．

銀/真空または Si/真空では，z 方向に電界成分を有するエバネッセント波が真空中に存在することができる．この領域に沿って電子ビームを進行させると以下の 2 つの条件を満たした時，導波モードの光が発生しうる．

(i) 電子の群速度  $v_e$  と各導波モードの位相速度  $v_{spp}$  または  $v_{si}$  と一致する．

(ii) 電子の進行方向に導波モードの電界成分  $E_z$  が存在する．

SPP は z 方向に電界成分を有し，Si 導波路では TM モードを励振させるため，(ii) の条件は満たされている．進行する電子波動が作る縦波の電荷密度振動波が光源となり，導波モード中の縦方向の電界成分  $E_z$  を励振して，光を発生させていることになる．この電子密度波発生メカニズムを次節で説明する．

## 2.2. 電子ビームによる光発生の原理

電子ビームによる光発生の原理を以下に示す．図 3 には真空中を進行する電子のエネルギー準位  $E_i$  と波数  $k_i$  の関係 ( $i = a, b, c$ ) を示した．一定速度で進行している電子の初期準位を b とし，エネルギーの低い準位 a への電子遷移を考える．導波モードの波数成分  $k_z$ ，エネルギー  $\hbar\omega$  として SPP の場合  $\sum e^{-j(\omega t - k_z z)}$  の合成波，Si 導波路の場合  $e^{-j(\omega t - k_z z)}$  で表す．電子遷移中の電子と導波モード間に，

$$E_b - E_a = \hbar\omega \quad (1)$$

$$\hbar(k_b - k_a) = \hbar k_z \quad (2)$$

エネルギー保存則と運動量保存則が成立すると，準位 b から a への電子遷移が可能となり，導波モードが発生する．ただし，光導波構造がなく真空中を走行している電子ビームだけの場合には式(1)と(2)を同時に満たす光モードは存在せず，上記の電子遷移は実現しない．一方，30~50KV で加速した電子ビームでは，光速  $c$  の 1/3 程度に遅延させた光を伝搬可能な導波路モードを電子走行領域に近接して配置すると，式(1)と(2)が同時に成立する．この条件では，電子の群速度  $v_e$  の定義式より，

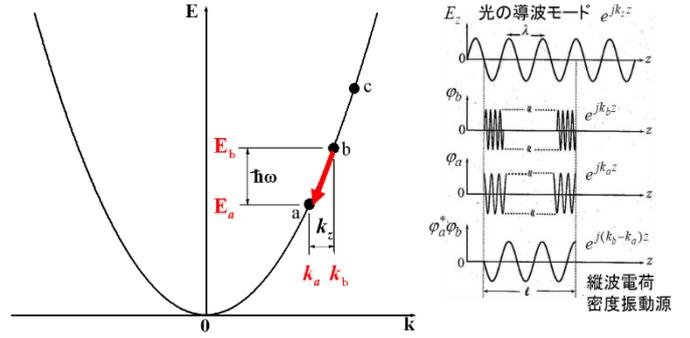


図 3 真空中を進行する電子のエネルギーと波数の関係

$$v_e = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial k} \approx \frac{1}{\hbar} \frac{E_b - E_a}{k_b - k_a} = \frac{\omega}{k_z} = v_{spp} = v_{si} \quad (3)$$

となり，光発生条件式(3)が導出される．このメカニズムは図 3 中の電子系において真空中の準位 b と a の間に反転分布を作り，この電子系と大きな波数ベクトル成分がある SPP や TM 導波モードと結合させることで，運動量保存則の式(2)を満たし，光を発生させる方法である．電子を波動として扱うと，準位 b から準位 a への電子遷移中には遷移前後の 2 つの電子波が作る縦波のビート振動

$$e^{-j\{(E_b - E_a)t/\hbar - (k_b - k_a)z\}} = e^{-j\{\omega_{ba}t - (\omega_{ba}/v_e)z\}} \quad (4)$$

が生じる．ここで， $\omega_{ba} = \omega_b - \omega_a$  とした．式(3)が成立すれば，これらの電子波のビート振動が電荷密度振動，いいかえると縦波電流駆動源となり，縦波の電界成分を有する導波モードを励振することができる．

