

波に見られる DNA やタンパク質などの巨大分子の低振動モードによる吸収や屈折率変化を利用したラベルフリー診断の可能性が報告されている^{4) 5)}。一方、1960年代から格子状の開口を有する金属製のメッシュを遠赤外領域のバンドパスフィルタとして用いた研究が行われ、様々なメッシュ形状や開口サイズを持った金属メッシュの周波数特性を明らかにすると共に、メタルメッシュエタロンとして利用した分光方法なども提案されている^{6) 7)}。このようなバンドパス特性は、金属メッシュの周期構造が入射する波長と同程度であるときに観測される現象であることから、この領域で利用するには数十から数百マイクロメートルであれば良く、簡便で安価な手法で金属メッシュを作ることが可能となる。そのため、これらを用いたこの領域の新しい光学素子やセンサの研究が行われている^{8) 10)}。金属メッシュのバンドパス特性は金属面近傍の複素屈折率の影響を受けて、透過スペクトルが低周波数側にシフトし、それによって透過率変化が金属メッシュを用いないときと比較して大きくなり、このことを利用した金属開口アレイによる高感度表面センサが提案されている。我々はこれまで金属メッシュによるメンブレン上のインクの検出¹¹⁾及び金属メッシュによるペルオキシダーゼの検出¹²⁾について報告してきた。メンブレンは、タンパク質などの生体高分子を定着させる基材としてライフサイエンス分野では広く用いられているが、THz 波帯では高い透過性と低い屈折率を示す。そこで本研究ではラベルフリー検出を行うために THz 波を利用し、高感度化のために金属メッシュによる電場増強効果を使ったセンシング法を試みる。このセンシング法によって、特に牛乳などに含まれる食品アレルギーである α -カゼイン抗体の検出を目指し、メンブレンを抗原抗体反応の基材として利用した金属メッシュによる非標識検出について報告する。

2. 金属メッシュの基礎特性

本研究では、金属製メッシュをセンサ部材として利用している。このような金属メッシュは、エレクトロフォーミング（電鍍）法によって様々なサイズのもの既に市販されている。赤外光領域において、これらの透過特性については古くから実験的な解析が行われ、構造的なパラメータと透過特性の関係が報告されている¹³⁾。本実験で用いた金属メッシュを図 1 に示す。金属メッシュのバンドパス特性は主に、メッシュの厚さ(t)、金属ストリップの幅($2a$)、グリット間隔(g)に依存する。使用した金属メッシュは材料がニッケルで、厚さ $t=18\mu\text{m}$ 、グリット間隔 $g=101.6\mu\text{m}$ 、開口幅 $70\mu\text{m}$ である。偏光依存性に関しては、入射波が直線偏光の場合、1次元のワイヤストリップグレーティング（ワイヤグリッド）ではグリッドに対して電場の振動方向が垂直の時は透過率が高く、逆にグリッドに対して平行の場合は透過率が低くなる。一方、正方形の開口を持つ金属メッシュはこれらのワイヤグリッドを重ね合わせたものであるため、偏光に依存しないと考えることができる。

図 2 に本研究で使用した金属メッシュの透過スペクトルを示す。透過率は、メッシュの金属部分と開口部分の面積比率（開口率 47.5%）を上回っており、このような異常透過現象の詳細なメカニズムはまだ明らかになっていないが、光波帯の研究による入射光と表面プラズモンとが共鳴的に結合するためだと考えられている¹⁴⁾。また、そのときの電界強度分布についても報告されているが、金属メッシュ開口のエッジ部分で電界の極性が互い違いとなって局部的に強くなっていることが示されている

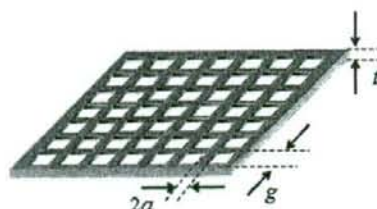


図 1 金属メッシュ

Fig. 1 Schematic of a metallic mesh

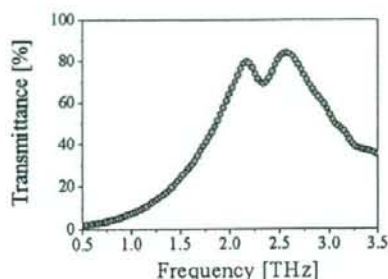


図 2 金属メッシュの透過スペクトル

Fig. 2 Transmission spectrum of the metallic mesh

¹⁵⁾ 本研究ではこの報告と同じ正方形の開口の金属メッシュを使用しており、同様の電場増強分布であると考えられる。また、図に見られるように、異常透過のピーク付近で透過率が急激に減少するディップ（谷）がみられる。このようなディップは、古くから平行光束に対して金属メッシュを傾けた際に観測されることが知られており、今回透過測定に使用した分光器がサンプルに対して集光光束になっているため、その斜入射成分によって透過スペクトルに表れていると考えられる。金属メッシュ近傍の電場増強を利用してメンブレン上の抗原抗体反応を検出するためには、金属メッシュに対してメンブレンが十分に密着する必要がある。そこで本研究では、この金属メッシュをホルダに固定し、ホルダ側面から吸引ポンプを使用して減圧し、金属メッシュとメンブレンを密着させる方法を採用した。

分光測定には遠赤外領域に特化したフーリエ変換型赤外分光光度計（日本分光株式会社製：FARIS-1S）を用いた。本分光器の基本構成は中赤外光領域などで用いられる一般的な FT-IR と同じである。マイケルソン型の干渉計で干渉波が生成され、その強度（インターフェログラム）をフーリエ変換することでスペクトル強度に変換されるシングルビームタイプの分光器である。本研究で用いた分光器は、低波数側の光量が豊富な高圧水銀ランプを光源に用いている点と干渉計内部のビームスプリットに THz 波帯で透過率の高い、シリコンが使われている点に特徴がある。高圧水銀ランプはその高い発熱量から発せられる黒体輻射が THz 波帯で利用できる数少ない光源であり、シリコンは、遠赤外線用分光器のビームスプリットに用いられているマイラーよりも屈折率が高いことから干渉効率を強めることが可能で、フォノンの吸収が見られる 620 cm^{-1} 以下であれば、THz 波帯分光器用のビームスプリットとして適している。検出器は焦電

素子型検出器を用い、室温で測定可能な周波数領域は、0.6~12 THzである。本装置は簡便な測定を実現するために試料設置部の光路長7 mmを大気に開放しており、それ以外の光路は全て100 Pa以下に真空引きされた金属筐体に収められている。尚、本実験は周波数分解能 4cm^{-1} 、積算回数100回にて透過測定を行った。

3. 実験方法

本実験では、タンパク質反応のモデルとしてストレプトアビジン-ビオチン反応及び牛乳アレルギーの原因物質として知られている α -カゼインに対する抗 α -カゼイン抗体の検出を試みた。

ストレプトアビジン(60 kDa)は、ビオチン(M.W. 250)と強固で不可逆的な結合(解離定数 10^{-13} ~ 10^{-16} M)を形成する¹⁰⁾。ビオチン標識ウシ血清アルブミン(BSA) (13 mol Biotin/mol BSA:コスモ・バイオ株式会社) 5 mg/ml 溶液 200 μ l を直径16 mmのニトロセルロースメンブレン (Trans-Blot Transfer Medium Pure Nitrocellulose Membrane 0.2 μ m:Bio Rad) に塗布し、ビオチン標識 BSA を塗布したニトロセルロースメンブレンを乾いたペーパータオルに載せ 25 $^{\circ}$ C で 2 時間以上乾燥させた後、1 % BSA 溶液 (1 % Albumin bovine serum:SIGMA, 20 mM Tris, 500 mM NaCl, 0.05 % Tween-20, pH 7.5) の入ったビニルバック中で 25 $^{\circ}$ C, 2 時間振とうし、ブロッキング処理を行った。次に、ストレプトアビジン(Streptavidin 60 kDa: Bio-Rad) とウサギ IgG 抗体をブロッキング溶液に加えて 25 $^{\circ}$ C で 2 時間振とうし、反応を行った。ここで、ストレプトアビジンの濃度を 0, 330, 1000 ng/ml, ウサギ IgG 抗体の濃度を 1000 ng/ml となるように調製し加えた。反応後 TTBS 緩衝液 (20 mM Tris, 500 mM NaCl, 0.05 % Tween-20, pH 7.5) で 10 分間 \times 3 回、蒸留水で 10 分間 \times 3 回ビニルバック中で振とうして洗浄を行い、乾いたろ紙にはさみ 30 $^{\circ}$ C で 1 時間乾燥させた。

抗 α -カゼイン抗体(IgG Anti-Alpha Casein Dry Freeze Powder in 0.01 M Phosphate Buffer Saline pH 7.4:Abkern Iberia S.L.)を直径16 mmのニトロセルロースメンブレン (Trans-Blot Transfer Medium Pure Nitrocellulose Membrane 0.2 μ m) 上に塗布し、25 $^{\circ}$ C で 2 時間乾燥させた後 1 % BSA (Albumin bovine serum, powder: SIGMA) 水溶液 (1 % BSA 20 mM Tris, 500 mM NaCl, pH 7.5) を含むブロッキング溶液中に α -カゼイン (α -Casein from bovine milk α -casein minimum 70 %:SIGMA) を加え、更に 25 $^{\circ}$ C で 2 時間振とうし、その後 TTBS 緩衝液 (20 mM Tris, 500 mM NaCl, 0.05 % Tween-20, pH 7.5) で 10 分間 \times 3 回、蒸留水で 10 分間 \times 3 回ビニルバック中で振とうして洗浄を行い、乾いたろ紙にはさみ 30 $^{\circ}$ C で 1 時間乾燥させた。また、比較のため、抗 α -カゼイン抗体を反応させずに同様の処理を行ったメンブレンサンプルを用意した。これらの各サンプルを、それぞれ金属メッシュ上で吸引ポンプにより密着させ、分光器にて透過測定を行った。

4. 結果

図 3(a)に、金属メッシュセンサを利用した場合の、タンパク質を塗布したニトロセルロースメンブレンの透過スペクトルを示す。本研究の測定法は単位面積あたりのサンプル量に依存するため、図中のストレプトアビジン量及びウサギ IgG 抗体量は、加えたストレプトアビジン及びウサギ IgG 抗体が全てメンブレン上に固定されたビオチンと結合したときの量を単位面積あたりで表記している。透過スペクトルは金属メッシュ単体の場合と同

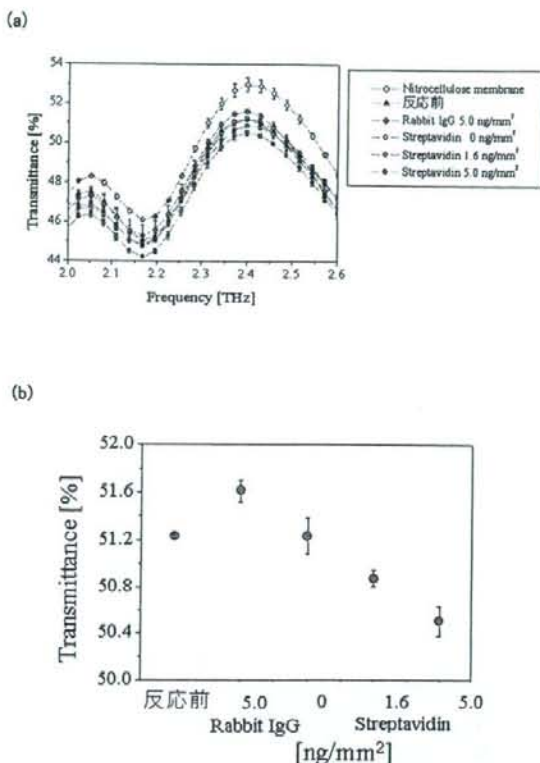


図 3 ストレプトアビジン-ビオチン反応による変化 (a)透過スペクトルの変化 (b)透過率の変化

Fig. 3 Change by streptavidin-biotin interaction (a) Change of the transmission spectra (b) Change of the transmittance

