

令和 5 年 6 月 12 日現在

機関番号：82723

研究種目：基盤研究(C)（一般）

研究期間：2019～2022

課題番号：19K05224

研究課題名（和文）SHレーラー散乱法による一次元配列した金ナノ微粒子の四極子プラズモンモードの観測

研究課題名（英文）Observation of quadrupolar plasmon mode of one-dimensional aligned gold nanoparticles by SH Rayleigh scattering

研究代表者

宮内 良広（Miyuchi, Yoshihiro）

防衛大学校（総合教育学群、人文社会科学群、応用科学群、電気情報学群及びシステム工学群）・応用科学群・准教授

研究者番号：70467124

交付決定額（研究期間全体）：（直接経費） 3,300,000円

研究成果の概要（和文）：本研究では、ガラス基板に作成された溝構造に球形金ナノ微粒子を入れて一次元的な配列構造を作成し、またそのAFM像を観測したところ、数10 nm程微粒子間隔が開く箇所がある不均一な配列となっていることが分かった。その光第二高調波(SH)信号の空間分布を観測したところ、信号分布は入射光の波長に依存して変化し、また電磁界計算の結果から、この実験結果は定性的にプラズモン共鳴周波数に対応した局所電場分布によって説明できることが分かった。このことから、SHG顕微分光法は一次元配列した金ナノ微粒子の微細な配列構造に応じたプラズモンの変調を感度良く観測できる手法であることが示された。

研究成果の学術的意義や社会的意義

本研究では光第二高調波発生(SHG)顕微分光法によって、一次元的に配列した金ナノ微粒子の微細な構造の乱れに応じた局在表面プラズモンの変調をサブマイクロスケールで感度良く観測できる手法であることが示された。このようなSHG顕微法を用いればクローキングデバイスやメタ表面等に应用される基板に埋め込まれ、配列された金ナノ微粒子の微細な構造変化によるプラズモンの変調を感度良く観測することができ、より精密なプラズモンモードの制御を行うためのプローブとして活用されることが期待される。即ち、プラズモニックデバイス開発のための新規観測手法を導入したということに本研究の社会的な意義がある。

研究成果の概要（英文）：In this study, spherical gold nanoparticles were placed in a one-dimensional array structure on a glass substrate, and AFM images of the array showed that the spherical gold nanoparticles were non-uniformly arrayed with a spacing of several tens of nanometers. The spatial distribution of the optical second harmonic (SH) signal was observed to vary with the wavelength of the incident light, and the results of electromagnetic field calculations indicate that this experimental result can be qualitatively explained by the local electric field distribution corresponding to the plasmon resonance frequency. This indicates that SHG microspectroscopy is a sensitive method to observe plasmon modulation in accordance with the fine array structure of one-dimensional gold nanoparticles.

研究分野：非線形光学、表面科学

キーワード：光第二高調波発生 球形金ナノ微粒子 局在表面プラズモン 顕微分光

## 1. 研究開始当初の背景

近年、プラズモニックデバイス設計において媒質中の局在表面プラズモン(LSP)の電気双極子だけでなく、電気四極子や磁気双極子等の多極子の相互作用が重要となってきた[1]。その様なデバイスの一つとして Mie 領域(~100 nm)程度の粒径をもつ金ナノ微粒子の配列があげられる。誘電体内に無限に二次元的に配列した金ナノ微粒子で構成されるメタ表面ではこれらの相互作用によって狭帯域の波長において反射波が抑制されることが理論的に予測されているが[1]、このようなデバイスの創成にはまだ至っておらず、さらにより単純な系である一次元的に配列した金ナノ微粒子においてもフォノンの面内振動モードに似た固有の電気四極子モードがあると予測されているが[2]、観測はされていない。原因は2つあると考えられる。1つめはナノスケールで微粒子間隔が制御された金ナノ微粒子の配列構造を作成し、観測すること自体が難しいところにある。可視吸収スペクトルにおいて LSP による共鳴ピークの中心位置は配列した金ナノ微粒子の粒子間隔に大きく依存し変移する。2つめは、金ナノ微粒子による LSP の電気双極子が線形光学応答では支配的に観測されるため、電気四極子由来の共鳴ピークはうもれてしまい観測が極めて難しいところにある。それ故、金ナノ微粒子の数が増え、一個から一次元系へと変化するにつれて LSP 電気四極子がどのように変調するのかということは応用上重要でありながら、実験的な検証を得ることが出来ず、理解されていないという状況にある。