## 3. 銀回折格子上の表面プラズモンと電子ビームとの相互作用を利用した光放射

### 3.1. 銀回折格子上の SPP の分散関係と出力波長

平坦な銀/真空界面を +z 方向に伝搬する SPP の分散関係は，銀の誘電率  $\epsilon_{Ag}$ ，その波数を  $k_0$  とすると，

$$k_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_{Ag}}{1 + \epsilon_{Ag}}} \frac{\omega}{c} \quad (5)$$

となる [12]．一方，周期間隔  $\Lambda_1$  の銀回折格子上を z 方向に伝搬する SPP の電磁界分布は，基本波の波数  $kg_0$  の他に回折格子で生じる逆格子  $2\pi/\Lambda_1$  の整数倍で変調を受ける．このため，回折格子上の SPP の波数  $km_z$  は， $m = \dots -2, -1, 0, 1, 2, \dots$  として  $km_z = kg_0 + m(2\pi/\Lambda_1)$  の高調波成分が生じる．その結果，回折格子上を  $\pm z$  方向に伝搬する SPP 電界の z 方向成分  $E_z(y, z)$  は，フロッケの定理より，

$$E_z^{(\pm)}(y, z) = \sum_{m = \dots -2, -1, 0, 1, 2, \dots} E_m^{(\pm)}(y) e^{-j\{\omega t - (kg_0 + m \cdot 2\pi/\Lambda_1)z\}} \quad (6)$$

の合成波として記述できる．

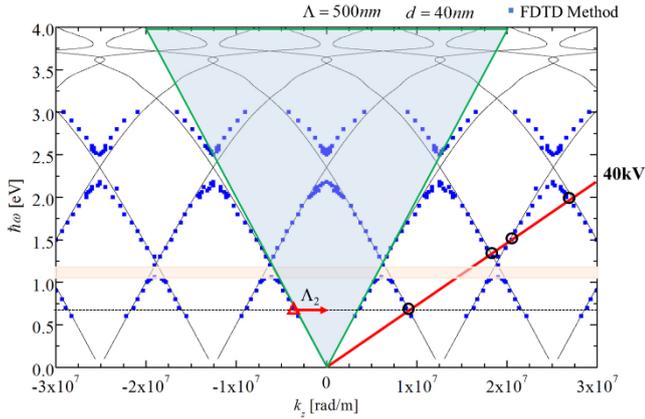


図4 銀回折格子上の表面プラズモンの分散特性：  
 $\Lambda_1 = 500 \text{ nm}$ ,  $d = 40 \text{ nm}$ , 黒色実線は式(5)による近似，青丸は FDTD 法による計算，赤線は式(3)や式(7)に基づく電子ビームの分散関係  $k_b a = \omega / v_e$ ，両者した交差点で光の誘導放出作用や自然放出作用が生じる。

一方，古典論では  $x$  方向の線上に並んだ電子の集合を一本の線電荷密度  $\tau$  とみなし，この線電荷が，位置  $y=0$  を  $z$  軸に沿って速度  $v_e$  で進行すると，単位長さ当たりに生じる電流  $J_z$  は，フーリエ解析を用いて，

$$J_z = -\tau v_e \delta(y) \delta(z - v_e t) = -(\tau / 2\pi) \delta(y) \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-j\omega(t-z/v_e)} d\omega \quad (7)$$

と書ける．式(7)の  $J_z$  のフーリエ成分の縦波  $e^{-j\omega(t-z/v_e)}$  が，式(6)中の SPP 電界  $E_z$  の 1 成分と一致すると， $J_z$  が電流源となり SPP モードを励振させることができる。