様に山型を示し、ニトロセルロースメンブレンのみの場合と比較してビオチン標識 BSA の塗布および 1 % BSA 溶液によるブロッキング処理により固定されたタンパク質等の吸収によって透過率が全体的に低下する様子が観測された。透過スペクトルのサンプル依存性を詳細に調べるために、図 3(b)に、図 3(a)の透過スペクトルについて多項式による近似曲線から透過率のピークを求め、透過率のサンプル依存性を示す。ここで、反応前とは、ビオチン標識 BSA を塗布し、ブロッキング処理のみを行った試料のことである。反応前と比較して、ビオチンとは反応しないウサギの IgG 抗体 5.0 ng/mm²およびストレプトアビジン 0 ng/mm²では透過率低下は見られないが、ストレプトアビジン 1.6, 5.0 ng/mm²についてはストレプトアビジン量が増加するにつれて透過率の単調な減少が観測された。また、これまでの実験において、反応するビオチン量を低下させると、本実験と同程度のストレプトアビジンを反応させても透過率の低下が観察されないことから、本実験におけるストレプトアビジンにおける透過率の低下は反応の結果であると考えられる。この検出感度は我々が目指す食品アレルギーの検出に應用できる感度であり、本研究のセンシング法は標識を用いずとも高感度の検出が可能であることが示された。図 4 に、図 3(b)と同様に抗 α -カゼイン抗体と α -カゼインによる抗原抗体反応における透過率変化を示す。ここで、反応

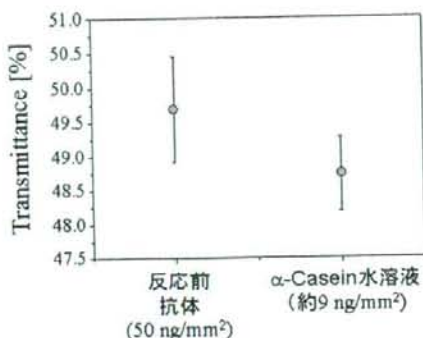


図4 抗原抗体反応による透過率変化

Fig. 4 Change of the transmittance by a-casein - anti a-casein antibody interaction

前とは抗 α -カゼイン抗体を塗布し、ブロッッキング処理を行った試料のことである。ニトロセルロースメンブレンに塗布した抗 α -カゼイン抗体量は 50 ng/mm^2 、反応した α -カゼイン量は抗体量から見積もって約 9 ng/mm^2 である。反応前と比較して、 α -カゼインとの反応後に透過率の低下が観察された。ストレプトアビジン-ビオチン反応と同様に、抗原抗体反応においても ng/mm^2 オーダーのタンパク質量の検出の可能性が示された。

5. まとめ

本研究では金属メッシュとニトロセルロースメンブレンを組み合わせた新しいラベルフリーセンシング法について提案した。本研究のセンシング法は、THz 波帯には生体高分子の高次構造に起因する吸収が存在し、ラベルフリー検出が可能であるという報告を元に、更にセンサとして金属メッシュとメンブレンを用いることで、メンブレン上のストレプトアビジン-ビオチン反応においては $1.6 \sim 5.0 \text{ ng/mm}^2$ のストレプトアビジンの検出に成功し、抗原抗体反応においては約 9 ng/mm^2 の α -カゼインの高感度検出の可能性も示された。このことはメンブレン上で行われるその他の様々な反応についても応用可能な汎用性の高さを示している。またメンブレンは赤外領域などでは不透明と見なされることから、本研究の透過測定によるセンシング法は THz 波帯の利用において初めて実現可能であるといえる。さらに THz 波は波長が $3 \text{ mm} \sim 30 \mu\text{m}$ であることから、波長相当の開口幅をもつ金属メッシュの作製が比較的容易であることから、金属メッシュの改良による更なる高感度化が望めるという利点がある。今後は、各反応における解離定数などの反応性の違いやメンブレンとの結合性について検討することで、高感度化をはかるとともに、実際に食品中のアレルゲンについて検出を行う予定である。

謝辞

本研究の一部は、厚生労働省科学研究費補助金医療技術推進研究事業及び平成 20 年度科学研究費補助金萌芽の先端医療技術推進研究事業の支援により遂行されました。

参考文献

- (1) 文部科学省 アレルギー疾患に関する調査研究委員会：アレルギー疾患に関する調査研究報告書 (2006)。
- (2) 海老澤元宏：最新食物アレルギー (2001)。
- (3) 厚生労働省：平成 10・11 年度厚生省食物アレルギー検討委員会調査結果
- (4) M. Nagle, P. Haring Bolivar, M. Brucherseifer, and H. Kruz: "Integrated THz technology for label-free genetic diagnostics", *Appl. Phys. Lett.* vol.80, pp.154-156(2002)。
- (5) S. P. Mickan, A. Menikh, H. Lie, C. A. Mannella, R. MacColl, D. Abbot, A. Munch, and X-C Zhang: "Label-free bioaffinity detection using terahertz technology", *Phys. Med. Biol.* vol.47 pp.3789-3795 (2002)。
- (6) R. Ulrich: "Far infrared properties of metallic mesh and its complementary structure", *Infrared Phys.* vol.7 pp.37-55(1967)。
- (7) K. Sakai, T. Fukui, Y. Tsunawaki, and H. Yoshigawa: "Metallic mesh bandpass filters and Fabry-Perot interferometer for the far infrared", *Jpn. J. Appl. Phys.* vol.8 pp.1046-1055 (1969)。
- (8) F. Miyamaru, T. Kondo, T. Nagashima, and M. Hangyo: "Large polarization change in two-dimensional metallic photonic crystals in subterahertz region", *Appl. Phys. Lett.* vol.82 pp.2568-2570 (2003)。
- (9) F. Miyamaru, and M. Hangyo: "Finite size effect of transmission property for metal hole arrays in subterahertz region", *Appl. Phys. Lett.* vol.84 pp.2742-2744 (2004)。
- (10) H. Cao and A. Nahata: "Resonantly enhanced transmission of terahertz radiation through a periodic array of subwavelength apertures", *Opt. Express* vol.12 pp.1004-1010 (2004)。
- (11) F. Miyamaru, S. Hayashi, C. Otani, K. Kawase, Y. Ogawa, H. Yoshida, and E. Kato: "Terahertz surface wave resonant sensor with a metal hole array", *Opt. Lett.* vol.31 pp.1118-1120 (2006)。
- (12) H. Yoshida, Y. Ogawa, Y. Kawai, S. Hayashi, A. Hayashi, C. Otani, E. Kato, F. Miyamaru, and K. Kawase: "Terahertz sensing method for protein detection using a thin metallic mesh", *Appl. Phys. Lett.* vol.91 pp.253901-1-3 (2007)。
- (13) R. Ulrich, K. F. Renk and L. Genzel: "Tunable submillimeter interferometers of the Fabry-Perot type", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* vol.11 pp.363-371 (1963)。
- (14) T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio and P. A. Wolff, "Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole array", *Nature*, vol. 391, pp 667-669(1998)
- (15) 加藤英志, 吉田永, 林伸一郎, 小川雄一, 水津光司, 川瀬晃道, "金属メッシュを利用したテラヘルツ帯センシングの基礎検討", *電気学会論文誌 C*, vol. 127, pp2088-2092(2007)
- (16) J. Wong, A. Chilkoti, and V. T. Moy: "Direct force measurements of the streptavidin-biotin interaction", *Biomole. Eng.* vol.16 pp.45-55 (1999)。

マイクロチップレーザー励起によるポータブル波長可変テラヘルツ光源

林 伸一郎^{1,2}, 渋谷 孝幸^{1,3}, 酒井 博⁴, 安井 孝成⁵, 平等 拓範⁶, 小川 雄一², 大谷 知行¹, 川瀬 晃道^{1,2,3}¹理化学研究所 (〒980-0845 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉519-1399)²東北大学 (〒981-8555 宮城県仙台市青葉区堤通南宮町1-1)³名古屋大学 (〒464-8603 愛知県名古屋市千種区不老町)⁴浜松ホトニクス (〒434-8601 静岡県浜松市浜北区平口5000)⁵長岡科学技術大学 (〒940-2188 新潟県長岡市上富岡町1603-1)⁶分子科学研究所 (〒444-8585 愛知県岡崎市明大寺町字西郷中38)

Portable and Tunable Terahertz-Wave Parametric Generator Pumped by Microchip Nd:YAG Laser

Shin'ichiro HAYASHI,^{1,2} Takayuki SHIBUYA,^{1,3} Hiroshi SAKAI,⁴ Takanari YASUI,⁵
Takunori TAIRA,⁶ Yuichi OGAWA,² Chiko OTANI,¹ and Kodo KAWASE^{1,2,3}¹RIKEN, 519-1399 Aramaki-cho, Aoba, Sendai, Miyagi 980-0845²Tohoku University, 1-1 Tsutsumidori Amamiyamachi, Aoba, Sendai, Miyagi 981-8555³Nagoya University, Furo-cho, Chikusa, Nagoya, Aichi, 464-8603⁴Hamamatsu Photonics K. K., 5000 Hiraoguchi, Hamakita, Hamamatsu, Shizuoka 434-8601⁵Nagaoka University of Technology, 1603-1 Kamitomiokacho, Nagaoka, Niigata 940-2188⁶Institute for Molecular Science, 38 Nishigo-Naka, Myodaiji, Okazaki, Aichi 444-8585

(Received December 4, 2008)

We have developed a terahertz wave parametric source using MgO:LiNbO₃ pumped by a sub-nanosecond, passively Q-switched, microchip Nd:YAG laser. This pump source allows high intensity pumping without damaging of the nonlinear crystal and generates a narrow linewidth and tunable terahertz wave with injection seeding by an external cavity diode laser for the idler wave. The high intensity pumping causes a gain curve broadening of the terahertz wave parametric generation, especially in the high frequency region. We obtained an output terahertz wave with a tuning range of 0.9–3 THz (100–330 μm), a peak power of 100 mW, and a linewidth of less than 10 GHz. This room temperature operated, palm-sized source promises to be a new widely tunable terahertz wave source that is suited to a variety of applications.

