

単結晶および多結晶金膜におけるプラズモニックスロット導波路の干渉近接場特性評価

M. PRÄMASSING,¹ M. LIEBTRAU,¹ H. J. SCHILL,¹ S. IRSEN,² AND S. LINDEN^{1,*} 

¹Physikalisches Institut, University of Bonn, D-53115 Bonn, Germany

²Center of advanced european studies and research (caesar), D-53175 Bonn, Germany

*linden@physik.uni-bonn.de

要約: 単結晶金膜は、対応する多結晶膜と比較して優れたプラズモニック特性を示す。ただし、この利点には、より複雑な準備プロセスが必要になる。したがって、それぞれのプラズモンデバイスの性能に対する材料の品質の影響が、この追加の努力を正当化するかどうかを検証することが重要となる。プラズモニックスロット導波路の場合のこの問題に対処するために、単結晶および多結晶金膜のスロット導波路上の通信波長での干渉近接場測定の提示を行う。スロット幅が 100 nm 未満の場合、単結晶金膜の場合には大幅に長い伝播長が観察される。対照的に、幅が大きい場合は、両方の金膜で同等の伝播長が得られる。

© 2020 Optical Society of America under the terms of the [OSA Open Access Publishing Agreement](#)

1. 緒言

プラズモニック導波路は、ディープサブ波長モード断面を備えた導波表面プラズモンポラリトン (SPP) をサポートできる [1]。この特徴は、電磁エネルギーの横方向への厳密な閉じ込めが最も重要である用途におけるプラズモニック導波路と区別される。例えば、誘電体導波路に課せられる回折限界を下回る可能性があるため、それらのプラズモン対応物は集積ナノフォトニック回路にとって魅力的なものとなる。これに関連して、ナノレーザー[2]、変調器[3]、方向性結合器[4, 5]、ナノ検出器[5]など、プラズモニック導波路に基づく多くのコンポーネントが最近実証されている。プラズモニック導波路は、ナノスケール量子光学の有望なプラットフォームでもある。ここでは、プラズモニック導波路によってもたらされる局所的な電磁状態密度の強化を利用している[6–8]。

近年、金属ナノワイヤ[8–11]、金属ストライプ[12, 13]、金属ナノ粒子のアレイ[14, 15]、くさび [16]、金属膜の V 字型の溝 [17, 18] など、広範囲にわたる異なるプラズモニック導波路の形状が提案され、実験的に研究されている。プレーナ型のオンチップ互換集積ナノフォトニクス回路および光電気相互接続の実装に関して最も有望な構成の1つは、プラズモニックスロット導波路 (PSW) [19, 20]、または密接に関連した2線式伝送線路である[21]。PSW は金属薄膜の狭い長方形のスロットで構成されており [3, 4, 22]、その基本的な SPP モードはスロット領域に強く制限されている (PSW の概略図については図 1(a) を参照、計算された SPP モード プロファイルについては(b)を参照)。非常に有望な用途として、量子エミッターをスロット領域に堆積することができる。極限モードの閉じ込めから生じる膨大な光学状態密度により、量子エミッターは非常に効率的に導波 SPP モードに結合することができる [23, 24]。

走査型近接場光学顕微鏡 (SNOM) は、プラズモニックナノ構造の近接場を研究するための不可欠なツールとなっている[25–29]。特に、擬似ヘテロダイン検出と組み合わせた散乱型

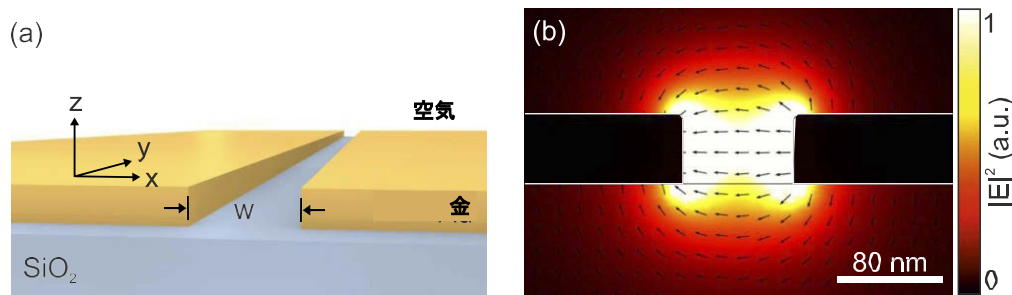


図 1. (a) プラズモニックスロット導波路の概略図。(b) 導波プラズモンモードの計算された強度分布。黒い矢印は横方向の電場成分の方向を示す。

SNOM (s-SNOM) は、導波モードの振幅と位相を測定できるため、プラズモン導波路の特性評価に多目的に使用できる技術である[9、13、30–33]。これにより、導波モードの有効屈折率 n と伝搬長 L を推測することができる。たとえば、この技術は、プラズモニックストリップ導波路によってサポートされるモードの調査[13]や、さまざまなダイポールアンテナカップラーによる自由空間放射とPSWモードの結合の研究に適用されている[31]。