図4には，周期  $500 \text{ nm}$  の銀回折格子 I（図1中の回折格子 I の周期  $\Lambda_1 = 500 \text{ nm}$  に設計）上の SPP の分散曲線を示した．細い実線は式(5)の近似式，青丸印は FDTD 法で計算した結果である．格子は矩形形状で深さ  $h = 40 \text{ nm}$  を仮定した．図中の赤線は  $40 \text{ kV}$  で加速した式(3)または式(7)の電子ビームの分散関係  $k_b a = \omega / v_e$  である．図中○で示した両者の交差点で  $v_e = v_{\text{spp}}$  となり，式(1)と(2)を同時に満たす．このため，上記の条件で電子ビームによる SPP の励起が可能となる．周波数が最も低い交点での SPP 分散曲線の傾きは負になっており，SPP の群速度は負，つまり固有モードのエネルギーは  $-z$  方向に伝搬することが確認できる．図1の回折格子 I で生じた SPP は負の方向に進み，周期の異なる回折格子 II（周期  $\Lambda_2 = 1800 \text{ nm}$  に設計）まで伝搬すると，上側の真空側へ光回折されて出力する．図1に示した放射角  $\theta$  がほぼ上方向に光放射するように周期  $\Lambda_2 = 1800 \text{ nm}$  に設計した．回折格子 II は SPP から真空中へ光放射させるためのグレーティング結合器として機能する．真空中に放射される平面波の  $z$  方向の波数を  $k_{z\text{air}}$  とすると， $z$  方向成分の運動量保存則から

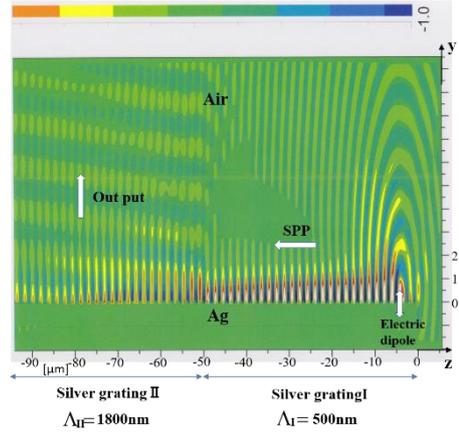


図5  $\Lambda_1$  領域で励起された SPP が  $\Lambda_2$  領域で光変換される様子：FDTD 計算した磁界  $H_x(y, z)$  の空間分布パターン．銀回折格子 I 上の座標  $(y, z) = (0, -5)$  に置いた電気双極子からの表面プラズモンを励振した．銀回折格子 I 上に表面プラズモンが発生して  $-z$  方向に伝搬して，銀回折格子 II から上側へ光出力されている．

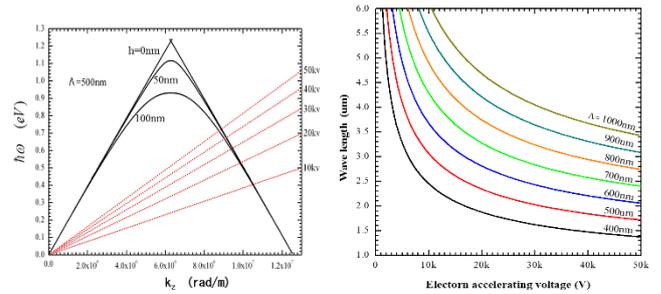


図6 SPP の分散関係 [13] 図7 加速電圧と励起 SPP 波長

$$k_{z\text{air}} = (2\pi / \lambda) \cos \theta = -|k_{g0}| + 2\pi / \Lambda_2 \quad (8)$$

となる．図4中の赤三角の波数成分  $-|k_{g0}|$  を有する SPP に波数  $2\pi / \Lambda_2$  を与えて（図2の赤矢印），水色で示したライトコーン内に移動させることで，光として放射させている．SPP-光変換できることを確かめるため，FDTD 法を用いて銀回折格子 I / 真空界面に SPP を伝搬させて計算した磁界  $H_x(y, z)$  の空間分布を図5に示した． $\uparrow$ 印の位置で波長  $1.879 \mu\text{m}$  の双極子で励振した SPP が  $-z$  方向に伝搬して回折格子 II 領域から真空側の上方向に平面波として光出力することが確認できた．

図6には文献[13]による解析法を用いて計算した銀回折格子  $\Lambda_1 = 500 \text{ nm}$  上の SPP の分散特性を示した．ここで， $h$  は回折格子深さである．図中の赤線は電子ビームの分散関係であり，電子の加速電圧を  $10 \sim 50 \text{ kV}$  可変すると，発生する SPP の周波数を可変制御できることが確認できる．図7には，格子周期  $\Lambda_1$  をパラメータとして求めた電子加速電圧と SPP の発生波長の関係を示した．周期  $\Lambda_1 = 500 \text{ nm}$  の銀回折格子 I 上では，電子ビームを  $20 \sim 50 \text{ kV}$  へ電圧可変すると，波長  $2.4 \sim 1.7 \mu\text{m}$  の光放射が可能であると予測した．