Key Words: Terahertz wave, Far-infrared lasers, Frequency conversion, Parametric amplifiers

1. はじめに

近年、遠赤外線あるいはサブミリ波の領域において新しい発生・検出方式の研究が急速に進展しつつあり、それに伴ってテラヘルツ光という言葉がよく用いられるようになった。テラヘルツ光とは、マイクロ波と赤外光の間に位置する電磁波であり、 10^{12} Hz (1 THz) 付近の周波数を持つことからこう呼ばれている。テラヘルツ光の厳密な定義はまだ存在しないが、およそ波長が1 mm～30 μmの領域、周波数に換算すると0.3 THz～10 THzの領域を指す。

テラヘルツ光は電波のように紙、プラスチック、ビニール、繊維、半導体、セラミクス、脂肪、粉体、氷など様々な物質を透過すると共に、光波のようにレンズや

ミラーで空間を自在に取り回すことができる。また、電波に比べて波長が短いので、多くのイメージング用途にとって必要十分な波長程度の空間分解能を有している。さらに近年、ビタミンや糖、医薬品、農薬、禁止薬物、爆薬など様々な試薬類に固有の吸収スペクトル(指紋スペクトル)が3 THz以下の低周波数領域で見出され、その分光応用可能性が広がつつある。また、これまでこの領域の光源・検出器が未発達のために解明されていない物理現象・生命現象・物質構造の解明、および宇宙、大気や生体、プラズマなどの計測・診断、さらにはテラヘルツ光による非線形現象など幅広い基礎的研究分野の発展につながる可能性も大きいばかりでなく、この周波数帯の電磁波の特徴を生かしたイメージング、非破壊計測、爆薬・禁止薬物検出、バイオテクノロジーや医学へ

の応用、および様々な産業応用への可能性など、テラヘルツ光研究は今後ますます重要になることが予想される¹⁾。

しかしながら、この領域は、光波と電波のそれぞれの領域が重要な応用技術とともに発展・成熟してきたのとは対照的に、発生および検出技術面および応用面共に開拓が遅れているが、近年、レーザー光の波長変換を用いて比較的簡便にテラヘルツ光発生が実現できるようになってきた。最も一般的なテラヘルツ光の発生・検出方法は、電気光学結晶や光伝導性アンテナ、半導体、超伝導体等をフェムト秒レーザーで励起して広帯域なテラヘルツ光パルスを発生・検出するテラヘルツ時間領域分光法(THz Time Domain Spectroscopy)²⁻⁵⁾である。このTHz-TDSは、従来の熱型光源を用いた遠赤外フーリエ変換分光光度計に比べて非常に感度が高く、物質のテラヘルツ分光やイメージング等に応用され成果を上げている。

一方で、物質の特定量子状態への励起、超高分解能の分光、超高速光エレクトロニクス等への応用にはスペクトル線幅の狭い周波数可変テラヘルツ光源が必要である。現在、周波数1 THz程度以下の領域では、比較的コンパクトで発振スペクトル幅の狭い周波数可変な光源である後進波管(Backward Wave Oscillator)が利用できるが、寿命が数百時間程度と短く、BWOの出力が急減する1 THz以上の高周波領域での光源開発は遅れている。この領域における広帯域周波数可変テラヘルツ光源には、自由電子レーザー⁶⁾、p-Geレーザー⁷⁾、フォトミクス⁸⁾などがあるが、それぞれシステムが大規模である、極低温を要する、出力が低いなどの課題を抱えている。また、中赤外域で高出力を実現している量子カスケードレーザー⁹⁾も、原理的に波長可変性に乏しく、3 THz以下の領域では、数例の報告例はあるものの現在はレーザー発振が困難である。このため、可搬性にも通じるコンパクトで室温動作可能かつ簡便なテラヘルツ光源が実現すれば、この領域の研究が飛躍的に進展するのは間違いない。

このような背景の下、我々は非線形光学効果(ニオブ酸リチウム(LiNbO₃)結晶中の誘導ポラリトン散乱現象^{10,11)})を用いたパラメトリック波長変換によるテラヘルツ光源(テラヘルツ光パラメトリック発生器: Terahertz-wave Parametric Generator, およびテラヘルツ光パラメトリック発振器: TP Oscillator, 光注入型テラヘルツ光パラメトリック発生器: injection-seeded TPG)の研究に取り組んでいる¹²⁾。本光源は非線形光学結晶と励起光源だけでテラヘルツ光を発生させるため、小型簡便かつ室温動作可能であり、LiNbO₃結晶のパラメトリック利得の広帯域性から、周波数領域も1 THz以下から3 THz以上と広い。従来、テラヘルツ光パラメトリック光源の小型化を制限していた要因のひとつに、励起光源が挙げられる。テラヘルツ光の波長制御のため、共振器によってアイドラー光を選択するためには、パルス幅の長い励起光が必要であるため、励起光源のサイズが大きくなってしまふ。共振器を用いないパラメトリック発生の場合、パルス幅の制約なくコンパクトな短パルス励起光源を用いることができる。このとき、発生するテラヘルツ光は励起

光源の性質に依存する。高出力化、広帯域化を目指す場合にはトップハット型の強度分布を持つマルチモード励起光源¹³⁾、種光注入による線幅の狭窄化を目指す場合には線幅の狭いシングルモード発振の励起光源を用いればよい。本報告では、ポータブル波長可変光源を目指し、励起光源としてマイクロチップレーザーを用いた光注入型テラヘルツ光パラメトリック光源について述べる。

2. 波長可変テラヘルツ光発生原理

Qスイッチ動作のパルスレーザーから発生したレーザー光のような強電場を持つ電磁波が横光学フォノンモードをもつ非線形光学結晶を通過すると、光子と格子振動が結合してポラリトンと呼ばれる素励起状態を形成する。Fig. 1に、非線形光学結晶としてLiNbO₃を利用した場合のポラリトンの分散曲線を示す。共鳴周波数 ω_0 付近では格子様に振舞うが、共鳴周波数から十分離れた低周波数領域では光子様に振舞う。このため、ポラリトンを経た誘導ラマン散乱(誘導ポラリトン散乱)によって、広帯域なテラヘルツ光発生を行うことができる。誘導ポラリトン散乱は、LiNbO₃やLiTaO₃、GaPなどの極性結晶で観測されることが報告されている¹⁴⁾。特にLiNbO₃は、可視～近赤外領域で広帯域に透明(0.4-5.5 μm)で光損傷に対する耐性が高く(損傷限界>数百MW/cm²)¹⁵⁾、誘導散乱で高い利得が得られ、テラヘルツ光の結晶中のロスが他の材料に比べて小さい¹⁶⁾、などの特性をもつことから高出力、広帯域なテラヘルツ光発生に有利である。

誘導ポラリトン散乱過程では、励起光(周波数 ω_p)とアイドラー光(ω_s)、ポラリトン(テラヘルツ光: ω_T)の間に、エネルギー保存則 $\omega_p = \omega_s + \omega_T$ と運動量保存則(ノンコリニア位相整合条件) $k_p = k_s + k_T$ が成立し、屈折率の波長分散特性のために励起光の光軸からの散乱角に応じてアイドラー光およびテラヘルツ光の波長が定まる。光強度が ~ 100 MW/cm²程度以上のナノ秒パルスレーザーを用いてシングルパスでLiNbO₃結晶(A,対称モードの最低準位: $\omega_{T0} = 250$ cm⁻¹ = 7.5 THz)を励起すると、帯域が1 THzを超えるアイドラー光およびテラヘルツ光の発生が観測される。本稿では、このシングルパス励起の広帯域なテラヘルツ光の発生をテラヘルツ光パラメトリック発生と呼ぶ。

テラヘルツ光パラメトリック発生の利得幅は、パラメトリック利得と非線形光学結晶によるテラヘルツ光の吸収によって決まり、共鳴周波数から十分離れた低周波領域において、平面波近似の下でノンコリニア位相整合条件($k_p = k_s + k_T$)を考慮して求めると、パラメトリック利得 g_T は、

$$g_T = \frac{\alpha_T}{2} \left\{ \sqrt{1 + 16 \cos^2 \phi \left(\frac{g_s}{\alpha_T} \right)^2} - 1 \right\} \quad (1)$$

と表される。ここで、 ϕ は励起光とテラヘルツ光の間の位相整合角、 g_s は低ロス限界でのパラメトリック利得、

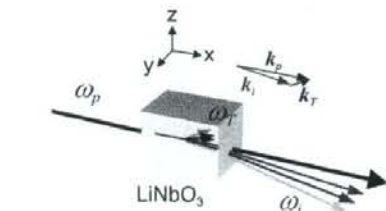
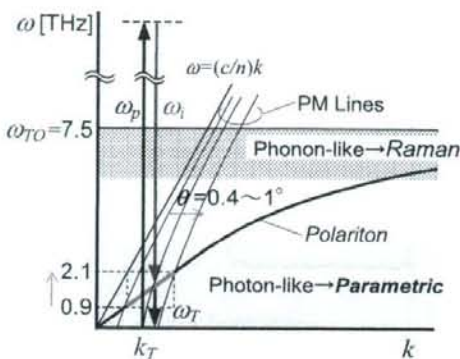


Fig. 1 The dispersion relation of the polariton and the noncollinear phase matching condition in LiNbO₃.

α_T はテラヘルツ光の吸収係数を表し、

$$g_0 = \sqrt{\frac{\pi\omega_p\omega_l I_p}{2c^3 n_r n_e n_o}} \chi_r \propto \sqrt{\omega_p \omega_l I_p} \quad (2)$$

$$\chi_r = d_r + \frac{S_0 \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2} d_0 \quad (3)$$

$$\alpha_T = \frac{2\omega}{c} \left| \text{Im} \left(\sqrt{\epsilon_r} \right) \right| \quad (4)$$

である^{10,17)}。ただし、 I_p は励起光強度、 c は真空中の光速、 n_r, n_e, n_o はそれぞれ、テラヘルツ光、アイトラー光、励起光の屈折率、 S_0 は振動子強度、 ω_0 はA₁モードの共鳴周波数、 d_r, d_0 はそれぞれ電子分極、イオン分極に起因した2次と3次の非線形光学過程、 ϵ_r は誘電率を表す。

東北大の四方らは、一致熔融組成LiNbO₃結晶をX(ZZ)Y配置で測定したラマンスペクトルの解析により、A₁モードの固有周波数および線幅(減衰定数)を決定し、周波数依存性を示した¹⁷⁾。Fig. 2に、これらの結果を用いてパラメトリック利得(1)式を計算した結果を示す。非線形結晶を高強度で励起した場合、3 THz以上の領域に及ぶ周波数領域にわたって数cm⁻¹以上の高い利得を有することがわかる。上記の低周波モードは、吸収係数 α_T に付加的なピークとして寄与するため、パラメトリック利得にディップ(2.7 THz付近)となって現れる。

3. 実験装置

Fig. 3に、実験装置の概略図を示す。実験装置は、励起光源(マイクロチップNd:YAGレーザー)、波長板、レンズ、ミラー、非線形光学結晶(MgO:LiNbO₃)、注入光

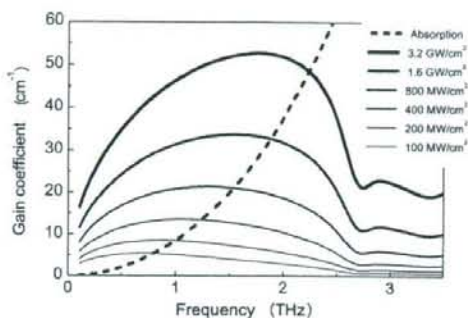


Fig. 2 Calculated gain coefficient for terahertz wave generation using MgO:LiNbO₃ crystal pumped at 1064 nm.