本研究では金ナノ微粒子で起こる光第二高調波(Second Harmonic: SH)の散乱(SH レーリー散乱)が金ナノ微粒子の表面プラズモンの電気四極子に敏感に応答するという原理[3]に着目し、またガラス基板内に一次元配列した金ナノ微粒子の個数や微粒子間隔等を精密に制御することにより、それらによって変調する一次元配列構造の電気四極子共鳴状態をこの SH レーリー散乱法を用いて解明を行うことを目的として研究を進めた。

このような目的のもと、プラズマエッチング装置を用いてガラス基板に溝構造を作成し、そこに金ナノ微粒子を埋め込み一次元的な配列状態を作成した。この微粒子配列のいくつかを原子間力顕微鏡(AFM)で観測したところ、基板の加工精度や微粒子の粒径のばらつきが影響し、特に微粒子間隔が数 10 nm で開く箇所が点在することが分かった。その後、Langmuir-Blodgett (LB)法を用いた微粒子膜形成も検討したが、微粒子を最密に詰めることが出来ず、最終的に微粒子の精密な配列制御は断念することとした。しかし、このような微粒子配列の不均一性によって生じるプラズモン相互作用の変調は必ずしも理解されてはならず、上述のプラズモニックデバイスを創成するための重要な礎となるため、SHG 顕微法による観測を行い、その光学応答の解析を電磁界計算によって行った。

## 2. 研究の目的

本研究ではトップダウンプロセスで作成した一次元的に配列した球形金ナノ微粒子の不均一性によって生じるプラズモン相互作用の変調を理解することを目的とし、微粒子間の局所電場に極めて敏感な SHG 顕微法を用いて観測し、その光学応答を電磁界計算によって解析した。

## 3. 研究の方法

ガラス基板上に電子線描画装置(アドバンテスト F5112)及び反応性プラズマエッチング装置(アネルバ L501D)を用いて深さ×幅 = 100 nm×100 nm、長さ 0.1 μm~1.7 μm の溝を形成し、8列8行を1ユニットとしたものを無数に作成した。この基板に BBI Solutions 社製金ナノコロイド溶液(粒径 100 nm)を液滴し、上からスライドガラスで挟むことで金ナノ微粒子を二次元配列させ、さらに溝以外に付着している金ナノ微粒子を除去することで一次元配列させた。

Nanopartz 社製オクタンチオール修飾した球形金ナノ微粒子の溶液も同様に液滴し、同様の方法で微粒子の一次元配列を作成した。また、深さ×幅 = 200 nm×200 nm、長さ 0.2 ~ 3.4 μm の溝構造を有する基板を同様に作成し、粒径が 200 nm となる金ナノ微粒子を基板に流し込んだ一次元配列も作成した。なお、研究開始当初では Langmuir-Blodgett (LB)法を用いてアルカンチオール修飾した球形金ナノ微粒子を転写させる予定であったが、LBトラフに試料を滴下し、バリアを用いて面積を圧縮しながら圧力を計測し、-A 曲線を取得したところ、圧力の上昇は認められるものの、微粒子膜の崩壊は観測されなかった。このことは微粒子密度が限界まで詰まっていないことを示唆しており、また試行錯誤に利用できる試料の量も限られていたため、同手法を用いた微粒子膜の塗布については断念した。

この微粒子配列の微細構造を観測するため、走査原子力顕微鏡(AFM, Innova Veeco)を用いて、微粒子間距離や高さ等を計測した。なお、ガラス基板上の金ナノ微粒子の配列方向を y とし、この方向に対し面内で垂直となる方向を x 方向とする(図2参照)。またガラス面の法線方向を z 方向とする。SHG 計測のために光学顕微鏡(Nikon Y-FL)に精密 xy ステージ(シグマ BIOS-L101)を取り付け、光学顕微鏡の上部に設置されてあるカメラを使って試料の測定位置を決定した。その位置に Ti:Sapphire レーザー(Spectra Physics 社製 Maitai-HP, 中心波長: 800 ~ 1040 nm 繰り返し周波数: 80 MHz)の基本光を試料にダイクロイックミラーで反射し、対物レンズ(NIKON×100)で集光して試料に 5 mW で照射した。なお、偏光子を用いて、入射偏光は