### 3.2. 銀回折格子からの光放射観測実験

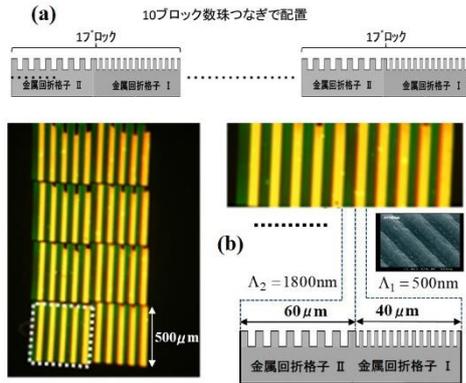


図 8 (a)銀回折格子I/II対を 10 ブロック数珠つなぎにして作製した試料, (b)試料を上から撮影した写真

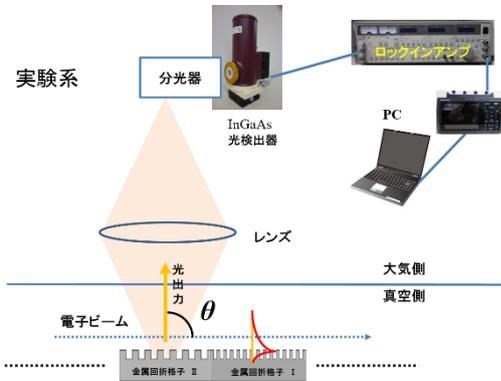


図 9 光放射を観測した実験系

発光面積を広くして光パワーをかせぐために、図 8 に示した  $\Lambda_2=1800\text{ nm}$  と  $\Lambda_1=500\text{ nm}$  の銀回折格子IIとI対を 10 ブロック数珠つなぎにした試料を作製した。実験では、電子ビーム直径が  $200\sim 300\mu\text{m}$ 、ビーム電流が  $5\sim 20\mu\text{A}$  の RHEED 用タングステンフィラメント電子銃を利用した。図 9 に示したように真空容器内に銀回折格子試料を設置して、50ms の半周期の時間帯に電子ビームを回折格子表面に沿って走行させ、他の半周期は表面から大きく離れた軌道で走行させた。そして、放射角  $\theta$  で上側へ放射された光はレンズで集光してロッキングアンプ法で光検出した。

観測された発光スペクトルを図 10 に示した。電子加速電圧  $V=40\text{ kv}$  で光放射角  $\theta=90^\circ$ 、 $V=35\text{ kv}$  で  $\theta=85^\circ$ 、 $V=30\text{ kv}$  で  $\theta=80^\circ$  の条件で測定したスペクトルである。観測された出力光には偏波依存性があり、格子方向に対して垂直な方向の電界成分を有する偏光だけが観測され、平行な偏光は観測されなかった(図 10 右上の挿入図)。波長  $1.2\sim 1.6\mu\text{m}$  と  $1.8\sim 2.2\mu\text{m}$  に 2 つのピーク帯が観測された。前者はスミス・パーセル放射による発光、後者は SPP 励起が関与した発光である。回折格子から輻射されるスミス・パーセル放射光の波長  $\lambda$  は