源(外部共振器型半導体レーザー)、アイソレーター、テラヘルツ光用レンズ、テラヘルツ光検出器(4 Kシリコンボロメーター、SBD)によって構成される。発生したテラヘルツ光を検出するための光学系を除くと、テラヘルツ光パラメトリック発生に必要な部分は、励起光源に小型の単一縦モードLD励起受動Qスイッチ動作マイクロチップNd:YAGレーザー^{18,19)}を使用したことで、15×25 cm²程度と非常に小型である。このレーザーは、発振線幅0.009 nm以下、出力1.3 MW(0.7 mJ/pulse、パルス幅0.5 ns)、繰り返し100 Hzである。また、過飽和吸収体(Cr²⁺:YAG)による受動Qスイッチ動作のため電気ノイズが少なく、出力揺らぎも±2%と小さい。

両端面に励起光(1.064 nm)に対する無反射膜を施した2本のMgO:LiNbO₃結晶(各4×5×65 mm³)を間隔100 μm以下になるように縦列配置し、レンズによって並行光となった励起光(φ0.3 mm)を入射した。励起光は結晶中を、ノンコリニア位相整合条件を満たす方向にアイトラー光およびテラヘルツ光を発生させながら通過する。このとき、注入光(連続波、出力:100 mW、波長:1,065.1,1080 nm)を、1本目の結晶入り口において、ノンコリニア位相整合条件を満たすように波長と入射角度を選択し、注入する。

MgO:LiNbO₃結晶は数THz帯に大きな吸収係数(10~100 cm⁻¹@1~3 THz)を持つため、効率よくテラヘルツ光を取り出すためには、励起光を結晶の取り出し面近くを励起しなければならない。本研究では、出力テラヘルツ光が最大になるように調整した。発生したテラヘルツ光は、2つ目の結晶のy面に圧着したシリコン製プリズムア

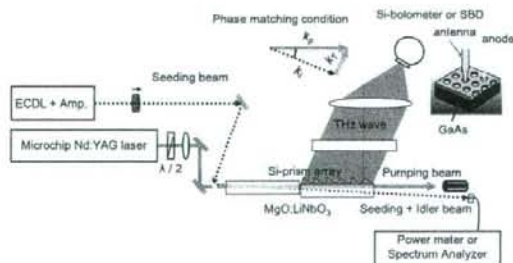


Fig. 3 Experimental setup.

レイによって結晶外に取り出され、レンズ系で集光後、4 Kシリコンポロメーターによって検出される。検出器が飽和する場合は薄膜減衰器を使用した。なお、テラヘルツ光の時間波形を取得する場合は、4 Kシリコンポロメーターの代わりにショットキーバリアダイオード(SBD)を使用した。アイドラー光の強度、スペクトルはそれぞれ、パワーメーター、光スペクトラムアナライザーによって検出した。

4. 結果と考察

Fig. 4に、アイドラー光出力の、励起光強度依存性を示す。光注入を行わない場合、励起光強度が上昇し、400 $\mu\text{J}/\text{pulse}$ (尖頭値1.4 GW/cm^2) 付近に達するとアイドラー光が観測され始める。その後、励起光エネルギーの増加に伴ってアイドラー光出力は単調に増加し、最高出力は、励起光強度が750 $\mu\text{J}/\text{pulse}$ (2.9 GW/cm^2) のとき、アイドラー光は110 $\mu\text{J}/\text{pulse}$ であった。従来の励起光源である単一縦モード動作のフラッシュランプ励起QスイッチNd:YAGレーザー(パルス幅15 ns)を利用した場合と比較すると、アイドラー光の発生しきい値が41 mJ/pulse ¹²⁾から400 $\mu\text{J}/\text{pulse}$ 以下と約1/100に、非線形光学結晶の損傷しきい値は450 MW/cm^2 ¹²⁾から2.9 GW/cm^2 以上と約6倍に改善された。これらはいずれも、励起光のパルス幅が短くエネルギーが小さいため、熱的な損傷を抑えられたことにより実現されたと考えられる。また、飽和や損傷の傾向は見られないことから、さらに高強度励起することによってアイドラー光の出力向上が見込まれる。

Fig. 5に、励起光エネルギーが750 $\mu\text{J}/\text{pulse}$ のときのアイドラー光スペクトルを示す。アイドラー光は1,069.1~1,074.9 nmの領域で観測された。これは、テラヘルツ光周波数1.45~2.97 THzに相当する。励起光の尖頭値が高いため、従来型と比較して、アイドラー光強度の最大値が1,070 nm付近(1.5 THz相当)¹²⁾から1,072 nm付近(2.1 THz相当)へと長波長側に移動している。

Fig. 6に、出力テラヘルツ光時間波形を示す。注入光を行う場合と行わない場合を重ねて示してある。励起光エネルギーはいずれの場合も550 $\mu\text{J}/\text{pulse}$ である。注入

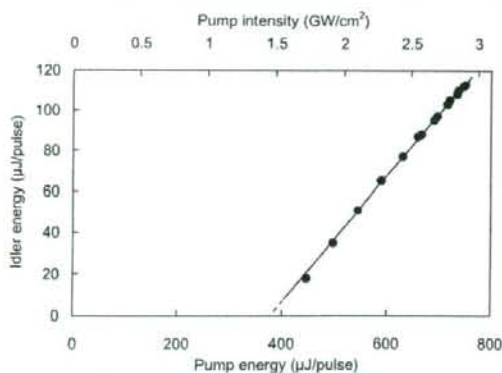


Fig. 4 Pumping energy dependence of Idler wave.

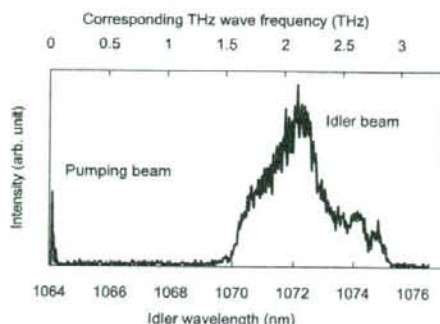


Fig. 5 Idler wave spectrum.

光がない場合(下方、出力約1 mW(尖頭値)、周波数1.5~2.7 THzの広帯域なテラヘルツ光が観測された。光注入(200 mW)を行った場合、出力約20 mW(尖頭値)、周波数1.6 THzのテラヘルツ光が観測された。これは、光注入を行わない場合と比較して20倍程度の出力増強である。

Fig. 7に、光注入を行った場合の、メタルメッシュエタロンによる出力テラヘルツ光の波長および発生線幅計測の結果を示す。メタルメッシュエタロンの透過テラヘルツ光強度変化より、波長約140 μm (周波数約2.14 THz)、発生線幅10 GHz以下と見積もることができる。これは、光注入がない場合と比較して、100倍以上の発生テラヘルツ光線幅の狭窄化(1 THz以上 \rightarrow 10 GHz以下)である。

Fig. 8に、テラヘルツ光出力の周波数依存性を示す。注入光の波長と励起光とのなす角を、ノンコリニア位相整合条件を満たすように変化させることによって、0.9~3 THzの範囲でテラヘルツ光の波長が変化する様子を観測した。最大のテラヘルツ光出力は、励起光エネルギーが550 $\mu\text{J}/\text{pulse}$ 、注入光が100 mWのとき、約100 mW(尖頭値)、1.85 THz付近であった。これは、アイドラー光スペクトルと同様に、過去の報告(1.4 THz付近¹²⁾)と比較して高周波側に移動しており、これは主に、Fig. 2に示した、高強度励起による利得曲線の広帯域化およびピーク周波数の移動を反映していると考えられる。1,073 nm付近に見られるテラヘルツ光出力の落ち込みは、損傷しきい値向上のためにドーピングしたMgOに起因している。MgOはLiNbO₃の結晶に格子欠陥として作

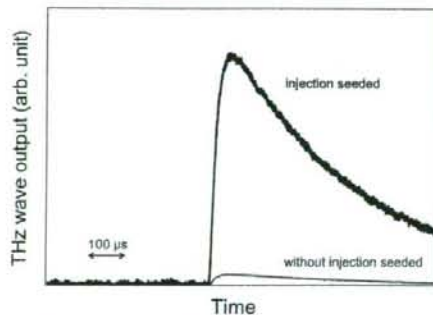


Fig. 6 Time dependent signal of terahertz-wave.

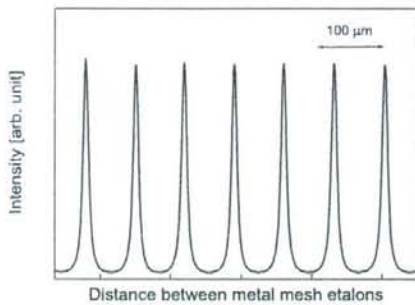


Fig. 7 An example of wavelength and linewidth measurement by scanning Fabry-Perot etalon consisting of two metal mesh plate.

用するため、利得曲線に特定周波数における利得の落ち込みが現れる¹⁷⁾。これは、結晶の損傷しきい値の制約により、計算により予想されていたが観測できなかったスペクトル形である。

Fig. 9に、検出器としてSBDを用いた場合のテラヘルツ光出力の時間波形を示す。受動Qスイッチ動作の励起光源を用いたため、従来の励起光源使用時に比べてQスイッチによる電気雑音の少ない、S/N比の良い信号を観測した。

5. まとめ

小型短パルス、単一縦モード発振、受動Qスイッチ動作のマイクロチップNd:YAGレーザーを励起光源として用いて光源全体の小型化を図ると共に、熱損傷閾値を緩和し、高強度励起による広帯域波長可変、高尖頭値テラヘルツ光源を実現した。15×25 cm²程度の小型テラヘルツ光パラメトリック光源から、波長可変範囲0.9~3.0 THz、発振線幅10 GHz以下、最高出力100 mW(尖頭値)のテラヘルツ光を発生・観測した。この小型励起光源、非線形光学結晶をベースとするコンパクトなテラヘルツ波光源は、常温動作で操作も簡便であり、テラヘルツ領域における応用研究において有力なツールとなることが期待される。

謝 辞

本研究を進めるにあたりご協力いただいた、理研の南出泰垂サブチームリーダー、伊藤弘昌チームリーダー、平山秀樹チームリーダー、緑川克美主任研究員、庄子長一氏、東北大学の四方潤一准教授、田久長一氏に深く感謝いたします。また、本研究の一部は、第24回(平成20年度)(財)村田学術振興財団研究助成によって行われました。感謝いたします。

参考文献

1) 斗内 政吉: テラヘルツ技術(オーム社, (2006)).

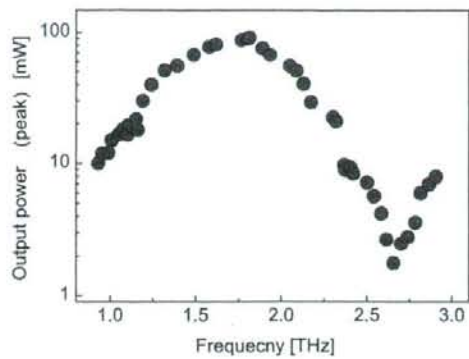


Fig. 8 Tunability of an is-TPG.

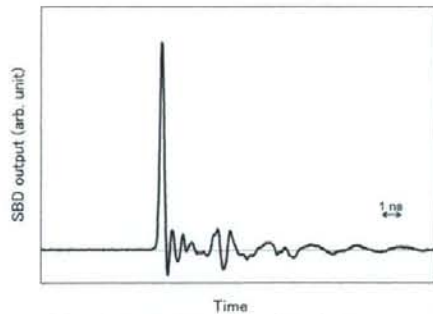


Fig. 9 Temporal waveform of terahertz wave.