多くのプラズモン導波路の欠点は、狭い横方向の電界閉じ込めと相まって、モード伝搬長が限られていることである。典型的な実験値は、光周波数で数ミクロンから数十ミクロンの範囲となる。導波 SPP モードの減衰に対する大きな寄与は、金属内部のオーム損失によるものとなる。その他の損失チャネルとしては、製造上の欠陥による光散乱や基板への漏れ放射が考えられる。伝搬長がかなり短いことから生じる制限を克服する解決策として、プラズモン導波路を低損失誘電体導波路と接続することが考えられる [7、33]。プラズモン導波路やプラズモンナノ構造全般の性能を最適化する別の方法は、使用する金属膜の構造的品質と固有の材料品質を改善することである。これは Huang らによって提案され、テストされている。2010年に、化学的に合成された単結晶金薄片と集束イオンビームミリングを組み合わせると、熱蒸着金膜上に作製された構造と比較して、優れた品質のプラズモンナノ構造が得られることが報告された[34]。これにより、重要なプラズモン損失メカニズムである粒界散乱が排除される[35]。いくつかの実験では、単結晶金属ナノ構造の使用により、線形および非線形光学特性を改善できることが示されている[21、23、36、37]。

適切な単結晶金膜を作製するには、多結晶金膜の蒸発に比べてかなり多くの実験的努力が必要となる。たとえば、単結晶薄片の化学合成には時間がかかり、実験条件と適用された化学物質の品質に大きく依存する。さらに、集束イオンビームミリングによるさらなる処理に実際に使用できる薄片、つまり必要な厚さと十分な横方向のサイズを持つ薄片の収率はかなり低い。これらの要件を満たすための薄片の選択は、光学顕微鏡と原子間力顕微鏡による特性評価を伴うため、時間を要するもう 1 つのステップとなる。これにより、単結晶プラズモン構造の製造が常に利益をもたらすかどうか、つまり、材料の品質がプラズモンデバイスの性能に与える影響が追加の努力を正当化するかどうかという疑問が生じる可能性がある。驚くべきことに、単結晶膜と多結晶膜の SPP 伝搬長の定量的な比較は、文献にほとんど記載されていない [35、38、39]。我々の知る限り、誘導プラズモンポラリトンの定量的な比較は銀ナノワイヤについてのみ可能である[40、41]。我々の研究はこの問題に対処し、干渉近接場特性評価を介して単結晶および多結晶金薄膜におけるPSWの初めての直接比較を提供することである。

我々は、伝送モード構成で s-SNOM を使用して、最小 50 nm の可変ギャップ サイズを持つ PSW の調査を行う。このアプローチにより、異なる主要な損失チャネルを持つ 2 つの領域を識別できる。非常に小さなギャップサイズの最初の領域では、抵抗損失が支配的であり、材料の品質がモード伝搬長に大きな影響を与える。対照的に、導波モードのフィールド閉じ込めが低い大きなギャップサイズでは、材料の品質はモード伝搬長にほとんど影響を与えない。我々の実験結果は、数値的な 3 次元 (3D) 有限要素計算と定量的に一致している。

2. サンプル及び実験方法

単結晶金薄膜は溶液中での化学合成によって製造される [42]。ポリプロピレンチューブに、塩化金酸 HAuCl_4 の 0.5 モル水溶液 40 μl とエチレングリコール 20 ml の混合物を充填する。ガラスカバーガラスを溶液に浸し、チューブをオープンで 90 °C まで 20 時間加熱する。3 段階の化学反応で放出された金原子は、ガラスカバーガラス上にさまざまな高さと横方向のサイズの単結晶金薄片を形成することができる。通常、横方向のサイズが数十から 100 μm の大きな薄片は数十ナノメートルの厚さを示すのに対し、横方向のサイズが 10 μm 未満の薄片は 100 nm を超えることが多い (図 2(a) を参照)。ガラスカバーガラスをエチレングリコール溶液から取り出し、アセトンに浸す。残ったエチレングリコールはアセトンに溶解し、薄片はガラスカバーガラスから剥がれる。

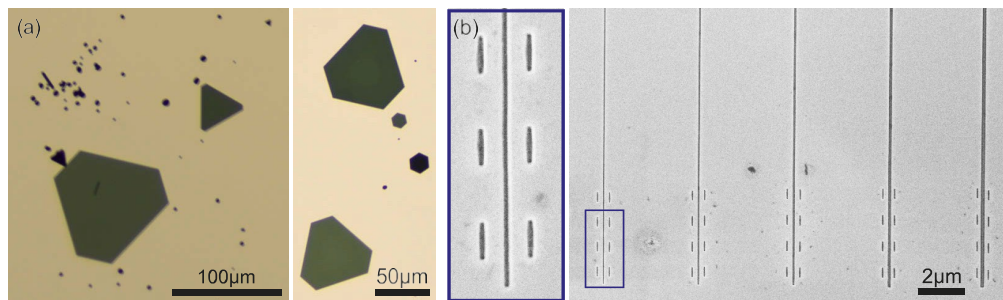


図2. (a) 化学的に合成された単結晶金薄片の光透過顕微鏡画像。(b) 単結晶フィルム内の調査された PSW の走査型電子顕微鏡画像。青いボックスは、50 nm PSW での位相整合スロットダイポールアンテナアレイの拡大図を示す。