試料上で  $y$  方向となるようにした。試料から発生した **SH** 光をダイクロイックミラー、ハイパスフィルター、分光器を通して光電子増倍管で検出した。なお、対物レンズの色収差があるため、各波長で **SH** 信号が最大となる高さに調整した後、**SH** 信号の取得を行った。また、配列した金ナノ微粒粒子に基本光を照射し、 $y$  方向において  $0.1 \mu\text{m}$  ステップで試料位置を動かしながら、各点での **SH** 信号を取得することによってその空間分布を観測した。なお、この走査を 2~3 回繰り返して、その平均値を採用した。

電磁界計算では **Poynting for Optics(FUJITSU)** を使用し、解析モデルを作成した。まず、解析領域の空間の  $xyz$  方向の幅をそれぞれ、 $800 \text{ nm}$ 、 $1400 \text{ nm}$ 、 $800 \text{ nm}$  とし、終端の境界条件として、吸収境界条件を設定した。この中に  $z$  軸  $400 \text{ nm}$  以下はガラス基板に埋もれていると設定し、またガラス表面の中心に  $y$  軸方向の長さ  $1000 \text{ nm}$  がであり、幅と深さが  $100 \text{ nm}$  である溝を設定した。その溝の中に **AFM** で得られた金ナノ微粒粒子の配列構造の情報を元に 9 個の小球を配置した(図 3(a), 図 4 参照)。波長に依存したガラス基板と金ナノ微粒粒子(小球)の誘電率は **Optical Handbook** に記載されている値を採用した。グリッドの格子のサイズは  $1.5 \text{ nm}$  とし、時間ステップは  $50000$  に設定した。最後に  $y$  方向に偏光した  $0.7 \text{ fs}$  の白色光パルスを  $z$  軸正方向から負方向に向けて、ガラス基板に対し垂直入射し、小球付近で励起される局所電場の解析を行った。

#### 4. 研究成果

まず、波長毎の **SH** 信号の空間分布を自動計測できる顕微測定システムを構築し、その性能評価のため、遷移金属カルコゲナイド(**TMDs**)の **SHG** スペクトルを取得した。尚、**TMDs** のドメインサイズは  $\sim 10 \times 10 \mu\text{m}^2$  であり、ビーム径より十分大きいので、 $xy$  軸はドメイン中心付近で固定した。各波長にて、 $z$  軸方向に試料台を動かして、**SH** 信号の深さ分布を計測し、得られた **SH** 信号強度分布をローレンツ関数で **fitting** し、この面積強度を各波長での信号値とした[4]。また、この試料からの **SH** 信号を  $z$  カット石英からの信号値で割ることによりスペクトルの補正を行った。

図 1(a), (b)に単層(**ML**)及び 2H 構造の三層(**TL**) **MoS<sub>2</sub>** の **SHG** スペクトルを示す。

これらのスペクトルのピークでは 2 つのピークを含んでいると考えられるため、ローレンツ関数を用いて成分分解を行った。低エネルギー側からピークを **C1**、**C2** とよび、それぞれの成分を図 1 の水色、紫色として示す。**ML-MoS<sub>2</sub>** の **SHG** スペクトルでは、**C1**、**C2** のピーク位置はそれぞれ  $2.82 \text{ eV}$ 、 $2.93 \text{ eV}$  であることにに対し、**3L-MoS<sub>2</sub>** ではそれぞれ  $2.78 \text{ eV}$ 、 $2.91 \text{ eV}$  となった。**C1** のピークは単層と比較し三層のそれは明らかに赤方偏移していることにに対し、**C2** は殆ど変わらないということが分かった。この **C1** ピークのピーク位置やピーク幅の変化は線形反射差分分光の観測結果とほぼ一致することなどを考慮すると、**C1** ピークの起源は点近傍のバンドネスティングに由来すると考えられる[4]。一方、**C2** ピークは線形分光では観測されておらず、また一層と三層でのピーク位置などの変化は乏しいため、少なくとも点近傍の光学遷移ではない非線形固有の光学遷移となっていると考えられる[4]。