$$\lambda = -(\Lambda/n) \cdot (1 - \beta \cos \theta) / \beta \quad (9)$$

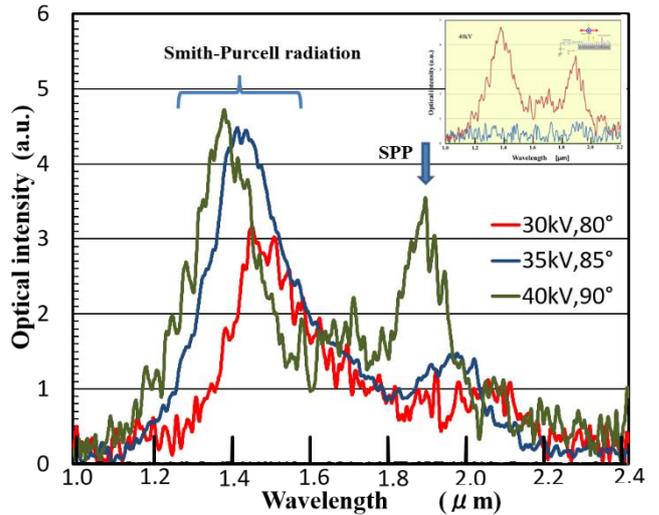


図 10 銀回折格子から観測された発光スペクトル

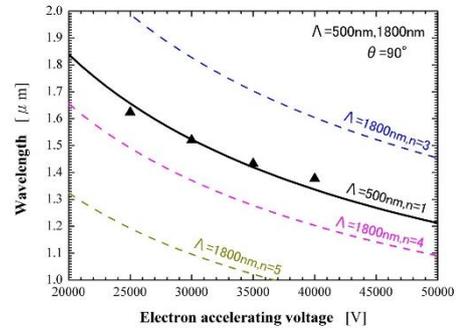


図 11 光放射角  $\theta=90^\circ$  の条件で放射されるスミス・パーセル光の理論値と観測された実験値

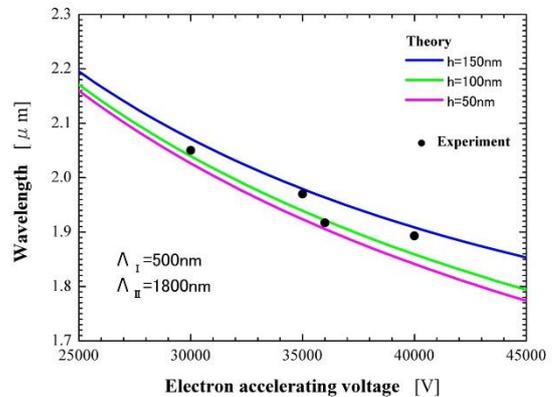


図 12 文献[99]の解析法で計算した銀回折格子上の表面プラズモンからの光放出波長の理論値(実践)と実験値

で与えられる。ここで  $n$  は高次モード数、 $\beta$  は相対論効果を考慮した電子ビームと光速  $c$  の速度比  $\beta = ve/c$  である。図 11 には  $\theta=90^\circ$  で放射される回折格子IとIIからのスミス・パーセル光の次数  $n$  のピーク波長と電子加速電圧の関係を示した。同図には加速電圧  $25\sim 40\text{ kv}$  として  $\theta=90^\circ$  の放射角で観測されたピーク波長を  $\blacktriangle$  印で示した。  $\Lambda_1=500\text{ nm}$  回折格子Iからの  $n=1$  次のスミス・パーセル光放射の理論波長とほぼ一致し

た。また、図 12 には文献[13]の解析法を用いて計算した  $\Lambda_1=500\text{nm}$  銀回折格子 I/真空界面で励起可能な SPP の波長と電子加速電圧の関係を示した。回折格子の高さ  $h$  をパラメータとした。同図の●印は図 10 で観測された  $1.8\sim 2.2\mu\text{m}$  帯でのピーク波長である。実験値と理論予測とはほぼ一致した。したがって、 $1.8\sim 2.2\mu\text{m}$  帯での発光は、銀回折格子 I 上の SPP 発生が関与した発光であると断定した。上記のように電子加速電圧を変えるだけで発光波長を可変でき、かつ偏光依存性など理論的に予測させた発光特性が実証された。

