

## ポリマーゲル線量計を用いた陽子線-X線のパッチ照射に関する精度検証

氏名 川口 太陽 (量子エレクトロニクス教室)

### 要旨

陽子線と X 線を用いたパッチ照射の照射精度検証のための線量評価方法の確立に向けてゲル線量計を用いて精度検証を行い、その可能性を評価した。放射線治療ではパッチ照射という照射方法が用いられている。パッチ照射では、腫瘍に対して均一に線量を与える必要があるため、2つの照射領域が重なる位置（つなぎ目位置）において線量が均一になっているかを実際の治療照射装置で治療計画毎に確認すること（QA（Quality Assurance：品質保証）測定）が重要である。この確認においては2次元線量分布の取得が必須となる。一方で、昨今の複雑な照射野に対する QA では、3次元における QA 測定の必要性も論じられているところである。ゲル線量計は放射線照射によって誘起される水溶液中でのビニルモノマーのラジカル重合反応を利用した化学線量計であり、1回の照射で3次元線量分布を取得することができるため、QA 測定時間の短縮を図ることができる。

本研究では陽子線と X 線を用いたパッチ照射の照射精度検証のための線量評価方法の確立に向けてゲル線量計を用いて精度検証を行い、その可能性を評価した。ゲル線量計の照射精度評価のために、2次元線量計である Gafchromic EBT3 Film との比較を行った。結果として、ゲル線量計を用いてつなぎ目位置を特定できることを明らかにした。（図1）一方で、ゲル線量計に潜在する線量応答の LET 依存性のために、ゲル線量計単独での線量分布導出では不確かさが大きいことがわかった。しかしながら、EBT3 の測定結果を利用することで、ゲル線量計による線量分布の精度を向上できる可能性を示した。（図2）

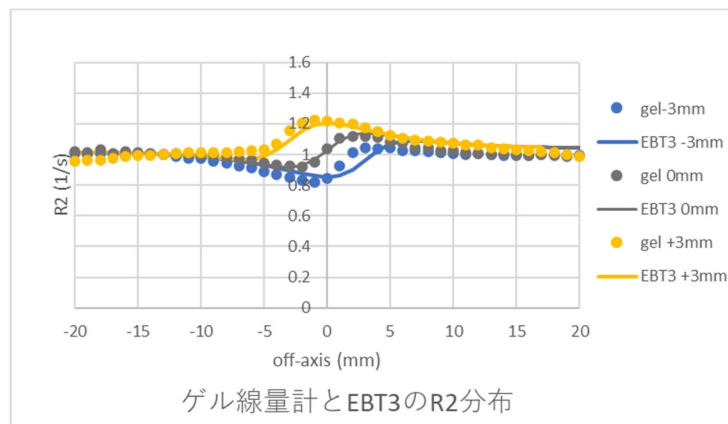


図1：ゲル線量計と EBT3 の R2 分布

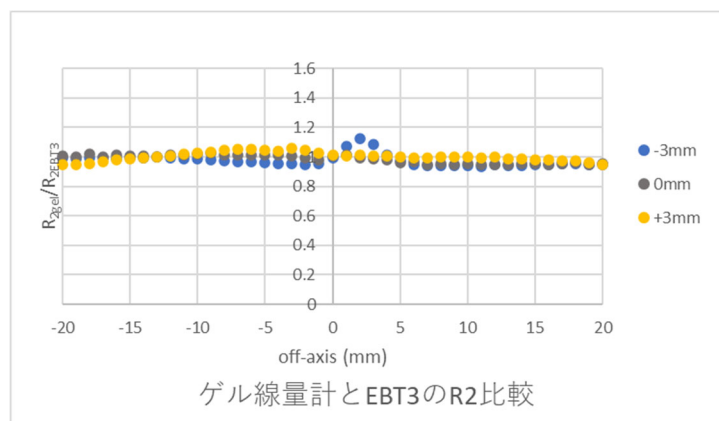


図2：ゲル線量計と EBT3 の R2 比較

## 細胞へのイオンマイクロビーム照射におけるガラスキャピラリー射出イオンの多次元データ同時測定とスポット構造の解明

氏名 稲吉 琴子 (量子エレクトロニクス教室)