この様に **SHG** 顕微分光を自動で計測することにより、再現性の高い **SHG** スペクトルを取得することが出来るようになった。一次元配列させた金ナノ微粒粒子の観測では **SH** 信号が最大となるように  $xz$  方向を最適化した後に、 $y$  方向に走査させることにより **SH** 信号の分布を取得した。まず、ガラス基板に埋もれたよく隣接した 2 個の微粒粒子からの **SHG** 信号の取得を行った。図 2(a)は 2 個の微粒粒子の **AFM** 像である。ガラス基板の溝  $1 \mu\text{m}$  の溝に 2 個微粒粒子が隣接して埋まっていることが確認される。入射光の光子エネルギーが  $1.22 \text{ eV}$  であるとき、この 2 個の微粒粒子からの **SH** 信号の空間分布を図 2(b)に示した。横軸は  $y$  軸方向の位置、縦軸は **SHG** 強度を示しており、2 量体近傍で **SH** 信号が発生していることが分かる。この信号分布をガウシアンで **fitting** した曲線が図 2(b)である。その **FWHM** は  $0.42 \mu\text{m}$  であり、サブマイクロンで構造を識別できていることが分かる。

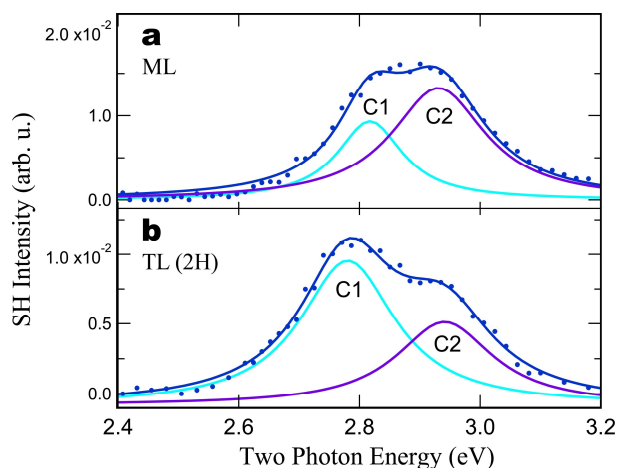


図 1: (a) 単層と(b) 2H 積層構造の 3 層の **MoS<sub>2</sub>** の **SHG** スペクトル

この実験を  $1.20\text{ eV}$  から  $1.55\text{ eV}$  まで入射光子エネルギーを変化させながら行い、各エネルギー毎の SHG 強度分布の面積強度を求めた。その結果、 $1.22\text{ eV}$  付近でその面積強度が最大となることが分かった。なお、ガラス基板上での隣接した粒径  $100\text{ nm}$  の球形金ナノ微粒子の二量体の SHG 観測については Slablab らが行った先行研究があり、 $1.2\text{ eV}$  付近で信号値が最大となっており [5]、本実験とよく一致する。このことから、金ナノ微粒子がガラス基板内に埋もれたことは SH 信号に大きく影響しないということが分かった。なお、 $1.2\text{ eV}$  付近の極大は金微粒子の局在表面プラズモンの相互作用によって共鳴周波数が赤方偏移し、そこで局所電場増大が起き、局所電場に敏感な SH 信号も増大したことによって説明される [5]。

次に 9 個の微粒子が配列した金ナノ微粒子の SH 信号分布の観測を行った。図 1(a) は AFM 計測で得られた微粒子の位置と深さの情報をもとに、電磁界計算上でモデル化した 9 個の一次的に配列した球形金ナノ微粒子の構造である。なお、図 3(a) の様に y 軸方向において、各微粒子を順に 1~9 の番号をつけて区別する。この金微粒子に  $1.35\text{ eV}$  と  $1.19\text{ eV}$  の入射光を照射したときの y 軸方向の SH 信号の空間プロファイルそれぞれをそれぞれ図 3(b), (c) に示す。

$1.35\text{ eV}$  の入射光を照射した場合 (図 3(b))、照射位置が  $\sim 0.6\text{ }\mu\text{m}$  となったとき強い SH 信号が観測され、 $\sim 0.8\text{ }\mu\text{m}$ 、 $\sim 1.0\text{ }\mu\text{m}$  でも信号が確認された。一方、 $1.19\text{ eV}$  の場合 (図 3(c)) では、SH 光の空間プロファイルは大きく変化し、 $1.0\text{ }\mu\text{m}$  付近で強い SH 信号が観測され、相対的に  $\sim 0.5\text{ }\mu\text{m}$  の SH 信号は弱くなっていることが分かった。このような空間プロファイルから微粒子列の SH 信号の起源は  $\sim 0.5\text{ }\mu\text{m}$ 、 $\sim 0.8\text{ }\mu\text{m}$ 、 $\sim 1.0\text{ }\mu\text{m}$  の 3ヶ所を中心とした SH 信号の重ね合わせとなっていると考えることができることが分かった。