- 2) P. R. Smith, D. H. Auston, and M. C. Nuss: IEEE J. Quantum Electron. **24** (1998) 255.
- 3) P. Y. Han and X.-C. Zhang: Appl. Phys. Lett. **73** (1998) 3049.
- 4) D. M. Mittleman, R. H. Jacobsen, and M. C. Nuss: IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **2** (1996) 679.
- 5) R. A. Chevillet, R. W. McGowan, and D. Grischkowsky: Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 269.
- 6) J. Allen: Free Electron Lasers and Other Advanced Sources of Light (National Academy Press, Washington, DC, (1994)) 24.
- 7) S. Komiyama: Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 271.
- 8) E. B. Brown, K. A. McIntosh, K. B. Nichols, and C. L. Dennis: Appl. Phys. Lett. **66** (1995) 285.
- 9) J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho: Science **264** (1994) 553.
- 10) S. S. Sussman: Microwave Lab. Report No. 1851 (Stanford University (1970)).
- 11) M. A. Priestrup, R. N. Fleming, and R. H. Pantell: Appl. Phys. Lett. **26** (1975) 418.
- 12) K. Kawase, J. Shikata, and H. Ito: J. of Phys. D: Appl. Phys. **35** (2002) R1.
- 13) S. Hayashi, H. Minamide, T. Ikari, Y. Ogawa, J. Shiata, H. Ito, C. Otani, and K. Kawase: Appl. Opt. **46** (2007) 117.
- 14) Y. R. Shen: *The Principle of Nonlinear Optics* (John Wiley and Sons, New York, (1984)).
- 15) V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, D. N. Nikogosyan eds.: *Handbook of Nonlinear Optical Crystals* (Springer-Verlag, Berlin, (1997)).
- 16) E. D. Palik ed.: *Handbook of Optical Constants of Solids* (Academic Press, San Diego, (1985)).
- 17) J. Shikata, K. Kawase, K. Karino, T. Taniuchi, and H. Ito: IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **48** (2000) 653.
- 18) N. Pavel, J. Saikawa, S. Kurimura, and T. Taira: Jpn. J. Appl. Phys. **40** (2001) 1253.
- 19) H. Sakai, H. Kan, and T. Taira: Opt. Express **16** (2008) 19891.

Tunable Terahertz-wave Parametric Generation pumped by Microchip Nd:YAG laser

S. Hayashi^{1,2}, T. Shibuya^{1,3}, H. Sakai⁴, H. Kan⁴, T. Taira⁵, Y. Ogawa², C. Otani¹, and K. Kawase^{1,2,3}

¹RIKEN SENDAI, 519-1399 Aramaki-cho, Aoba, Sendai, 980-0845 JAPAN

²Tohoku Univ., 1-1 Tsutsumidori Amamiyamachi, Aoba, Sendai, 981-8555 JAPAN

³Nagoya Univ. Furo-cho, Chikusa, Nagoya, 464-8603 JAPAN

⁴Hamamatsu Photonics K. K., 5000 Hiraguti, Hamamatsu, 434-8601 JAPAN

⁵Institute for Molecular Science, 38 Nishigo-Naka, Myodaiji, Okazaki, 444-8585 JAPAN

Abstract: We have developed THz-wave parametric generator pumped by microchip Nd:YAG laser. This generated tunable, narrow-linewidth THz-wave with injection seeding by external cavity diode laser (ECDL) for the idler-wave. We observed THz-wave tunable range from 1.6 to 3.0 THz, linewidth of less than 10 GHz.

©2008 Optical Society of America

OCIS codes: (140.3070) Infrared and far-infrared lasers; (190.2620) Frequency conversion; (190.4360) Nonlinear optics, devices; (190.4410) Nonlinear optics, parametric processes; (190.4970) Parametric oscillators and amplifiers

I. INTRODUCTION

In recent years, the technologies available in the terahertz (THz) frequency range, connecting the microwaves and the infrared, have made great progress with the development of new methods for generating and detecting the THz radiation. Especially, recent researches using THz-waves, transparency imaging and fingerprint spectra have had an important contribution in the bioengineering or security fields. One of the most prominent applications of the THz technologies is in the spectroscopy for characterizing various materials, such as medicine¹, saccharides², and so on. The achievements of the THz spectroscopy made the application range widen even further, allowing, for example, the nondestructive inspection of mail envelopes for illegal drugs³ and the quality evaluation of agricultural products⁴. With the existence of numerous characteristic vibration modes of macro-molecules such as proteins⁵ or the DNA⁶ confirmed in the THz region, the sensing of proteins⁷, the label-free probing of the DNA⁸, and the label-free bioaffinity detection⁹ have attracted great attention. In this paper, we developed our tunable injection seeded THz-wave parametric generator^{10,11} pumped by microchip Nd:YAG laser for spectroscopic study. This source generates tunable and narrow linewidth THz-wave by injection seeded for the idler beam by ECDL.

II. PRINCIPLE OF THE THZ-WAVE PARAMETRIC GENERATION

When a strong laser beam propagates through a nonlinear crystal, photon and phonon transverse wave fields are coupled, behave as new mixed photon-phonon states, called polaritons. The generation of the THz wave results from the efficient parametric scattering of laser light via a polariton, that is, stimulated polariton scattering. The scattering process involves both second- and third-order nonlinear processes. Thus, strong interaction occurs among the pump beam, the idler wave, and the polariton (THz) wave. The principle of tunable THz wave generation is as follows. The polaritons exhibit phonon-like behavior in the resonant frequency region (near the TO-phonon frequency ω_{TO}). However, they behave like photons in the non resonant low-frequency region as shown in Fig. 1, where a signal photon at THz frequency (ω_T) and a near-infrared idler photon (ω_i) are created parametrically from a near-infrared pump photon (ω_p), according to the energy conservation law $\omega_p = \omega_T + \omega_i$ (p : pump beam, T : THz wave, i : idler wave). In the

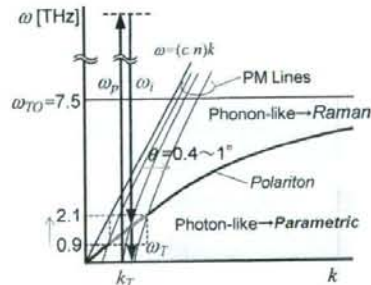


Figure 1: Dispersion relation of the polariton.

stimulated scattering process, the momentum conservation law $k_p = k_i + k_T$ (noncollinear phase-matching condition, Fig. 2) also holds. This leads to the angle-dispersive characteristics of the idler and THz waves. Thus, broadband THz waves are generated depending on the phase-matching angle. Generation of a coherent THz wave can be achieved by applying an optical resonator (in the case of the TPO) or injecting a "seed" for the idler wave (in the case of the is-TPG). Continuous and wide tunability is accomplished simply by changing the angle between the incident pump beam and the resonator axis or the seed beam.

The bandwidth of the TPG is decided by the parametric gain and absorption coefficients in the THz region. Figure 3 shows the calculated gain and the absorption coefficient at several pump intensities. The gain curve has a broad bandwidth of around 3 THz, with a dip appearing at around 2.6 THz. This is because the low frequency modes of doped MgO:LiNbO₃ work as a crystal lattice defects for LiNbO₃.

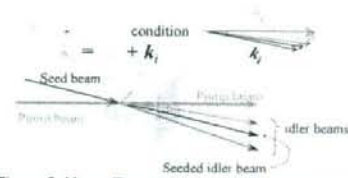


Figure 2: Noncollinear phase matching condition.

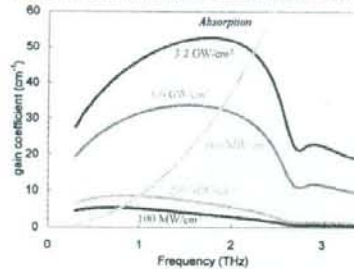


Figure 3: The calculated gain coefficient.

III. EXPERIMENTAL SETUP

The experimental setup, shown in Fig. 4, consists of a pump source (Microchip Nd:YAG laser), seeding source (ECDL) and nonlinear crystal. This pump source is a diode end-pumped single-mode microchip Nd³⁺:YAG laser passively Q-sw. by Cr⁴⁺:YAG saturable absorber. This microchip configuration enables the low order axial and transverse mode laser oscillation, which linewidth is below 0.009 nm. The laser delivers 1.1 MW peak power pulses (530 μ J/pulse) with 430 ps pulse width at 100 Hz repetition rate with a M^2 factor of 1.09. This laser is free from the electric noise compared with active Q-sw. lasers. Additionally, this kind fixed passively Q-switching allows us the stabilized peak power, less than $\pm 2\%$ power jitter¹². The pump beam diameter on the first crystal is 0.3 mm of the second crystal acts as an efficient output coupler for the THz-waves to avoid the total internal reflection of the THz-waves on the crystal output side. For an efficient THz-wave emission, the pumped region within the second crystal must be as close as possible to the Si-prism array, because of the large absorption coefficient of the MgO:LiNbO₃ crystal in the 1 ~ 3 THz range (10 ~ 100 cm⁻¹). The distance between the y surface and the beam center was precisely adjusted to obtain a maximum THz-wave output, and it was approximately equal to the pump beam radius. The THz-wave output extracted through the Si-prism array was measured using a 4.2 K Si-bolometer, while the idler-wave energy was measured using a pyroelectric detector.

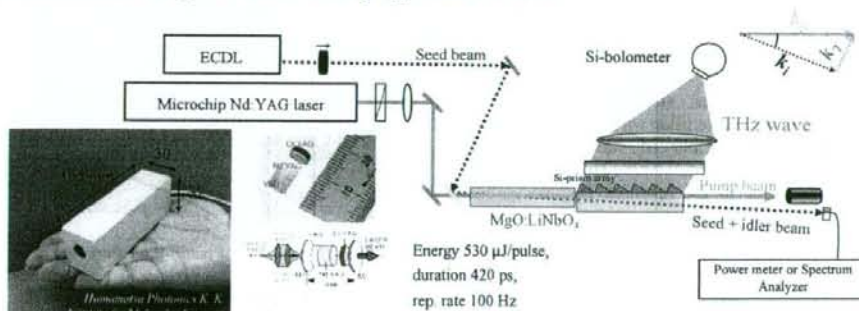


Figure 4: Experimental setup and picture of Microchip Nd:YAG laser.

IV. EXPERIMENTAL RESULTS

Figure 5(a) shows tunability of our THz-wave source by a scanning Fabry-Perot etalon consisting of two Ni metal mesh plates with $65\ \mu\text{m}$ grid. The displacement of one of the metal mesh plates corresponds directly to half of the wavelength. When the pump energy was $530\ \mu\text{J}/\text{pulse}$ (power of $1.1\ \text{MW}$ (peak), intensity of $2.0\ \text{GW}/\text{cm}^2$) and seeding power of $100\ \text{mW}$, we observed the THz-wave wavelength from $113 - 144\ \mu\text{m}$ (frequency of $2.04 - 2.65\ \text{THz}$) by changing wavelength of the idler wave and the angle between the pump beam and the idler wave satisfying phase matching condition. Figure 5(b) shows an example of wavelength and linewidth measurement. We observed narrow linewidth THz-wave with wavelength of $147\ \mu\text{m}$ and power of about $20\ \text{mW}$ at the peak by the 4K Si-bolometer. The free spectral range (FSR) of the etalon was about $100\ \text{GHz}$, and the linewidth was measured to be less than $10\ \text{GHz}$.

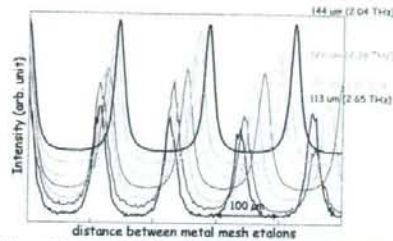


Figure 5(a): Tunability by scanning Fabry-Perot etalon.

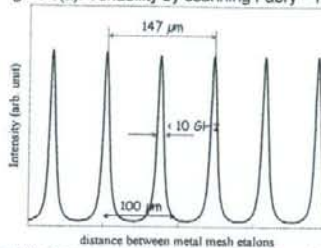


Figure 5(b): An example of wavelength and linewidth measurement.