生体への粒子線照射は細胞内で重篤な DNA 損傷の誘発が可能で、被ばく線量と障害の程度を知るうえで有用な手段となる。しかしながら、宇宙飛行士の低線量被ばくや、粒子線がん治療の効果を細胞単位で時系列観察するためには、個別の細胞の核を選択的に照射する技術が欠かせない。東邦大学と理化学研究所は共同で、 $\mu\text{m}$  サイズの標的に数 MeV エネルギーのイオンを打ち込む技術を開発しており、ガラス製の注射針に内部を真空に維持できる機能を持たせたフタ付テーパ型ガラスキャピラリービーム光学系という素子を採用している。荷電粒子と物質との相互作用において、電子的阻止能は標的物質内原子のイオン化の指標となるが、本方法は、それが最も高くなる数 MeV 領域のイオンを、細胞核に照射する技術である。この領域では培養液中の飛程は数十 $\mu\text{m}$  以下しかないため、内部が真空のキャピラリーを細胞に近づけて照射する。入射エネルギーを選ぶことで、阻止能が最大となるブラッグピーク位置を数 $\mu\text{m}$  の精度で設定可能なこと、およびイオンの軌道は直前まで真空中のため多重散乱によるビーム拡がり極めて小さいことが他のマイクロビーム照射法より、原理的には、優位である。しかし今まで進行方向と横方向の揺らぎを同時に測定する手段がなかった。本研究では、進行方向の精度ではイオンのエネルギーを、横方向では 2 次元到達位置を、同時に測定することで、照射スポット構造を多次元的に調べることを目的とする。

実験は、理化学研究所仁科加速器科学研究センターのペレット加速器施設で行われた。水素イオンの加速エネルギーは 1.8~3.4 MeV であった。図 1 (a) 左部分に示すキャピラリーは出口径 20~50  $\mu\text{m}$ 、フタ厚が 8~30  $\mu\text{m}$  またはフタ無しで、キャピラリー出口のすぐ下流 (図の右部分) に ADVACAM 社の半導体検出器アレイ MINIPIX が設置された。図 1 (b) の縦軸はイオンの検出時のエネルギー、横軸はスポット中心からの距離  $r$  である (加速エネルギーが 2.4 MeV、出口径 20  $\mu\text{m}$ 、照射距離 19.7 mm)。このような、エネルギーと 2 次元横方向位置を同時測定した例は、本研究が初めてである。 $E = 1800 \text{ keV}$  の 2 倍の 3600 keV のイベントは単位時間内に 2 つのイオンが 1 ピクセル内に入射した状態を表し、約 2 cm 離れた位置でも半径約 700  $\mu\text{m}$  以内に集中していることがわかる。すなわち、キャピラリー内輸送時のガラス内壁での非弾性散乱を伴わない最高エネルギーのイオンはスポット中心付近に高密度の微小領域 (コア領域) を形成することが示された。また、厚さ 8  $\mu\text{m}$  のフタ付きキャピラリーでも同様の結果が得られ、フタによる多重散乱の影響は限定的であることも示すことができた。エネルギーがそろっていれば停止位置も局在することから、培養液中の細胞照射においても 3 次元的にブラッグピーク位置が微小体積内に収まることがわかった。さらに、 $E = 1800 \text{ keV}$  以下では、 $r$  が大きいほどエネルギー損失も大きいという相関関係も定量的に示すことができた。