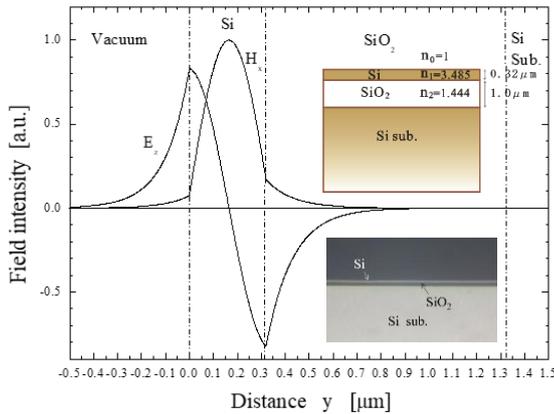


図 13 Si 導波路構造と TM 基本モードのフィールド分布

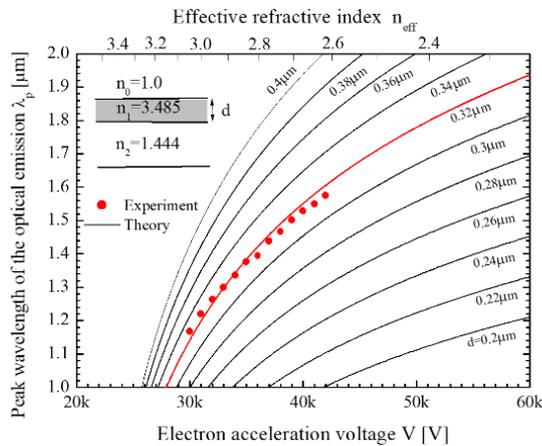


図 14 厚さ  $d$  の Si スラブ導波路から放射される光波長と電子加速電圧の関係

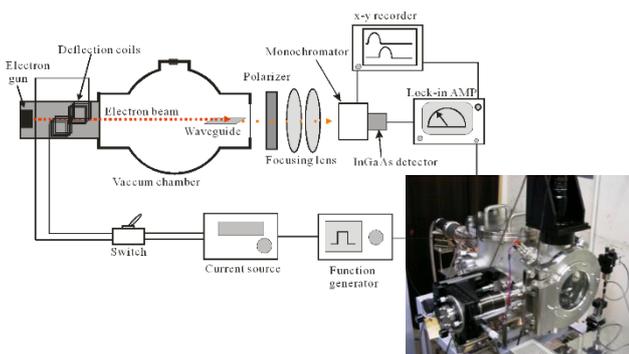


図 15 実験系と真空装置の写真

## 4. シリコン光導波路と電子ビームとの相互作用を利用した光放射

### 4.1. シリコン光導波路と光出力波長

図 2 に示したシリコン導波路との相互作用を用いた光素子では、Si の高い屈折率 ( $n_{si}=3.485$ ) を利用した。TM 導波モードの位相速度  $v_{si}$  を光速の  $1/3$  程度まで遅くして、電子ビームの群速度  $v_e$  と一致 ( $v_e=v_{si}$ ) させ、光発生条件(i)を満すように工夫した。そして、電子遷移時に生じる縦波の電荷密度振動源で TM 導波モードの縦電界成分  $E_z$  を励振させ、導波路内に自然放光による発光を生じさせた。発生した光導波モードは  $+z$  方向に伝搬して右側の端面から光放射する。光導波路としては、SOI 基板から切り出した  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  (厚さ  $d=0.32\mu\text{m}$ ) / 真空構造の長さ  $L=10\text{mm}$  のスラブ導波路を利用した。その断面構造と SEM 写真を図 13 中に示した。図 13 には、TM 基本モードの電界  $E_z(y)$  と磁界  $H_x(y)$  のフィールド分布パターンを実線で示した。真空中へ指数関数的に染み出した電界成分  $E_z$  が存在する領域に沿って電子ビームを走行させた。また、図 14 には電子加速電圧と発生する光波長の関係を理論予測 (実線) した。Si コア厚  $d$  をパラメータとした。

### 4.2. シリコン光導波路からの光放射観測実験

作製した Si 導波路を図 15 中の真空装置内に設置した。実験では 3.2 節と同じ電子銃を使用した。半周期の時間帯だけ電子ビームを Si/真空界面に沿って進行させ、残りの時間帯はビームを上側に逸らして走行した。40Hz の周波数で走行軌跡を上下に変えて繰り返した。右端の Si 導波路端面から出力される光を集光して分光器に入射し、ロックインアンプ法で光検出した。

電子加速電圧  $V$  を  $32\sim 42\text{kv}$  に変えて電子走行すると図 16 に示す発光スペクトルが観測された。電圧  $V$  を増加するにつれ、発光スペクトルのピーク波長  $\lambda$  は  $1.2\sim 1.6\mu\text{m}$  の範囲で長波長側へシフトした。観測され