V. CONCLUSION

We demonstrated compact and tunable THz-wave source pumped by microchip Nd:YAG laser. This source generates narrow linewidth ($< 10\ \text{GHz}$) and tunable ($113 - 144\ \mu\text{m}$ (frequency of $2.04 - 2.65\ \text{THz}$)) THz-wave by injection seeding for the idler wave. We expect this source offers good advantages for many spectroscopic applications.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors thank Dr. Minamide, Dr. Ikari, Dr. Shikata, Prof. Ito, Dr. Hirayama, and Dr. Midorikawa for useful discussion, Mr. C. Takyu for his excellent work coating the crystal surface, and Mr. T. Shoji for polishing the crystals superbly. This work was supported in part by a Grant-in-Aid for Young Scientist (No. 17760290) from Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology.

REFERENCES

- [1] Y. Watanabe, K. Kawase, and T. Ikari, *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 800 (2003).
- [2] M. Hineno and H. Yoshinaga, *Spectrochimica Acta*, **30A**, 411 (1974).
- [3] K. Kawase, Y. Ogawa, and Y. Watanabe, *Opt. Exp.*, **11**, 2549 (2003).
- [4] Y. Ogawa, S. Hayashi, N. Kondo, K. Ninomiya, C. Otani and K. Kawase, ASABE (The American Society of Agricultural and Biological Engineers) 2006 Annual International Meeting Technical Papers, Paper Number : 063050 (2006).
- [5] B. Brooks and M. Karplus, *Proc. Natl. Acad. Sci.*, **80**, 6571 (1983).
- [6] L. L. Van Zandt and V. K. Saxena, *Phys. Rev. A*, **39**, 2672 (1989).
- [7] A. Markelz, S. Whitmire, J. Hillebrecht, and R. Brige, *Phys. Med. Biol.* **47**, 3797 (2002).
- [8] M. Brucherseifer, M. Nagel, P. Haring Bolivar, and H. Kurz, *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 4049 (2000).
- [9] S. P. Mickan, A. Menikh, H. Liu, C. A. Mammella, R. MacColl, D. Abbott, J. Munch, and X.-C. Zhang, *Phys. Med. Biol.*, **47**, 3789 (2002).
- [10] S. Hayashi, K. Maki, C. Otani, and K. Kawase, *Proc. SPIE*, **5975**, 219 (2006).
- [11] K. Kawase, J. Shikata, and H. Ito, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **34**, R1 (2001).
- [12] N. Pavel, J. Saikawa, S. Kurimura, and T. Taira, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **40**, pt. 1, no. 3A, 1253 (2001).

Injection-seeded THz wave Parametric Generator using Microchip Nd:YAG Laser

Shin'ichiro Hayashi

RIKEN, 519-1399 Aramaki-cho, Aoba, Sendai, 980-0845 JAPAN
Graduate School of Agricultural Science, Tohoku University, 1-1 Tsutsumidori Amamiyamachi, Aoba, Sendai, 981-8555 JAPAN

shayashi@riken.jp

Abstract: We have realized tunable terahertz wave parametric generator by using microchip Nd:YAG laser and observed output terahertz wave with tuning range of 0.9 – 3 THz, peak power of about 100 mW, and detected by schottky barrier diode.

1. Introduction

In recent years, Terahertz (THz) wave sources have received considerable attention for use in many applications. Especially, recent researches using THz waves, transparency imaging and fingerprint spectra have had an important contribution in the bioengineering or security fields. As you know, the specifications of source are decided by targets. For example, to study the environment or living plants, experiments must be performed outside the laboratory. Then, you need portable sources and detectors. In spectroscopic studies, you need widely tunable sources. Analyzing or detecting gasses requires a narrow linewidth. In this paper, we introduce compact and tunable THz wave parametric source pumped by microchip Nd:YAG laser, seeded for the idler wave by extended cavity diode laser (ECDL) and detected by schottky barrier diode (SBD).

2. Principle of the THz wave Parametric Generation

When a strong laser beam propagates through a nonlinear crystal, photon and phonon transverse wave fields are coupled, behave as new mixed photon-phonon states, called polaritons. The generation of the THz wave results from the efficient parametric scattering of laser light via a polariton, that is, stimulated polariton scattering. The scattering process involves both second- and third-order nonlinear processes. Thus, strong interaction occurs among the pump beam, the idler wave, and the polariton (THz) wave. The principle of tunable THz wave generation is as follows. The polaritons exhibit phonon-like behavior in the resonant frequency region (near the TO-phonon frequency ω_{TO}). However, they behave like photons in the non resonant low frequency region as shown in figure 1, where a signal photon at THz frequency (ω_T) and a near-infrared idler photon (ω_i) are created parametrically from a near-infrared pump photon (ω_p), according to the energy conservation law $\omega_p = \omega_T + \omega_i$ (p : pump beam, T : THz wave, i : idler wave). In the stimulated scattering process, the momentum conservation law $k_p = k_i + k_T$ (noncollinear phase-matching condition, figure 1) also holds. This leads to the angle-dispersive characteristics of the idler and THz waves. Thus, broadband THz waves are generated depending on the phase-matching angle. Generation of a coherent THz wave can be achieved by applying an optical resonator (in the case of the TPO) or injecting a "seed" for the idler wave (in the case of the is-TPG). Continuous and wide tunability is accomplished by changing the wavelength of seed beam and the angle between the incident pump beam and the resonator axis^[1]. The bandwidth of the TPG is decided by the parametric gain and absorption coefficients in the THz region^[2].

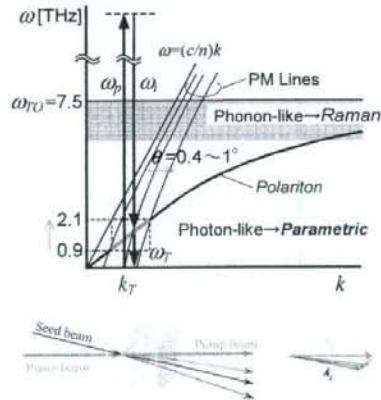


Figure 1: Dispersion relation of the polariton and noncollinear phase matching condition.

3. Experimental setup

The experimental setup, shown in figure 2, consists of a pump source (Microchip Nd:YAG laser), seeding source (ECDL) and nonlinear crystal (MgO:LiNbO₃). This pump source is a diode end-pumped, single-mode microchip Nd³⁺:YAG laser passively Q-switched by Cr⁴⁺:YAG saturable absorber. This microchip configuration enables the

low order axial and transverse mode laser oscillation, which linewidth is below 0.009 nm. The laser delivers 1.3 MW peak power pulses (650 $\mu\text{J}/\text{pulse}$) with 520 ps pulse width at 100 Hz repetition rate with a M^2 factor of 1.09. This laser is free from the electric noise compared with active Q-switched lasers. Additionally, this kind fixed passively Q-switching allows us the stabilized peak power, less than $\pm 2\%$ power jitter^[1]. The pump beam diameter on the first crystal is 0.3 mm (FWHM). We used two 65-mm-long nonlinear MgO:LiNbO₃ crystals. A Si-prism array placed on the y surface of the second crystal acts as an efficient output coupler for the THz waves to avoid the total internal reflection of the THz waves on the crystal output side. For an efficient THz wave emission, the pumped region within the second crystal must be as close as possible to the Si-prism array, because of the large absorption coefficient of the MgO:LiNbO₃ crystal in the 1–3 THz range (10–100 cm^{-1}). The distance between the y surface and the beam center was precisely adjusted to obtain a maximum THz-wave output, and it was approximately equal to the pump beam radius. The THz-wave output extracted through the Si-prism array was measured using a 4.2 K Si-bolometer or schottky diode (SBD), while the idler wave was measured using an optical spectrum analyzer.

4. Experimental results

It was possible to tune the THz wavelength using an ECDL as a tunable seeder. When the pump intensity was 1.8 GW/cm^2 (peak, energy of 650 $\mu\text{J}/\text{pulse}$) and seeding power of 80 mW (CW), a wide tunability from 0.95–2.9 THz was observed as shown in figure 3 by changing both the seed wavelength and the seed incident angle. The maximum output power of THz wave was about 100 mW (peak) at around 1.8 THz. The tuning curve has a broad bandwidth, with a dip appearing at around 2.6 THz. This is because the low frequency modes of doped MgO in the MgO:LiNbO₃ work as crystal lattice defects for LiNbO₃^[4].

Figure 4 shows time dependent signal detected by SBD. It is advantageous to detect THz wave from our source because output signal from SBD depends on peak power and microchip laser is free from electrical noise. In our experimental condition, signal-to-noise (S/N) ratio is more than 100. Compared with our previous pump source with conventional Q-switched Nd:YAG laser, the S/N ratio dramatically improved.

5. conclusion

We demonstrated compact and tunable THz wave source pumped by microchip Nd:YAG laser. This source generates tunable THz wave by injection seeding for the idler wave with high peak power. We could also observe generated THz wave by SBD. In this case, this source and detector worked at room temperature. We expect this source offer good advantages for many applications.

References

- [1] K. Kawase, J. Shikata, and H. Ito, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **34**, R1 (2001).
- [2] J. Shikata, K. Kawase, T. Taniuchi, and H. Ito, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **41**, 134 (2002).
- [3] N. Pavel, J. Saikawa, S. Kurimura, and T. Taira, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **40**, pt 1, no. 3A, 1253 (2001).
- [4] J. Shikata, K. Kawase, K. Karino, T. Taniuchi, and H. Ito, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **48**, 653 (2000).

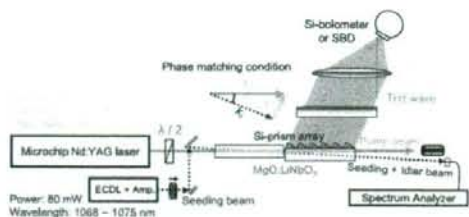


Figure 2. Experimental setup.

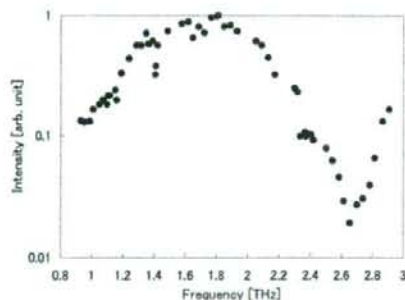


Figure 3. Wide tunability of is-TPG.

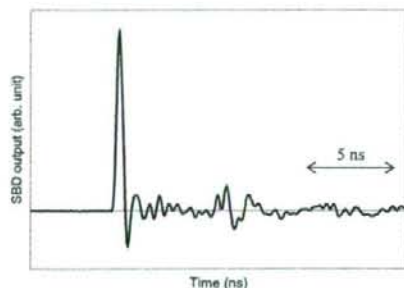


Figure 4. An example of time dependent signal detected by SBD.

Terahertz Sensing for Ensuring the Safety and Security

Y. Ogawa¹, S. Hayashi^{1,2}, C. Otani², and K. Kawase^{1,2,3}

¹Tohoku University, Japan

²RIKEN, Japan

³Nagoya University, Japan

Abstract— We are studying some novel steps toward real-life applications of terahertz wave. In this paper, we introduce two THz sensing methods for ensuring the safety and security of the lives of people, such as, i) Nondestructive detection of illicit drugs using spectral fingerprints, ii) Label-free detections of protein-protein interactions for allergy test.