この結果を解析するために、電磁界計算による解析を行った。図 3(a) の微粒子列に対し、y 方向に並行な偏光の白色光パルスを z 方向垂直に入射し、励起される近接場強度分布とその波長依存性を解析した。図 4(a), (b) はそれぞれ、 $1.69\text{ eV}$  と  $1.03\text{ eV}$  の局所電場強度分布の計算結果であるが、 $1.69\text{ eV}$  では左側 1~3 番の微粒子間の局所電場が最も強いが (図 4(a))、 $1.03\text{ eV}$  に入射光のエネルギーを低下させると 6~8 番付近の局所電場が支配的となることが分かる (図 4(b))。この結果は少なくとも定性的に実験結果と整合することから、SH 信号の分布は各波長での局所電場の強度分布を反映しているということが分かった。

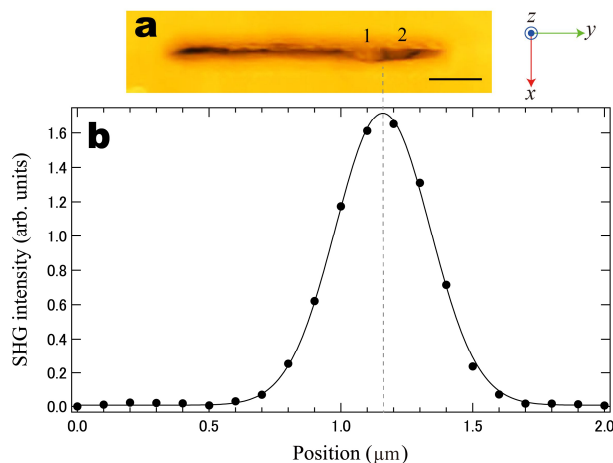


図 2: (a) 2 個の微粒子の AFM 像 Scale bar:  $0.2\text{ }\mu\text{m}$  (b) 微粒子列方向 (y 方向) に沿って走査して得られた SH 信号の空間プロファイル

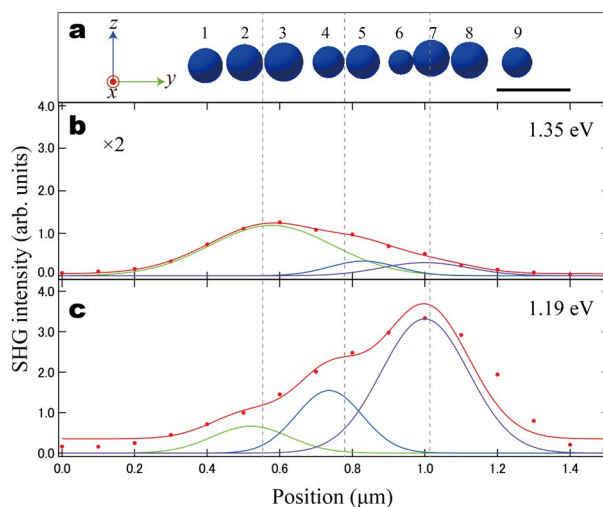


図 3: (a) AFM で観測した 9 個の金微粒子の配列構造のモデル Scale bar:  $0.2\text{ }\mu\text{m}$  (b)  $1.35\text{ eV}$  (c)  $1.19\text{ eV}$  の基本光を照射しながら、その微粒子列に沿って走査して得られた SH 信号の空間プロファイル 赤点が SH 信号強度であり、赤線は 3 つのガウシアンで fitting した曲線である。

今回、一次元配列された球形金ナノ微粒子からの **SH** 信号空間分布において、**3** つ程度に分離した共鳴周波数の異なるピークが観測された原因は **3-4** 番間、**5-6** 番間、**8-9** 番間の微粒子の距離が **20 nm** 以上離れていることに由来すると考えられる。**3-4** 番間、**5-6** 番間で局在表面プラズモンの相互作用が弱くなり、その結果、**4-5** 番は二量体、**1-3** 番、**6-8** 番は三量体として、プラズモンの共鳴周波数の異なるほぼ独立した量体として振る舞う様になったと考えられる。また、それぞれの量体のプラズモンの共鳴周波数は数 **nm** の微粒子間隔や個々の微粒子の大きさ等の違いにより変化したと考えられる。