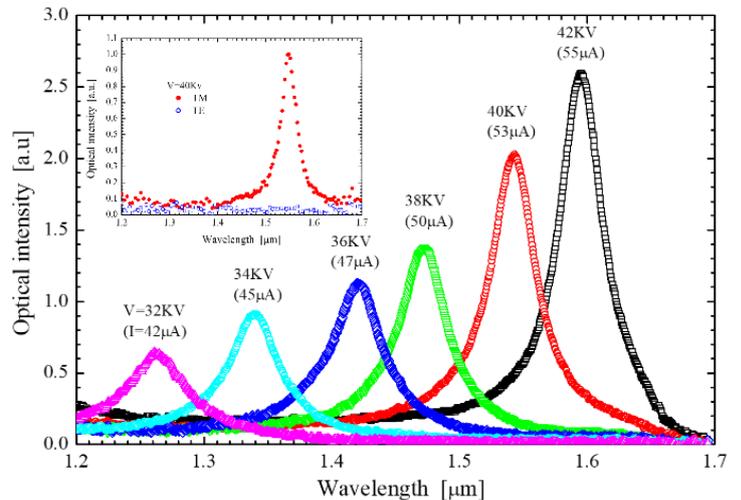


図 16 シリコン導波路端面から観測された発光スペクトル

たピーク波長  $\lambda$  と加速電圧  $V$  の関係を図 14 中に赤丸印で示した。実験値は赤線で示した  $d=0.32\mu\text{m}$  の理論曲線とほぼ一致した。なお、両者のわずかなずれは、計算において Si の屈折率の波長分散を考慮しなかったためである。また、3.2 節の結果と同様に出力光には電子ビーム特有の偏光依存性が観測された。図 16 中の左側の挿入図には、40kV 加速で観測した発光スペクトルである。図 3 中の準位  $b$  から準位  $a$  への電子遷移時に生じる縦波の電荷密度波源で導波モードを励振するため、 $z$  方向に縦電界成分  $E_z$  を有する TM 偏光のみ発生したが、縦成分がない TE 偏光は観測されなかった。以上のように実験結果は理論予測と一致し、2 節で述べた原理に基づく自然放出光が観測されることを実証できた。

### 4.3. 発光スペクトル幅についての考察

自然放出による発光スペクトルの形状  $D_{gsp}$  は、原理的には文献[11]中の式(31)

$$D_{gsp} = \text{Sin}^2 \left[ \frac{(kb - ka - kz)\ell}{2} \right] \quad (10)$$

で与えられる。ここで、 $k_z$  は Si 導波路中の TM モードの伝搬定数、 $\ell$  は電子ビームと TM モードの相互作用長である。真空中を進行する 1 個の電子の波動関数の広がり幅（コヒーレント長）を  $l_e$  とすると、実験では Si 導波路長  $L=10\text{mm}$  の十分長い試料を用いたため、式(10)中の  $\ell$  は電子波動の広がり幅  $l_e$  とみなすことができる。そこで、実測された発光スペクトル形状を式(10)から求まる理論曲線と比較してみた。 $l$  をパラメータとして理論形状を図 17 中に実線で示してあるが、●で示した実験のスペクトル形状は  $l \approx 40\mu\text{m}$  の理論曲線とほぼ一致した。したがって、1 電子の波動関数の広がり幅（局在範囲または波束幅） $l_e$  は  $40\mu\text{m}$  程度と推定できた。電子はフェルミ統計に従う粒子であり、また真空中を進行する多数の電子波動関数はクーロン力で反発しあう。そこで、推定された  $l_e \approx 40\mu\text{m}$  の値