その後、薄片はアセトン溶液からドロップキャストによって、インジウムスズ酸化物 (ITO) の薄い層でコーティングされたガラス基板上に転写される。アセトンが蒸発すると、薄片は表面接着力によって ITO にしっかりと付着する。接着は、エッジでの AFM 測定を可能にするほど強力であることが証明されている。追加の実験では、PDMS (ポリジメチルシロキサン) スタンプによって原子的に薄いファンデルワールス材料が薄片上に転写された場合でも、薄片が基板と接触したままになることが示された。ITO 層の導電性により、サンプルは走査型電子/イオン顕微鏡と互換性があり、近赤外波長の光学的透明性が維持される。光学顕微鏡と原子間力顕微鏡 (AFM) を組み合わせて使用し、厚さ 50 nm の十分に大きな薄片を選択してさらに処理を行う。比較のために、2 nm の薄いクロム接着層と 50 nm の厚さの金膜をガラス基板上に熱蒸着して多結晶金膜も作成する。次のステップでは、集束イオンビームミリング (Zeiss XB1540 クロスビーム) によって PSW を金膜にパターン化する。加速電圧 30 kV、ビーム電流 1.5 pA の Ga^{2+} イオンを使用する。図 2(b) は、単結晶金膜にミリングされた 5 つの導波路のセットの走査型電子顕微鏡写真である。

スロット幅 w は、左から右にかけて $w = 50 \text{ nm}$ から $w = 150 \text{ nm}$ まで増加する。 $w = 50 \text{ nm}$ PSW の端の拡大図を青いボックスに示す。4 組のスロット ダイポール アンテナの位相整合アレイが、各 PSW の端の周囲の金属フィルムに加工されており、自由空間放射を導波路モードに結合する効率的なインターフェイスを提供する。単一のスロット アンテナは、長さ 420 nm 、幅 60 nm で通信波長で共振するように設計されている。スロット アンテナから導波路までの中心間距離は 250 nm である。アンテナ アレイの周期は、異なるスロット幅の導波路モードの有効波長と一致するように、 980 nm から 1080 nm まで変化する。

PSW の近接場は、透過モード構成の s-SNOM (Neaspec neaSNOM) で特性評価される。セットアップの概略を図 3(a) に示す。波長 1520 nm に調整されたチューナブル近赤外フェムト秒光源 (Stuttgart Instruments Alpha-HP) の減衰ビームは、シングルモードファイバーによって空間フィルタリングされ、放物面鏡によって下からアンテナカプラアレイに焦点が当てられる。サンプル表面でのガウスビームのウエスト半径は、ナイフエッジ測定によって約 $4 \mu\text{m}$ と決定される。入射ビームは x 方向に沿って偏光され、スロットアンテナアレイを共鳴励起して、スロットに沿って y 方向に伝搬する導波モードに効率的に結合する。金属化された AFM チップ (Nanoworld Arrow NCPT) は、タッピングモード原子間力顕微鏡によってサンプルに近づく。先端は垂直方向に細長い形状をしているためアンテナとして機能し、主にサンプル表面の面外近接場成分 E_z を遠方場に散乱する。散乱された放射線はコリメートされ、上部の放物面鏡によってインジウムガリウムヒ素検出器に導かれる。近接場の振幅と位相の両方を擬似ヘテロダイン検出[43]によって測定するために、散乱信号をレファレンスのビームと重ね合わせる。先端振動周波数 Ω の高調波で検出器信号を復調すると、バックグラウンド寄与を大幅に抑制できる。例: サンプルまたは先端から直接散乱した光など。先端と上部放物面鏡の固定構成に対してサンプルをラスタースキャンすることで、近接場分布の 2 次

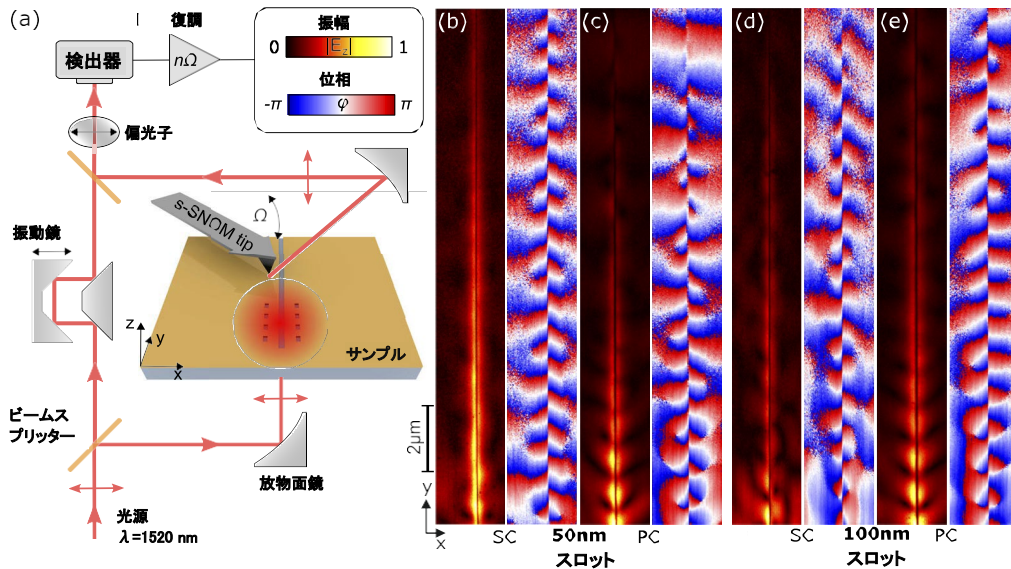


図3. (a) 透過モード構成の散乱型走査型近接場光学顕微鏡の概略図。単結晶 (SC) および熱蒸着多結晶 (PC) 金薄膜における異なるギャップ幅 w の PSW の測定近接場分布の振幅 $|E_z|$ および位相 ϕ データ: (b) $w = 50 \text{ nm}$, SC、(c) $w = 50 \text{ nm}$, PC、(d) $w = 100 \text{ nm}$, SC、(e) $w = 100 \text{ nm}$, PC。信号は、いずれの場合も、先端振動周波数の 3 次高調波 ($n = 3$) で復調される。