なお、**1-3** 番の局所電場が最大となる **1.69 eV** での遠方場の輻射分布を電磁界計算で見積もったところ、レーリー散乱にみられる等方的な輻射パターンではなく、前方散乱が強い分布となっており、**Mie** 散乱が支配的となっていることが示唆されることが分かった。このことから **1.35 eV** のとき **1-3** 番からの **SH** 信号が支配的となっていたが、この信号を増大させた原因として、局所電場増大だけでなく、多極子による **SH** 散乱過程が関与していることも考えられる。

**100 nm** の粒径をもつ金ナノ微粒子が **6** 個並んだ一次元的に配列した系や **200 nm** の粒径をもつオクタチオール修飾した **Au** 金微粒子の一次元配列させた系についても **SH** 信号の空間分布は入射波長に依存して顕著に変化することが分かった。これらの現象は上記の **9** 個の系と同様に微粒子間隔が開いた場所があることによるプラズモンモードのデカップリングに由来すると考えられる。

この様に基板に作成された金ナノ微粒子配列の多くは不均一で複雑な構造となるため、理想的に配列された微粒子の量体数を変化させ、**SH** 信号の空間分布を観測し、その四極子共鳴の直接的な観測を行うという当初の目標は果たせなかった。しかし、**SH** 信号は配列状態に依存した局所電場に極めて敏感であり、一次元配列した金ナノ微粒子の微細な配列構造に応じたプラズモン相互作用をサブマイクロスケールで感度良く観測できる手法であることが明らかとなった。この様な **SHG** 顕微法はクローキングデバイス等に応用される基板に埋め込まれ、配列された金ナノ微粒子のプラズモン相互作用の観測に応用されることが期待される。

## 5. まとめ

本研究ではトップダウンプロセスで作成した一次元的に配列した球形金ナノ微粒子の不均一性によって生じるプラズモン相互作用の変調を理解することを目的とし、ガラス基板に作成された微細な溝構造に球形金ナノ微粒子を流し込み、一次元的な配列構造を作成した。このガラス基板上に配列させた球形金ナノ微粒子の原子間力顕微(**AFM**)像を観測したところ、数 **10 nm** で微粒子間隔が開く場所が数カ所あるような不均一な配列状態となっていることが分かった。**AFM** で微細構造が確認された一次元的に配列した **9** 個微粒子からの **SH** 信号の配列方向の空間分布を各波長で観測した。得られた **SH** 信号の分布は入射光の波長に依存して変化することが分かった。また、**AFM** によって得られた微粒子の構造の情報を基にして、微粒子間で発生する局所電場の電磁界計算を行った。その結果、入射波長によって変化する **SH** 信号強度の分布は定性的に微粒子のプラズモン共鳴周波数に対応した局所電場分布によって説明できることが分かった。この微粒子配列では微粒子間隔が **~20 nm** 離れた箇所が数カ所あり、そこでプラズモン相互作用が弱くなり、そこを境としてほぼ孤立化したいくつかの量体に分かれたと考えられる。これらの観測結果から、**SHG** 顕微分光法は一次元配列した金ナノ微粒子の微細な配列構造に応じたプラズモン相互作用をサブマイクロスケールで感度良く観測できる手法であることが示された。

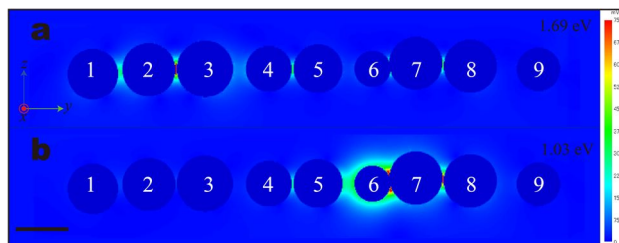


図 4: 電磁界計算上で白色パルスを図 1(a)に示した金微粒子に照射したときの(a)1.69 eV と(b) 1.03 eV における金微粒子付近の局所電場の強度分布

## 参考文献

- [1] V. E. Babicheva et al., *ASC photonics* **5**, 2022 (2018).
- [2] R. Wu, *Physica B* **454**, 165 (2014).
- [3] J. Dadap et al., *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 4045 (1999).
- [4] Y. Hirata et al., *e-JSSNT* **21**, Accepted (2023).
- [5] A. Slablab et al., *Opt. Exp.* **20**, 220 (2011).