1. INTRODUCTION

Terahertz (THz) waves, at the gap between microwaves and the far infrared, have long been unexplored field, mainly because of the lack of sources and detectors. However, recent remarkable developments in THz technology allow THz radiation to be applied in solving real-world problems, such as in material science, atmospheric research, biology, solid state physics, chemistry and gas tracing [1, 2]. Among the most prominent advantages that the THz radiation offers we mention its ability to penetrate a wide range of materials which are opaque to visible and near infrared light or produce only low-contrast X-ray images. As the THz photon energy is roughly six orders of magnitude smaller than that of an X-ray photon, its interaction with matter, particularly with biological tissues, is considered to cause no detectable damage, at least not by ionization processes. A comparison with the other side of the electromagnetic spectrum, the microwave range, highlights again the advantage of THz waves: With their shorter wavelength they provide a considerably better imaging resolution that is sufficient in many applications. The existence of chemically-specific absorption spectra in the THz range, reflecting molecular transitions and intermolecular bonds, facilitates fingerprinting and brings about a whole area of spectroscopic detection, testing, and analysis techniques. On the other hand, the technologies for ensuring the safety and security have been becoming the important in an increasingly internationalized world. The THz technology has been expected to solve such problems. We have been studying a few THz sensing methods for ensuring the safety and security of the lives of people, such as, i) Nondestructive detection of illicit drugs using spectral fingerprints, ii) Label-free detections of protein-protein interactions for allergy test.

The absence of non-destructive inspection technique for illicit drugs hidden in mail envelopes has resulted in such drugs being not only smuggled across international borders but also transported from one jurisdiction to another within a country with surprising ease. The situation must also be attributed to the inconvenience of having to obtain a search warrant to examine the contents every time the need arises. A majority of the legal systems in the world prohibit private letters, whether they are suspected or otherwise, from being examined without a search warrant. There exist several inspection techniques such as passing the mail through an X-ray scanner, having it sniffed by a trained dog, or swiping its outside with a trace detection system. However, the ability of X-ray scanners is limited to identifying the shape of a vinyl plastic bag or a tablet, and not the type of the drug, providing insufficient grounds for opening the envelope for examination. Trace detection and canine detection, on the other hand, can only be effective if there are detectable signs outside the envelope, such as a scent or trace amounts of the concealed drug. In contrast, the THz-wave is suitable for drug detection purposes, being able to screen the contents of envelopes and our measurement results having proven the existence of fingerprint spectra peculiar to illicit drugs in the THz region. In this paper, we will report a demonstration to detect illicit drugs in envelope using a THz spectroscopic imaging system.

In recent years, Japanese consumers have become increasingly aware of food safety issues (e.g., residual agricultural chemicals in food, mislabeled beef and tampered food). In particular, a detection of an allergenic substance in food materials is very important, because a substance that triggers allergies causes serious allergic reaction. We think the label-free biosensing is a good way to detect them. However, it is necessary to detect a very small amount of allergen in food. To obtain high sensitivity, we demonstrated a sensing application using thin metallic mesh — a two-dimensional array of sub-wavelength holes.

2. NONDESTRUCTIVE DETECTION OF ILLICIT DRUGS USING SPECTRAL FINGERPRINTS [3]

We have developed a basic technology for terahertz imaging, which allows detection and identification of drugs concealed in envelopes, by introducing the component spatial pattern analysis [4]. As samples we chose for this experiment three drugs that were: methamphetamine (*d*-methamphetamine hydrochloride, more than 98% purity), currently the most widely consumed drug of abuse in Japan, MDMA (*dl*-3, 4-methylenedioxyamphetamine hydrochloride, 67% purity), another drug of abuse becoming widespread on a global scale, and aspirin (100% purity) as a reference. As shown in Fig. 1, ~20 mg of each substance were placed in a small 10 × 10 mm polyethylene bag. The three bags were then placed inside a usual airmail-type envelope. THz images of the rectangular area indicated by the white line in Fig. 1 were captured.



Figure 1: View of the samples. The small polyethylene bags contain from left to right: MDMA, aspirin, and methamphetamine. The bags were placed inside the envelope during imaging. The area indicated by the white line represents the imaging target, 20 × 38 mm in size. Since methamphetamine and aspirin are similar in appearance, we used a slightly longer bag for the latter to avoid confusion.

The THz spectroscopic imaging system [5] consists of a Q-switched Nd:YAG laser, a TPO (THz-wave parametric oscillator) [6], imaging optics, an *xy* scanning stage, a detector, a lock-in amplifier, and a personal computer. By changing the frequency emitted by the TPO within the 1.3 to 2.0 THz range, we obtained seven multispectral images as shown in Fig. 2. In Fig. 2, the scale of the image $-\ln(I_t/I_0)$ is the logarithm of the transmitted THz-wave intensity I_t divided by the intensity of the THz-wave that was only transmitted through the envelope I_0 . This means that the greater the absorption, the brighter the shades.

The absorption spectra of the three drugs were measured with the same TPO system as shown in Fig. 3. The corresponding absorption intensity values at the seven frequencies were extracted to obtain the information of spectra. Although the spectra of methamphetamine and MDMA are

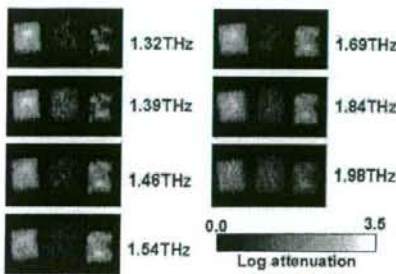


Figure 2: Seven multispectral images.

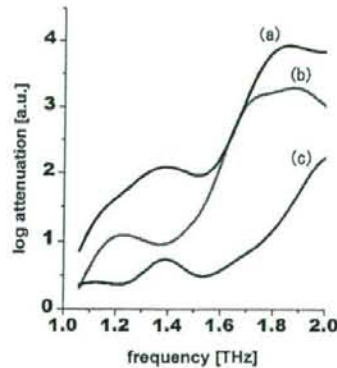


Figure 3: Absorption spectra of MDMA (a), methamphetamine (b), and aspirin (c).

similar, the difference between them enabled us to distinguish between the two using the component pattern analysis method.

By using the seven recorded images and the information of spectra, the spatial pattern was calculated. Fig. 4 shows the result of extracting the three components, with each image corresponding to each of the sample drugs. As it is evident from these images, the three drugs have been clearly distinguished and the corresponding spatial patterns obtained. A ROI (region of interest) was set in each area of the component patterns in Fig. 4 and then we took the average of tone in each ROI. The ROI was a square with 20×20 pixels, which is similar to the size of a plastic bag. The averages of MDMA, aspirin, and methamphetamine were 122, 119 and 138, respectively. The errors were less than $\pm 10\%$, which is sufficient for the drug detection purposes.

3. LABEL-FREE DETECTION OF PROTEIN-PROTEIN INTERACTIONS FOR ALLERGY TEST

We have been developing a novel sensing method which uses the high-sensitivity phenomenon of a thin conductive metal mesh. The transmission characteristics of thin metallic meshes, investigated since the 1960s [7, 8], are those of a band-pass filter in the far-infrared region. The transmission properties of a thin metallic mesh are determined mainly by its geometric parameters, but, when a material is placed near the mesh openings, are also affected by the refractive index of that material, in the sense that a shift of the resonant transmission frequency occurs [9]. Our sensing method is based on the change of the transmittance of THz radiation through a thin metallic mesh accompanied by the resonant frequency shift when a sample substance is applied on the mesh openings. The transmittance of the thin metallic mesh does not change due to the absorption, but dominantly due to the variation of the refractive index of the sample substances near the openings [10].

In our experiment, we measured the transmission spectra of a thin metallic mesh using a Fourier Transform Infrared (FT-IR) spectrometer, in which the THz beam was focused into an area of about 7 mm in diameter on the thin metallic mesh. The transmission dip frequency shows the incident angle dependence [11]. We observed the shift of this transmission dip frequency. The thin metallic mesh was made from electroformed nickel, allowing the fabrication of a smooth surface and precise periodicity of the grating. The two dimensional square metallic mesh was $6 \mu\text{m}$ thick with a grating period of $76.3 \mu\text{m}$ and a metallic line width of $18.3 \mu\text{m}$, in both dimensions. This metallic mesh behaves as a high-pass filter and the transmission at the dip frequency is approximately 70% at 2.94 THz (Fig. 5).

We demonstrate the experiment of a label-free detection of casein/anti-casein reaction which causes allergy to milk. We used alpha-casein from bobime milk and rabbit IgG anti alpha-casein. For quantitative blotting the antigen protein (alpha-casein) to a polyvinylidene difluoride (PVDF)



Figure 4: Extracted spatial patterns of MDMA, aspirin and methamphetamine, using the component spatial pattern analysis. The three drugs are clearly distinguished and corresponding spatial patterns obtained.

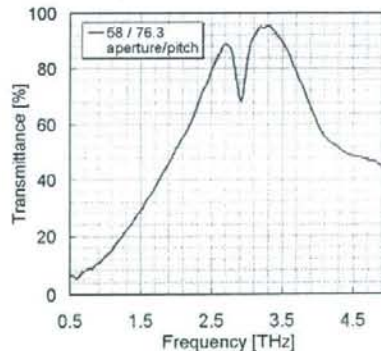


Figure 5: A measured transmission spectrum of the thin metal mesh. This metal mesh behaves as a high-pass filter and the peak transmission is approximately 95% at 3.37 THz. The transmittance of dip is observed at 2.94 THz.

membrane, we used a printing device (KONICA MINOLTA IJ co., Japan). The amount of the sample was controlled using an image processing software. For viscosity control, alpha-casein was dissolved in solution of glycerine (40%) and isopropyl alcohol (5%) in distilled water. In our case, the solution concentration is 1.0 mg/ml. In order to make the PVDF membrane hydrophilic it was soaked in methanol 100% for 20 seconds, then washed with distilled water for 2×5 minutes and rinsed in Tris-buffered saline (TBS) (20 mM Tris, 500 mM NaCl, pH 7.5). Alpha-casein solution was applied by the printing device on the membrane. The blotted membrane was immersed in the blocking with the BSA solution (0.1% BSA in TTBS (20 mM Tris, 500 mM NaCl, 0.05% Tween-20, pH 7.5)) for 2 hours at room temperature. After the washing with the TTBS solution, it was incubated with 20 μ l monoclonal rabbit IgG anti alpha-casein (1.0 mg/ml) over night at room temperature.

We measured samples using our FT-IR at three steps PVDF membrane which were (a) untreated, (b) applied alpha-casein solution and blocked with the BSA solution, and (c) incubated with rabbit IgG anti alpha-casein. The PVDF membrane shows transmittance more than 70% under 3 THz. Each PVDF membrane was attached to the input surface of the thin metallic mesh. We present the transmission spectra only in the frequency range around the transmission dip observed in Fig. 6. The transmission dip frequency, which is estimated from the fitting of the measured spectrum with a Lorentz function, is plotted in the inset of Fig. 6 as a function of each step. The transmission spectrum of the applied-casein solution and blocked with the BSA solution on PVDF membrane (b) was found to shift towards lower frequencies relative to the untreated PVDF membrane (a). And the transmission spectrum of the incubated with rabbit IgG anti alpha-casein on PVDF membrane (c) was also found to shift towards lower frequencies relative to the non-incubated PVDF membrane (b). In this case, the amount of rabbit IgG anti alpha-casein on PVDF membrane is estimated 8.7×10^{-7} M. This shift is believed to be caused by the different refractive index of antigen-antibody combination in the vicinity of metallic mesh. Such a small variation of the transmittance makes it difficult to detect the sample substances by monitoring the transmission intensity at a single frequency. However, owing to the shift of the dip frequency depending on the refractive index in the vicinity of the metallic openings, a sensitive detection of the sample substances becomes possible with the single frequency source in the THz regime.