元 (2D) マップが得られる。下部パラボラミラーをサンプルと同期させて動かすことで、スキャン中にアンテナカプラアレイの照明が固定される。下部パラボラミラーを x 方向に動かすと、干渉計の参照アームに対する光路長の変化を考慮して、位相生データを加算係数 ϕ_{raw} で補正する必要がある: $\phi = \phi_{\text{raw}} + 2\pi \frac{x}{\lambda}$ y 方向に沿った動きでは光路長が変化しないため、位相補正を行う必要はない。

3. 結果と考察

図 3(b) は、 $w = 50$ nm 幅の単結晶金の PSW に沿った近傍場測定 of 振幅と位相データを、先端振動周波数の 3 次高調波で復調して示している。先端のタッピング振幅は 70 nm に設定され、入射レーザーの波長はすべての測定で 1520 nm である。導波モードを励起するアンテナアレイはスキャン領域に含まれず、負の y 方向のさらに下にある。近傍場振幅 $|E_z|$ は x 方向のスロットの周囲にしっかりと閉じ込められており、 y 方向に沿ったモード伝搬中に減少する。図 1(b) に示す横方向電界分布から予想されるように、測定された面外電界成分 $|E_z|$ はスロットの中央で消失する。対応する位相データは、スロット全体で π の位相ジャンプを伴う、モードの予想される反対称性を明確に示している。モード伝搬中、 y 方向に線形位相増加が見られる。

多結晶金フィルムにミリングされた $w = 50$ nm 幅の PSW の実験データを図 3(c) に示す。ここでは伝搬長が前の場合よりも大幅に短いことがすぐにわかる。そのため、励起ビームがスキャン領域と部分的に重なるように、スキャン領域を励起に近づける必要があった。したがって、スロットのエッジの入射ビームによって励起された金/空気界面上の自由伝搬 SPP の大きな寄与が認められる。 y 方向に伝搬する導波モードと $\pm x$ 方向に走る SPP の干渉により、観測されたビートパターンが発生する[31]。

図 3(d) と (e) は、それぞれ単結晶金膜と多結晶金膜に加工されたスロット幅 $w = 100$ nm の PSW の振幅と位相マップを示している。 $w = 50$ nm 幅のスロットの場合とは対照的に、両方の膜タイプで同等の伝搬長が観察されている。ここでも、ビートパターンはスロットモードと自由に伝搬する SPP の干渉によるものと考えられる。

測定された近接場分布から導波モードの有効モードインデックス n と伝搬長 L を抽出するために、ギャップ領域外の導波モードの E_z 成分を記述する次の 2D モデルをデータに適合させる:

$$E_z(x, y) = \begin{cases} E_r \exp[y(ik_0 n - \frac{1}{2L}) - \frac{x-x_0}{\kappa} + \phi_0] & x - x_0 \geq w/2 \\ -E_l \exp[y(ik_0 n - \frac{1}{2L}) - \frac{x_0-x}{\kappa} + \phi_0] & x_0 - x \geq w/2 \end{cases} \quad (1)$$

このモデルでは、スロットの中心は $x = x_0$ にある。ギャップ領域はフィッティングから除外される。ギャップの右側と左側の振幅 E_r と $-E_l$ に異なる値を許可することで、測定における近接場振幅のわずかな非対称性を考慮する。これは、s-SNOM の検出光学系の特定の形状、つまり AFM チップと収集パラボラミラーに対するスロットの相対位置によるものである。反対の代数符号は、スロット全体の π の位相ジャンプを考慮している。 ϕ_0 はグローバル位相を表し、 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ は自由空間波数である。スロット領域から離れたモードのエバネッセント減衰は、パラメーター κ によって表される。

図 4(a) は、単結晶フィルムに加工された $w = 50$ nm 幅の PSW の場合の実験データとフィッティングされた 2D モデルの E_z 成分を例示している。伝搬長 L とギャップ幅の有効モード指数 n の結果として得られたパラメータは、それぞれ図 4(b) と (c) にプロットされている。