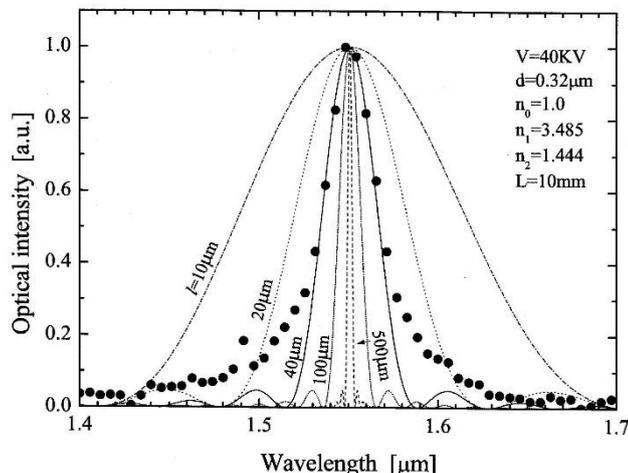


図 17 観測された発光スペクトル形状と理論曲線との比較

から電子ビーム電流密度  $J_e$  の値を推定してみた。電子ビーム電流密度  $N=(1/l_e)^3 \approx 1.5 \times 10^{13} \text{m}^{-3}$  で、電子速度  $v_e \approx c/3 \approx 1 \times 10^8 \text{m/s}$  であるから、 $J_e = eNv_e \approx 250 \text{A/m}^2$  と積もられる。この値は、実験で使用した電子銃での代表値、ビーム直径  $200\mu\text{m}$ 、ビーム電流  $8.9\mu\text{A}$  から求まる電流密度  $J=280 \text{A/m}^2$  の値ほぼ一致した。したがって、実験で使用した電子ビーム中の 1 個の電子波動の波束の広がり幅は  $40\mu\text{m}$  程度と推定された。

## 5. まとめ

電子密度にパンチングのない均一な電子密度の電子ビームを銀回折格子/真空、シリコンスラブ導波路/真空界面の真空領域に沿って一定速度で進行させた。電子加速電圧を 30~40kV に可変した時、前者の導波構造では  $2.1\sim 1.9\mu\text{m}$ 、後者は  $1.2\sim 1.6\mu\text{m}$  にピーク波長をもつ自然放出光が観測された。観測された発光特性のふるまいは理論的に予測された特性と一致し、電子ビーム走行に基づく発光現象であることを実証した。

**謝辞** 本研究は科学研究費助成事業・基盤研究(C)の助成を受けて行われたものである。

## 文 献

- [1] A. Yariv, "Quantum Electronics Third Edition," JOHN WILEY & SONS, Inc., 1988..
- [2] H. Motz, "Applications of the Radiation from Fast Electron Beams," J. Appl. Phys. 22, 527, 1951.
- [3] C.A.Brau, "Free Electron Lasers," Academic Press, Inc. CA 1990.
- [4] T. Shiozawa, "Classical Relativistic Electrodynamics," Springer-Verlag, Berlin, 2004.
- [5] J. R. Pierce, "Traveling-Wave Tubes," Van Nostrand, New York, 1950.
- [6] S.J.Smith and E.M.Purcell, "Visible Light from Localized Surface Charges Moving across a Grating," Phys. Rev. 92, 1069-1069, 1953.
- [7] I.J.Owens, and J.H.Brownell, "Compact superradiant Cerenkov source," J. Appl. Phys. 97, 104915, 2005.
- [8] H.L. Andrews, C.A. Brau, and J.D. Jarvis, "Observation of THz evanescent waves in a Smith-Purcell Free-electron laser," Phy. Rev. ST Accel. Beams 12, 080703, 2009.
- [9] テラヘルツテクノロジーフォーラム編, "テラヘルツ技術総覧, 第 3 章テラヘルツ光源," NGT, 2007.
- [10] Y. Kuwamura, M. Yamada, R. Okamoto, T. Kanai, and H. Fares, "Optical emission from a high-refractive-index waveguide excited by a traveling electron beam," J. Appl. Phys., 104, 103105, 2008.
- [11] 桑村有司, "銀回折格子の表面プラズモンと電子ビームとの相互作用を利用した光放射の観測," 電子情報通信学会 C 論文誌, J104-C, no.10, pp.298-307, 2021.
- [12] 福井萬壽夫, 大津元一, "光ナノテクノロジーの基礎," オーム社, 2003.
- [13] B. Laks, D. L. Mills and A. A. Maradudin, "Surface polaritons on large-amplitude gratings," Phys. Rev. B, 23, 10, pp.4965-4976, 1981.