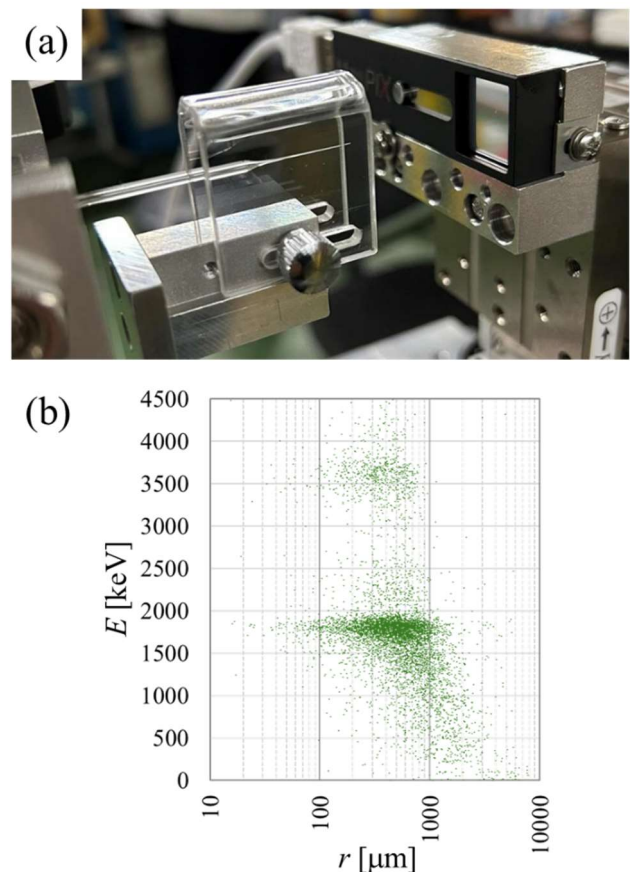


図 1 : (a) 実験セットアップ. (b) イオンエネルギーと中心からの距離  $r$  の 2 次元プロット。縦軸はエネルギー、横軸はビームスポット中心からの距離。

## パリティ非保存の研究に向けた Ba 原子のシュタルク分光

須藤 佳典 (量子エレクトロニクス教室)

シュタルク効果の測定から得られる電気分極率は基本的な原子のデータであり、理論計算の精密な検証を行うことが可能である。一方、原子のパリティ非保存(PNC)の研究は、標準理論の検証や標準理論を超越した新しい物理学に寄与することが期待される。Ba 原子のような複数の安定同位体を持つ重い原子は、高い PNC の効果が期待されており、測定に必要な禁制遷移が PNC 研究の鍵となる。

本研究では、原子の PNC 研究に向けた Ba 原子のシュタルク効果の研究を行った。高分解能原子線レーザー分光法を用いて、Ba 原子の  $6s5d\ ^1D_2 - 5d6p\ ^1D_2$  (856.0 nm) 許容遷移及び  $6s5d\ ^1D_2 - 5d^2\ ^1D_2$  (856.9 nm) 禁制遷移のシュタルク分光を行った。856.0 nm 遷移について、直線偏光を用いシュタルク分岐及びシフトを観測し、上準位  $5d6p\ ^1D_2$  のテンソル分極率を  $-4.845(11)$  MHz/(kV/cm)<sup>2</sup>、同遷移のスカラー分極率を  $-4.743(17)$  MHz/(kV/cm)<sup>2</sup> と決定した。856.9 nm 遷移について、シュタルク誘起混合 (Stark-induced mixing) により禁制遷移のシュタルクスpekトルの観測に成功し、シュタルク分岐及びシフトの測定から上準位  $5d^2\ ^1D_2$  のテンソル分極率を  $4.801(20)$  MHz/(kV/cm)<sup>2</sup>、同遷移のスカラー分極率を  $4.754(38)$  MHz/(kV/cm)<sup>2</sup> と決定した。これらの分極率は、本研究により初めて決定した値となる。

856.0 nm 許容遷移と 856.9 nm 禁制遷移のテンソル及びスカラー分極率は、大きさが誤差の範囲で一致しており、符号が逆になっている。これは、許容遷移の上準位  $5d6p\ ^1D_2$  と禁制遷移の上準位  $5d^2\ ^1D_2$  との強い Mixing によるものと考えられている。したがって、856.9 nm 禁制遷移は、原子の PNC 測定に適し有力な候補となり、Ba 原子を用いて PNC 研究は可能となる。