エラーバーは、それぞれ第 3 および第 4 の復調順序と前方および後方のスキャン方向の測定データからの適合結果を平均化した結果である。単結晶金膜と多結晶金膜の両方において、ギャップサイズが大きくなるにつれて有効モードインデックスは減少する。この動作は理論的考察 [20] から予測される（以下も参照）。多結晶膜では、モードインデックスは単結晶サンプルよりもわずかに大きくなる。これは、単結晶金膜の場合は製造上の理由からガラス基板上に堆積する必要があり、蒸着金膜の場合は存在しない 15 nm の薄い ITO 層の影響によるものと考えられる。多結晶膜の最も薄い導波路では、スロット幅を狭くすると、有効モードインデックスが予想される単調増加から外れる。この動作は、集束イオンビームミリング中の製造上の欠陥によるものと考えられる。スロット領域での電界増強はスロットが薄いほど高くなるため、この場合はエッジの粒子などの欠陥の影響が大きいと予測される。50 nm のスロット幅は、多結晶フィルムと組み合わせた当社の FIB 顕微鏡の製造限界を表すため、スロット領域に残留金属が残り、有効モード指数に影響を及ぼす可能性もある。対照的に、単結晶フィルムの場合は、さらに微細な 40 nm のスロットを製造可能である。

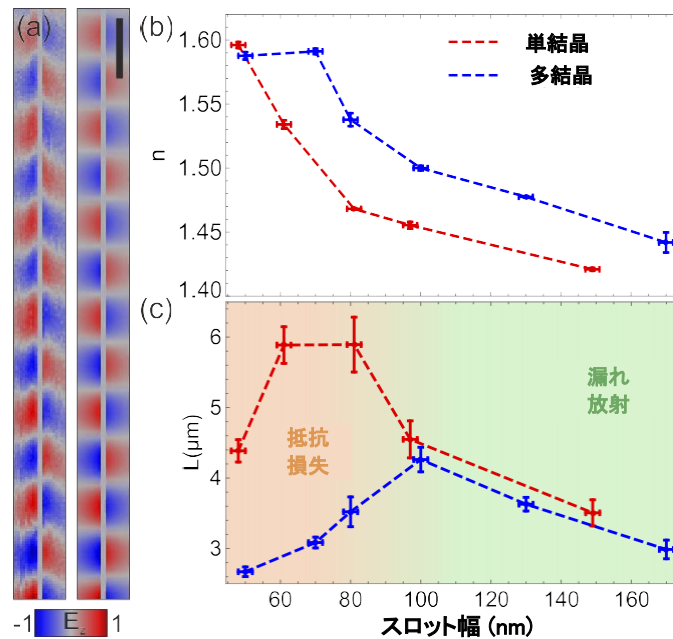


図4. 2D 複素フィッティングの結果。(a) 単結晶フィルムの $w = 50$ nm スロット周囲の E_z 電界成分の実数部: 測定データ (左パネル) とフィッティング (右パネル)。スケールバーの長さは 500 nm。スロット幅が異なる場合の多結晶金と単結晶金の両方における有効モード インデックス (b) と伝搬長 (c)。

興味深いことに、伝搬長は両方のフィルムで非単調な挙動を示している。単結晶金フィルムの場合、ギャップ幅 $w = 80$ nm で最大伝搬長 $L \approx 6 \mu\text{m}$ が観測される。多結晶金フィルムの最大伝搬長は、ギャップ幅 $w = 100$ nm で約 $L \approx 4 \mu\text{m}$ に達する。この非単調な挙動は、2つの異なる損失チャネル間のトレードオフによって説明ができる。ギャップサイズが小さくなると、電界の大部分が金属内に存在し、抵抗損失が増加する。この領域では、金フィルムの品質が重要な役割を果たしていると考えられる。

これは、 $w = 100 \text{ nm}$ 未満のギャップ サイズの場合、単結晶金膜で定義された PSW の伝搬長は、多結晶金膜の PSW の伝搬長よりも最大で 2 倍長くなるという我々の観察と一致している。対照的に、ギャップ サイズが大きい場合は、モードの電界の大部分がギャップ領域と金属膜の周囲の誘電体内に存在するため、抵抗損失が減少すると予想される。したがって、単純に L はギャップ サイズとともに単調に増加すると予想できる。ただし、これと異なる動作も観察される。例えば、両方の金膜の最大ギャップサイズでは伝搬長が減少する。この理由は、有効モード インデックスが基板の屈折率を下回ると、漏れ放射が主要な損失チャネルになるためである。その結果、 $w = 100 \text{ nm}$ を超える大きなギャップサイズの場合、両方の金膜で同程度の伝搬長が観察されることになる。

この解釈を裏付けるために、市販の有限要素法ソルバー (COMSOL Multiphysics) を使用して 3D 数値計算を実行した。計算領域の合計サイズは $1.5 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m} \times 3 \mu\text{m}$ ($x \times y \times z$) である。ギャップの中央の yz 平面に完全導電体境界条件を適用することにより、PSW の対称性を活用する。計算領域の他のすべての境界は、厚さ 750 nm の完全に整合した層で終了する。 50 nm の金膜は、下のガラス基板 (屈折率 $n=1.5$) と上の空気 (屈折率 $n=1$) の間に挟まれている。ギャップ領域は空気で構成されている。金膜の誘電関数については、Johnson と Christy [44] によって提供されたデータを使用する。スロット導波路の長さは $18.5 \mu\text{m}$ で、 y 方向の一端は $1.5 \mu\text{m}$ の金で終端され、他端は完全に整合した層で終端されている。計算時間とメモリ消費量の理由から、位相整合スロットダイポールアンテナアレイは省略し、基板側から垂直に入射する x 偏光ガウス ビームによって導波路の閉じた端でスロット モードを励起する。スロット幅は、 $w = 40 \text{ nm}$ から $w = 150 \text{ nm}$ まで 10 nm ずつパラメータスイープで変化する。これらの計算のそれぞれから、スロットの中心を通る伝搬方向 (y 方向) のラインプロファイルに沿った横方向電界成分 $E_x(y)$ を抽出する。有効モード指数と伝搬距離は、1 次元減衰高調波を $E_x(y)$ データにフィッティングすることで得られる (図 5 を参照)。数値結果は、単結晶金薄膜の実験結果とよく一致している。特に、ギャップ サイズ $w \approx 90 \text{ nm}$ 付近で有効モード指数が単調に減少し、伝搬長が最大になることも示されている。実験と同様に、有効モード指数が基板の屈折率よりも小さくなると、伝搬長が大幅に減少することが観察される。後者については、スロット モードの基板への漏れが適切に考慮されていない 2D モード解析計算では再現されないことに注意が必要である。