## 5. 主な発表論文等

〔雑誌論文〕 計5件（うち査読付論文 5件／うち国際共著 0件／うちオープンアクセス 0件）

1. 著者名 (34)Md. Abdus Sattar, Hien Thi Thu Khuat, Yoshihiro Miyauchi, Goro Mizutani, Harvey N. Rutt	4. 巻 728
2. 論文標題 Desorption activation energy of hydrogen from the Si (111) 1x1: H surface studied by optical sum frequency generation and second harmonic generation	5. 発行年 2023年
3. 雑誌名 Surface Science	6. 最初と最後の頁 122194-1-7
掲載論文のDOI（デジタルオブジェクト識別子） 10.1016/j.susc.2022.122194	査読の有無 有
オープンアクセス オープンアクセスではない、又はオープンアクセスが困難	国際共著 -

1. 著者名 (35)T. Sumi, M. Horio, T. Senoo, Y. Kubota, G. Yamaguchi, T. Wada, M. Miyamoto, K. Yamaguchi, Y. Tsujikawa, Y. Sato, M. Niibe, Y. Hirata, Y. Miyauchi, D. Oshima, T. Kato, S. Owada, K. Tono, M. Yabashi, and I. Matsuda	4. 巻 122
2. 論文標題 Observing soft x-ray magnetization-induced second harmonic generation at a heterojunction interface	5. 発行年 2023年
3. 雑誌名 Applied Physics Letters	6. 最初と最後の頁 171601-1-5
掲載論文のDOI（デジタルオブジェクト識別子） 10.1063/5.0146379	査読の有無 有
オープンアクセス オープンアクセスではない、又はオープンアクセスが困難	国際共著 -

1. 著者名 Yasuyuki Hirata, Shinya Ohno, Takanori Suzuki, Yoshihiro Miyauchi	4. 巻 21
2. 論文標題 Hidden State at C Exciton Observed by Second- Harmonic Generation Spectroscopy of Few-layer MoS2	5. 発行年 2023年
3. 雑誌名 e-Journal of Surface Science and Nanotechnology	6. 最初と最後の頁 Accepted
掲載論文のDOI（デジタルオブジェクト識別子） なし	査読の有無 有
オープンアクセス オープンアクセスではない、又はオープンアクセスが困難	国際共著 -

〔学会発表〕 計3件（うち招待講演 0件／うち国際学会 1件）

1. 発表者名 Yasuyuki Hirata, Takanori Suzuki, Masatoshi Tanaka, Shinya Ohno, and Yoshihiro Miyauchi
2. 発表標題 Optical second harmonic micro-spectroscopy of few-layer MoS2 semiconductors in the C-exciton region
3. 学会等名 14th International Symposium on Atomic Level Characterizations for New Materials and Devices '22（国際学会）
4. 発表年 2022年～2023年

1. 発表者名 一次元配列した球形金ナノ微粒子からの光第二高調波の精密計測
2. 発表標題 宮内 良広, 島田 透, 平田 靖之, 大野 真也, 梅村 泰史
3. 学会等名 日本物理学会
4. 発表年 2022年～2023年

〔図書〕 計0件

〔産業財産権〕

〔その他〕

-

6. 研究組織

	氏名 (ローマ字氏名) (研究者番号)	所属研究機関・部局・職 (機関番号)	備考
研究分担者	大野 真也  (Ohno Shinya)  (00377095)	横浜国立大学・大学院工学研究院・准教授   (12701)	
研究分担者	島田 透  (Shimada Toru)  (40450283)	弘前大学・教育学部・准教授   (11101)	
研究分担者	梅村 泰史  (Umemura Yasushi)  (70531771)	防衛大学校(総合教育学群、人文社会科学群、応用科学群、電気情報学群及びシステム工学群)・応用科学群・教授   (82723)	
研究分担者	平田 靖透  (Hirata Yasuyuki)  (50750692)	防衛大学校(総合教育学群、人文社会科学群、応用科学群、電気情報学群及びシステム工学群)・応用科学群・助教   (82723)	

7. 科研費を使用して開催した国際研究集会

〔国際研究集会〕 計0件

8 . 本研究に関連して実施した国際共同研究の実施状況

共同研究相手国	相手方研究機関
---------	---------