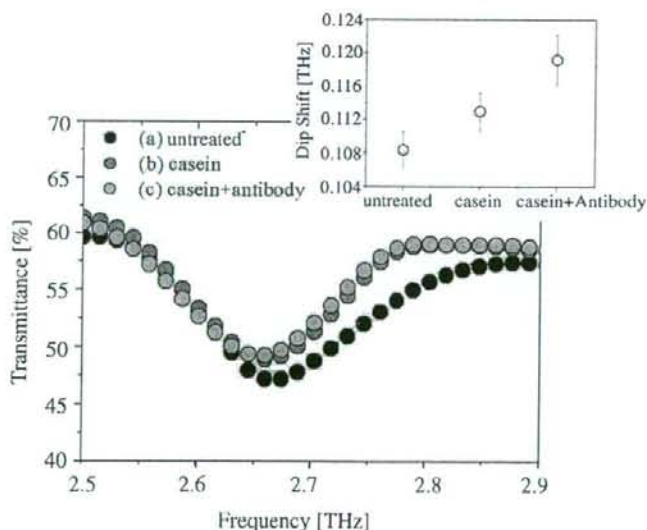


Figure 6: Measured transmission spectra of a thin metallic mesh with various conditions of PVDF membrane. At the inset figure shows the shift of transmission dip frequency as a function of the each conditions of PVDF membrane.

ACKNOWLEDGMENT

This work was supported in part by a Grant-in-Aid for Young Scientists from The Ministry of Health, Labour and Welfare of Japan.

REFERENCES

1. Tonouchi, M., "Cutting-edge terahertz technology," *Nature Photonics*, Vol. 1, 97-105, 2007.
2. Ferguson, B. and X.-C. Zhang, "Materials for terahertz science and technology," *Nature Materials*, Vol. 1, 26-33, 2002.
3. Kawase, K., Y. Ogawa, Y. Watanabe, and H. Inoue, "Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints," *Opt. Express*, Vol. 11, 2549-2554, 2003.
4. Kawata, S., K. Sasaki, and S. Minami, "Component analysis of spatial and spectral patterns in multispectral images. I. Basis.," *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 4, 2101-2106, 1987.
5. Watanabe, Y., K. Kawase, T. Ikari, H. Ito, Y. Ishikawa, and H. Minamide, "Component spatial pattern analysis of chemicals using terahertz spectroscopic imaging," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 83, 800-802, 2003.
6. Kawase, K., J. Shikata, and H. Ito, "Terahertz wave parametric source," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 35, R1-R14, 2002.
7. Ulrich, R., "Far-infrared properties of metallic mesh and its complimentary structure," *Infrared Phys.*, Vol. 7, 37-55, 1967.
8. Sakai, K., T. Fukui, Y. Tsunawaki, and H. Yoshinaga, "Metallic mesh bandpass filters and Fabry-perot interferometer for the far infrared," *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 8, 1046-1055, 1969.
9. Miyamaru, F. and M. Hangyo, "Finite size effect of transmission property for metal hole arrays in subterahertz region," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 84, 2742-2744, 2004.
10. Miyamaru, F., S. Hayashi, C. Otani, K. Kawase, Y. Ogawa, H. Yoshida, and E. Kato, "Terahertz surface-wave resonant sensor with a metal hole array," *Opt. Lett.*, Vol. 31, 1118-1120, 2006.
11. Lamarre, J. M., N. Coron, R. Courtin, G. Dambier, and M. Charra, "Metallic mesh properties and design of submillimeter filters," *Int. J. of Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 2, 273-292, 1981.

Palmtop Terahertz-wave Parametric Generator with Wide Tunability

S. Hayashi^{1,2}, T. Shibuya^{1,3}, H. Sakai⁴, T. Taira⁵, C. Otani¹, Y. Ogawa³, and K. Kawase^{1,2,3}

¹RIKEN SENDAI, 519-1399 Aramaki-cho, Aoba, Sendai, 980-0845 JAPAN

²Graduate School of Agricultural Science, Tohoku University, 1-1 Tsutsumidori Amamiyamachi, Aoba, Sendai, 981-8555 JAPAN

³EcoToptia Science Institute, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa, Nagoya, 464-8603 JAPAN

⁴Hamamatsu Photonics K. K., 5000 Hiraoguchi, Hamamatsu, 434-8601 JAPAN

⁵Institute for Molecular Science, 38 Nishigo-Naka, Myodaiji, Okazaki, 444-8585 JAPAN
shayashi@riken.jp

Abstract: We have realized palmtop and tunable THz-wave parametric generator and observed output THz-wave with tuning range of 1 – 3 THz, with power of more than 100 mW (peak), linewidth of less than 10 GHz.

©2008 Optical Society of America

OCIS codes: (190.0190) Nonlinear optics; (140.3070) Infrared and far-infrared lasers; (190.4410) Nonlinear optics, parametric processes; (190.4970) Parametric oscillators and amplifiers

1. Introduction

In recent years, Terahertz (THz) wave sources have received considerable attention for use in many applications. Especially, recent researches using THz-waves, transparency imaging and fingerprint spectra have had an important contribution in the bioengineering or security fields. As you know, the specifications of source are decided by targets. For example, to study the environment or living plants, experiments must be performed outside the laboratory. Then, you need portable sources and detectors. In spectroscopic studies, you need widely tunable sources. Analyzing or detecting gasses requires a narrow linewidth. In this paper, we introduce palmtop and tunable THz-wave parametric source pumped by microchip Nd:YAG laser, seeded for the idler wave by extended cavity diode laser (ECDL).

2. Principle of the THz-wave Parametric Generation

When a strong laser beam propagates through a nonlinear crystal, photon and phonon transverse wave fields are coupled, behave as new mixed photon-phonon states, called polaritons. The generation of the THz wave results from the efficient parametric scattering of laser light via a polariton, that is, stimulated polariton scattering. The scattering process involves both second- and third-order nonlinear processes. Thus, strong interaction occurs among the pump beam, the idler wave, and the polariton (THz) wave. The principle of tunable THz wave generation is as follows. The polaritons exhibit phonon-like behavior in the resonant frequency region (near the TO-phonon frequency ω_{TO}). However, they behave like photons in the non resonant low-frequency region as shown in figure 1, where a signal photon at THz frequency (ω_T) and a near-infrared idler photon (ω_i) are created parametrically from a near-infrared pump photon (ω_p), according to the energy conservation law $\omega_p = \omega_T + \omega_i$ (p : pump beam, T : THz wave, i : idler wave). In the stimulated scattering process, the momentum conservation law $k_p = k_i + k_T$ (noncollinear phase-matching condition, figure 1) also holds. This leads to the angle-dispersive characteristics of the idler and THz waves. Thus, broadband THz waves are generated depending on the phase-matching angle. Generation of a coherent THz wave can be achieved by applying an optical resonator (in the case of the TPO) or injecting a “seed” for the idler wave (in the case of the is-TPG). Continuous and wide tunability is accomplished by changing the wavelength of seed beam and the angle between the incident pump beam and the resonator axis^[1]. The bandwidth of the TPG is decided by the parametric gain and absorption coefficients in the THz region^[2].

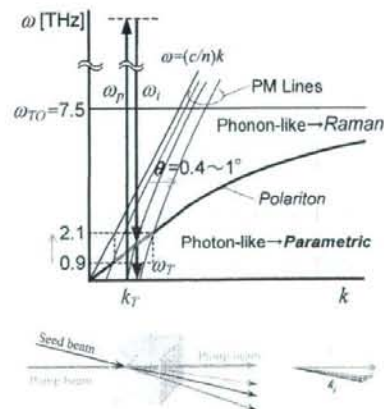


Figure 1: Dispersion relation of the polariton and noncollinear phase matching condition.

3. Experimental setup

The experimental setup, shown in figure 2, consists of a pump source (Microchip Nd:YAG laser), seeding source (ECDL) and nonlinear crystal (MgO:LNBO). This pump source is a diode end-pumped, single-mode microchip Nd:YAG laser passively Q-switched by Cr²⁺:YAG saturable absorber. This microchip configuration enables the low order axial and transverse mode laser oscillation, which linewidth is below 0.009 nm. The laser delivers 1.3 mW peak power pulses (650 μ J/pulse) with 520 ps pulse width at 100 Hz repetition rate with active Q-switched lasers. Additionally, this kind fixed passively Q-switching allows us the stabilized peak power, less than $\pm 2\%$ power jitter^[1]. The pump beam diameter on the first crystal is 0.3 mm (FWHM). We used two 65-mm-long nonlinear MgO:LNBO crystals. A Si-prism array placed on the y surface of the second crystal acts as an efficient output coupler for the THz wave to avoid the total internal reflection of the THz waves on the crystal output side. For an efficient THz wave emission, the pumped region within the second crystal must be as close as possible to the Si-prism array, because of the large absorption coefficient of the MgO:LNBO crystal in the 1–3 THz range (10–100 cm⁻¹). The distance between the y surface and the beam center was precisely adjusted to obtain a maximum THz-wave output, and it was approximately equal to the pump beam radius. The THz-wave output extracted through the Si-prism array was measured using a 4.2 K Si-bolometer or schottky diode (SBD), while the idler-wave was measured using a spectrum analyzer.

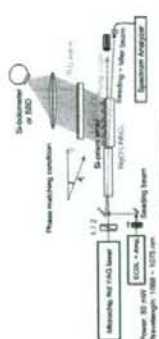


Figure 2. Experimental setup

4. Experimental results

It was possible to tune the THz wavelength using an ECDL as a tunable seeder. When the pump intensity was 1.8 GW/cm² (peak energy of 650 μ J/pulse) and seeding power of 80 mW (CW), a wide tunability from 0.95–2.9 THz was observed as shown in figure 3 by changing both the seed wavelength and the seed incident angle. The THz wave frequency of 2.9 THz was the highest ever observed during our study of is-TPGs. The maximum output power of THz wave was about 100 mW (peak) at around 1.8 THz.

Figure 4 shows an example of wavelength and linewidth measurement by a scanning Fabry–Pérot etalon consisting of two Ni metal mesh plates with 65 μ m grid. The displacement of one of the metal mesh plates corresponds directly to half of the wavelength. We observed narrow linewidth THz-wave with wavelength of 147 μ m and power of about 60 mW (peak) by 4K Si-bolometer. The free spectral range (FSR) of the etalon was about 100 GHz, and the linewidth was measured to be less than 10 GHz.

5. conclusion

We demonstrated compact and tunable THz wave source pumped by microchip Nd:YAG laser. This source generates narrow linewidth and tunable THz-wave by injection seeding for the idler wave. We could also observe generated THz wave by SBD. In this case, this source and detector worked at room temperature. We expect this source offer good advantages for many applications.

References

- [1] K. Koyama, J. Shikata, and H. Ito, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **34**, R1 (2001).
- [2] J. Shikata, K. Koyama, T. Taniuchi, and H. Ito, *J. Appl. Phys.*, **91**, 134 (2002).
- [3] N. Patel, J. Sakawa, S. Kurimura, and T. Taniuchi, *J. Appl. Phys.*, **90**, pt. 1, no. 3A, 1253 (2001).

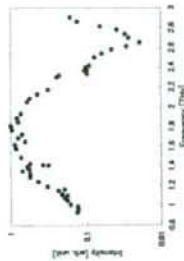


Figure 3. Wide tunability of is-TPG

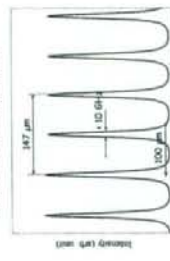


Figure 4. An example of wavelength and linewidth measurement.