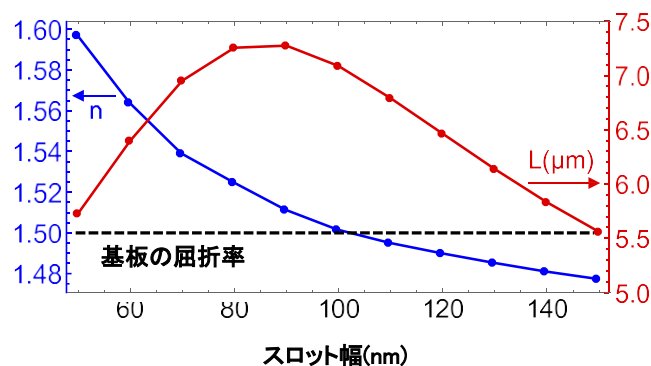


図5. ギャップ サイズの関数として計算された PSW スロット モードの有効屈折率 (青曲線) と伝播長 (赤曲線)

4. 結論

我々は、スロット幅が最小 50 nm の単結晶および多結晶の金薄膜にプラズモニック スロット導波路を作製した。有効モード指数と伝搬長は、散乱型走査型近接場光学顕微鏡を用いた振幅および位相分解近接場測定によって実験的に決定された。オーミック損失が主な損失チャネルとなる狭いギャップ幅では、金薄膜の品質が大きな影響を及ぼすことがわかった。特に、高品質の単結晶金薄膜を選択することで、伝搬長をほぼ 2 倍に改善できることがわかった。対照的に、ギャップ幅が 100 nm を超えると、基板への漏洩放射が主な損失チャネルとなるため、単結晶および多結晶金薄膜の導波路は同等の性能を示す。後者は、金薄膜を対称誘電体環境に埋め込むこと、たとえばスピンオン誘電体で金薄膜をコーティングすることで抑制できる [20]。金の薄片のサイズは将来の用途には不十分かもしれないという意見もあるが、単結晶金の薄片の典型的な横方向の寸法は SPP 伝搬長よりも大きいため、この点は、チップ上で多数の導波路を結合する場合にのみ制限になると予想される。ただし、そのようなシナリオでは、プラズモニック導波路を、たとえばレーザー リソグラフィーで印刷された低損失の 3 次元誘電体導波路に接続し、複数の薄片を使用することができる。

財政的支援

ドイツ研究振興協会 (Deutsche Forschungsgemeinschaft)

(LI 1641/5-1, SFB TR 185 (project A3)).

謝辞

著者らは、サンプル製作に関して支援していただいたシュトゥットガルト大学のマリオ・ヘンシェル (Mario Hentschel) 氏に感謝の意を表する。

開示事項

本論文に関して、開示すべき利益相反関連事項はない。

参考文献

1. D. K. Gramotnev and S. I. Bozhevolnyi, "Plasmonics beyond the diffraction limit," *Nat. Photonics* **4**(2), 83–91 (2010).
2. R. F. Oulton, V. J. Sorger, T. Zentgraf, R.-M. Ma, C. Gladden, L. Dai, G. Bartal, and X. Zhang, "Plasmon lasers at deep subwavelength scale," *Nature* **461**(7264), 629–632 (2009).
3. A. Melikyan, L. Alloatti, A. Muslija, D. Hillerkuss, P. C. Schindler, J. Li, R. Palmer, D. Korn, S. Muehlbrandt, D. Van Thourhout, B. Chen, R. Dinu, M. Sommer, C. Koos, M. Kohl, W. Freude, and J. Leuthold, "High-speed plasmonic phase modulators," *Nat. Photonics* **8**(3), 229–233 (2014).
4. D. K. Gramotnev, K. C. Vernon, and D. F. P. Pile, "Directional coupler using gap plasmon waveguides," *Appl. Phys. B* **93**(1), 99–106 (2008).
5. M. Thomaschewski, Y. Yang, C. Wolff, A. S. Roberts, and S. I. Bozhevolnyi, "On-chip detection of optical spin-orbit interactions in plasmonic nanocircuits," *Nano Lett.* **19**(2), 1166–1171 (2019).
6. Y. C. Jun, R. D. Kekatpure, J. S. White, and M. L. Brongersma, "Nonresonant enhancement of spontaneous emission in metal-dielectric-metal plasmon waveguide structures," *Phys. Rev. B* **78**(15), 153111 (2008).
7. D. E. Chang, A. S. Sørensen, P. Hemmer, and M. Lukin, "Strong coupling of single emitters to surface plasmons," *Phys. Rev. B* **76**(3), 035420 (2007).
8. A. Akimov, A. Mukherjee, C. Yu, D. Chang, A. Zibrov, P. Hemmer, H. Park, and M. Lukin, "Generation of single optical plasmons in metallic nanowires coupled to quantum dots," *Nature* **450**(7168), 402–406 (2007).
9. J. Dorfmueller, R. Vogelgesang, W. Khunsin, C. Rockstuhl, C. Etrich, and K. Kern, "Plasmonic nanowire antennas: experiment, simulation, and theory," *Nano Lett.* **10**(9), 3596–3603 (2010).
10. J.-C. Weeber, A. Dereux, C. Girard, J. R. Krenn, and J.-P. Goudonnet, "Plasmon polaritons of metallic nanowires for controlling submicron propagation of light," *Phys. Rev. B* **60**(12), 9061–9068 (1999).
11. J. R. Krenn, B. Lamprecht, H. Ditlbacher, G. Schider, M. Salerno, A. Leitner, and F. R. Aussenegg, "Non-diffraction-limited light transport by gold nanowires," *Europhys. Lett.* **60**(5), 663–669 (2002).
12. P. Berini, "Plasmon-polariton waves guided by thin lossy metal films of finite width: Bound modes of symmetric structures," *Phys. Rev. B* **61**(15), 10484–10503 (2000).