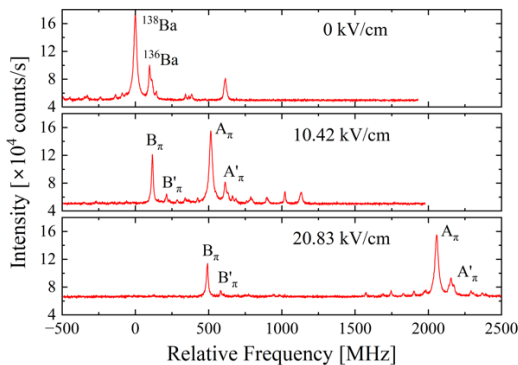


図 1 : 856.0 nm 許容遷移( $\pi$ 遷移)におけるシュタルクスペクトル

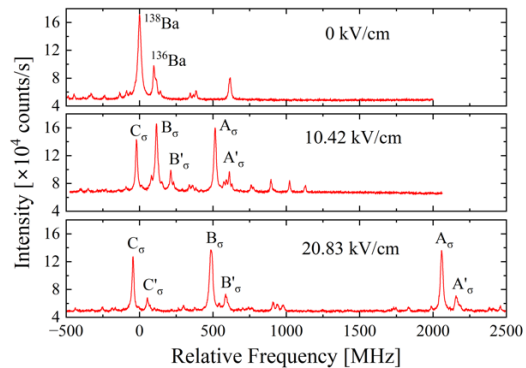


図 2 : 856.0 nm 許容遷移( $\sigma$ 遷移)におけるシュタルクスペクトル

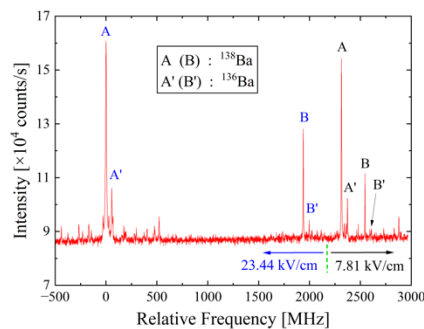


図 3 : 856.9 nm 禁制遷移におけるシュタルクスペクトル

## 可視波長全域に広がる天文コムの開発

氏名 松本匡史（量子エレクトロニクス教室）

第 2 の地球に代表される系外惑星の探索において正確な視線速度測定が求められている。測定方法はドップラー法と呼ばれ、恒星からの光に含まれる原子や分子の輝線や吸収線の波長変化を高分解能分光器と波長標準を組み合わせて測定する。鉄などの吸収線群についての波長変化量を統計的に処理することで高分解能を得るため、可視波長域において広いスペクトルを持つ波長標準が高い精度の鍵となる。光コムは周波数(波長)精度が高く、新しい波長基準としてファブリ・ペロー共振器による高繰り返し化と可視波長域への波長変換を経て天文コムとして実用化されている。しかし、天文コムの可視波長域におけるスペクトル広がりには未だ改善の余地がある。

本研究では光コムの最終段光増幅器を高出力化することで、さらなるスペクトルの広帯域化を目指す。実験系を図 1 に示す。モード間隔周波数 6.88 GHz の光コムでスペクトル検証実験を行った後に、モード間隔周波数 30 GHz の光コムでスペクトル広帯域化を行った。光コムの繰り返し周波数  $f_{\text{rep}}$  が約 254 MHz のモード同期 Er ファイバレーザの出力を Er 添加光ファイバ増幅器 (EDFA) により光増幅し、Free Spectral Range (FSR) が約 1.72 GHz の Fabry-Perot (FP) 共振器を用いて光コムのモードを切り出す。FP の共振器長は、FSR の 4 倍の周波数が  $f_{\text{rep}}$  の 27 倍の周波数 (約 6.88 GHz) と最も近くなるよう、かつ光コムが最も透過するように安定化制御した。今回は FP 共振器が一つであり、切り出された光コムの不要モード抑圧比は最小で 10 dB と小さいが、スペクトル広帯域化の検証実験には十分と考えている。切り出された光コムを高出力偏波保持型 EDFA (PM-EDFA) によって出力を 1 W まで増幅し、高非線形ファイバを用いて広帯域化を行った。その後、周期分極反転ニオブ酸リチウム導波路 (PPLN-WG) に入射した。結果として、図 2 に示すようにモード間隔周波数 6.88 GHz で可視全域にわたる広帯域光コムの発生に成功した。モード間隔周波数 30 GHz の光コムで同様の結果を得るには 4.4 倍のパルスエネルギー (平均パワー) が必要である。モード間隔周波数 6.88 GHz の光コムのスペクトル広帯域化の結果をもとに、高出力 PM-EDFA を産業技術総合研究所で開発されたモード間隔周波数 30 GHz の光コムに実装した。高出力 PM-EDFA を用いて 3.0 W まで平均パワーの増幅を行い、スペクトル広帯域化を行った結果、先行研究と比べてスペクトルが広がり、可視波長域への波長変換したとき可視波長域の 86% をカバーできる結果が得られた。