13. V. A. Zenin, R. Malureanu, I. P. Radko, A. V. Lavrinenko, and S. I. Bozhevolnyi, "Near-field characterization of bound plasmonic modes in metal strip waveguides," *Opt. Express* **24**(5), 4582–4590 (2016).
14. M. L. Brongersma, J. W. Hartman, and H. A. Atwater, "Electromagnetic energy transfer and switching in nanoparticle chain arrays below the diffraction limit," *Phys. Rev. B* **62**(24), R16356 (2000).
15. S. A. Maier, P. G. Kik, H. A. Atwater, S. Meltzer, E. Harel, B. E. Koel, and A. A. Requicha, "Local detection of electromagnetic energy transport below the diffraction limit in metal nanoparticle plasmon waveguides," *Nat. Mater.* **2**(4), 229–232 (2003).
16. D. F. P. Pile, T. Ogawa, D. K. Gramotnev, T. Okamoto, M. Haraguchi, M. Fukui, and S. Matsuo, "Theoretical and experimental investigation of strongly localized plasmons on triangular metal wedges for subwavelength waveguiding," *Appl. Phys. Lett.* **87**(6), 061106 (2005).
17. I. V. Novikov and A. A. Maradudin, "Channel polaritons," *Phys. Rev. B* **66**(3), 035403 (2002).
18. D. F. P. Pile and D. K. Gramotnev, "Channel plasmon-polariton in a triangular groove on a metal surface," *Opt. Lett.* **29**(10), 1069–1071 (2004).
19. G. Veronis and S. Fan, "Guided subwavelength plasmonic mode supported by a slot in a thin metal film," *Opt. Lett.* **30**(24), 3359–3361 (2005).
20. G. Veronis and S. Fan, "Modes of subwavelength plasmonic slot waveguides," *J. Lightwave Technol.* **25**(9), 2511–2521 (2007).
21. C. Rewitz, G. Razinskas, P. Geisler, E. Krauss, S. Goetz, M. Pawłowska, B. Hecht, and T. Brixner, "Coherent control of plasmon propagation in a nanocircuit," *Phys. Rev. Appl.* **1**(1), 014007 (2014).
22. K. C. Y. Huang, M.-K. Seo, T. Sarmiento, Y. Huo, J. S. Harris, and M. L. Brongersma, "Electrically driven subwavelength optical nanocircuits," *Nat. Photonics* **8**(3), 244–249 (2014).
23. C. Schömer, S. Adhikari, and M. Lippitz, "A single-crystalline silver plasmonic circuit for visible quantum emitters," *Nano Lett.* **19**(5), 3238–3243 (2019).
24. M. Blauth, M. Jürgensen, G. Vest, O. Hartwig, M. Prechtel, J. Cerne, J. J. Finley, and M. Kaniber, "Coupling single photons from discrete quantum emitters in wave2 to lithographically defined plasmonic slot waveguides," *Nano Lett.* **18**(11), 6812–6819 (2018).
25. S. I. Bozhevolnyi, V. S. Volkov, E. Devaux, J.-Y. Laluet, and T. W. Ebbesen, "Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators," *Nature* **440**(7083), 508–511 (2006).
26. R. Esteban, R. Vogelgesang, J. Dorfmueller, A. Dmitriev, C. Rockstuhl, C. Etrich, and K. Kern, "Direct near-field optical imaging of higher order plasmonic resonances," *Nano Lett.* **8**(10), 3155–3159 (2008).
27. R. L. Olmon, P. M. Krenz, A. C. Jones, G. D. Boreman, and M. B. Raschke, "Near-field imaging of optical antenna modes in the mid-infrared," *Opt. Express* **16**(25), 20295–20305 (2008).
28. M. Schnell, A. Garcia-Etxarri, J. Alkorta, J. Aizpurua, and R. Hillenbrand, "Phase-resolved mapping of the near-field vector and polarization state in nanoscale antenna gaps," *Nano Lett.* **10**(9), 3524–3528 (2010).
29. T. Neuman, P. Alonso-González, A. Garcia-Etxarri, M. Schnell, R. Hillenbrand, and J. Aizpurua, "Mapping the near fields of plasmonic nanoantennas by scattering-type scanning near-field optical microscopy," *Laser Photonics Rev.* **9**(6), 637–649 (2015).
30. M. Spasenović, D. van Oosten, E. Verhagen, and L. Kuipers, "Measurements of modal symmetry in subwavelength plasmonic slot waveguides," *Appl. Phys. Lett.* **95**(20), 203109 (2009).
31. A. Andryieuski, V. A. Zenin, R. Malureanu, V. S. Volkov, S. I. Bozhevolnyi, and A. V. Lavrinenko, "Direct Characterization of Plasmonic Slot Waveguides and Nanocouplers," *Nano Lett.* **14**(7), 3925–3929 (2014).
32. V. A. Zenin, A. Andryieuski, R. Malureanu, I. P. Radko, V. S. Volkov, D. K. Gramotnev, A. V. Lavrinenko, and S. I. Bozhevolnyi, "Boosting local field enhancement by on-chip nanofocusing and impedance-matched plasmonic antennas," *Nano Lett.* **15**(12), 8148–8154 (2015).
33. Y. Chen, V. A. Zenin, K. Leosson, X. Shi, M. G. Nielsen, and S. I. Bozhevolnyi, "Efficient interfacing photonic and long-range dielectric-loaded plasmonic waveguides," *Opt. Express* **23**(7), 9100–9108 (2015).
34. J.-S. Huang, V. Callegari, P. Geisler, C. Brünig, J. Kern, J. C. Prangsma, X. Wu, T. Feichtner, J. Ziegler, P. Weinmann, M. Kamp, A. Forchel, P. Biagioni, U. Sennhauser, and B. Hecht, "Atomically flat single-crystalline gold nanostructures for plasmonic nanocircuitry," *Nat. Commun.* **1**(1), 150 (2010).
35. M. Kuttge, E. Vesseur, J. Verhoeven, H. Lezec, H. Atwater, and A. Polman, "Loss mechanisms of surface plasmon polaritons on gold probed by cathodoluminescence imaging spectroscopy," *Appl. Phys. Lett.* **93**(11), 113110 (2008).
36. Q. Ai, L. Gui, D. Paone, B. Metzger, M. Mayer, K. Weber, A. Fery, and H. Giessen, "Ultrathin second-harmonic resonances in hybrid plasmon-fiber cavities," *Nano Lett.* **18**(9), 5576–5582 (2018).
37. M. I. Stockman, K. Kneipp, S. I. Bozhevolnyi, S. Saha, A. Dutta, J. Ndukaife, N. Kinsey, H. Reddy, U. Guler, V. M. Shalae, A. Boltasseva, B. Gholipour, H. N. S. Krishnamoorthy, K. F. MacDonald, C. Soci, N. I. Zheludev, V. Savinov, R. Singh, P. Groß, C. Lienau, M. Vadai, M. L. Solomon, D. R. Barton, M. Lawrence, J. A. Dionne, S. V. Boriskina, R. Esteban, J. Aizpurua, X. Zhang, S. Yang, D. Wang, W. Wang, T. W. Odom, N. Accanto, P. M. de Roque, I. M. Hancu, L. Piatkowski, N. F. van Hulst, and M. F. Kling, "Roadmap on plasmonics," *J. Opt.* **20**(4), 043001 (2018).
38. J. H. Park, P. Ambwani, M. Manno, N. C. Lindquist, P. Nagpal, S.-H. Oh, C. Leighton, and D. J. Norris, "Single-crystalline silver films for plasmonics," *Adv. Mater.* **24**(29), 3988–3992 (2012).
39. C.-Y. Wang, H.-Y. Chen, L. Sun, W.-L. Chen, Y.-M. Chang, H. Ahn, X. Li, and S. Gwo, "Giant colloidal silver crystals for low-loss linear and nonlinear plasmonics," *Nat. Commun.* **6**(1), 7734 (2015).

40. H. Ditlbacher, A. Hohenau, D. Wagner, U. Kreibig, M. Rogers, F. Hofer, F. R. Aussenegg, and J. R. Krenn, "Silver nanowires as surface plasmon resonators," *Phys. Rev. Lett.* **95**(25), 257403 (2005).
41. P. Kusar, C. Gruber, A. Hohenau, and J. R. Krenn, "Measurement and reduction of damping in plasmonic nanowires," *Nano Lett.* **12**(2), 661–665 (2012).
42. E. Krauss, R. Kullock, X. Wu, P. Geisler, N. Lundt, M. Kamp, and B. Hecht, "Controlled growth of high-aspect-ratio single-crystalline gold platelets," *Cryst. Growth Des.* **18**(3), 1297–1302 (2018).
43. N. Ocelic, A. Huber, and R. Hillenbrand, "Pseudoheterodyne detection for background-free near-field spectroscopy," *Appl. Phys. Lett.* **89**(10), 101124 (2006).
44. P. B. Johnson and R.-W. Christy, "Optical constants of the noble metals," *Phys. Rev. B* **6**(12), 4370–4379 (1972).