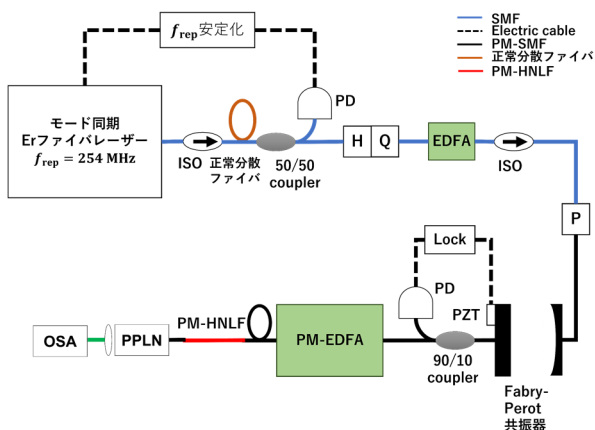


図 1 モード間隔周波数 6.88 GHz コムの可視光発生系

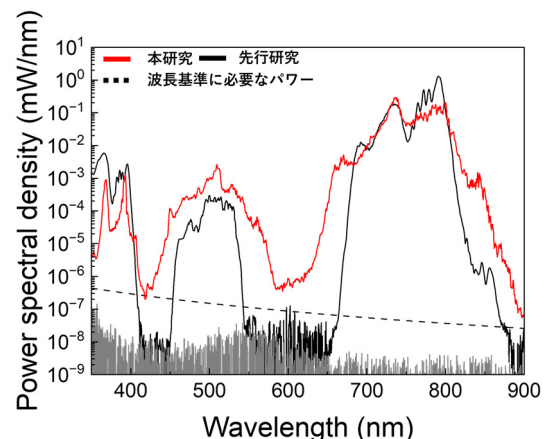


図 2 モード間隔周波数 6.88 コムの可視スペクトル



## 全偏波保持機構共有型デュアルコムファイバレーザーの開発と THz 域への展開

湯本 拓実 (量子エレクトロニクス研究室)

テラヘルツ (THz) 域は、分子が特有かつ強い吸収線を有する指紋領域といわれる。さらに、THz 波はレーザー光と同等のコヒーレントビームであるため、不透明薄膜やエアロゾル混在ガスへの非接触リモート計測が期待できる。従来の THz 波の発生と検出は、超短パルスレーザーと移動ステージを用いた非同期サンプリング (ASOPS) が広く用いられているが、測定時間と分解能はトレードオフの関係であった。これに対し、光周波数コムを用いたデュアルコム分光法を THz 波の発生と検出に用いることで、高速・広帯域・高分解能な THz 波の測定が実現された。一方、デュアルコム分光法では 2 台の光周波数コムを用いるため、2 台の独立したモード同期レーザー光源と高精度な周波数安定化のための制御系を用いるため、分光システムが複雑かつ大掛かりとなり、あらゆるユーザーによる使用が可能な装置とはいえない。

この課題を解決するために、本研究では制御が不要な機構共有型デュアルコムファイバレーザーを、小型・簡便・堅牢な構成で開発した[1]。さらに、テラヘルツ (THz) 域に対して、デュアルコムファイバレーザーの波長域の拡張を目指した[2]。

Fig. 1(a)に示すように、Micro-optic package を導入した半導体可飽和吸収ミラー (SESAM) 集光光学系と部分反射ミラー (PRM) を用いて、小型かつ堅牢な構成でのレーザー光源を実現した。機構共有方式による共通雑音抑制効果により、生成された 2 台の光周波数コムの繰り返し周波数  $f_{\text{rep}}$  の差  $\Delta f_{\text{rep}}$  のアラン偏差 0.02 Hz (平均時間 1 秒) という高い相対周波数安定性を受動的に得た。さらに、シアン化水素 (HCN) ガスのデュアルコム分光を行い、1 ms という短い測定時間で HCN ガス分子の吸収線を検出できた (Fig. 1 (b))。

次に、開発したデュアルコムファイバレーザーの THz 域へ拡張した。Fig. 1(c)に示すようにデュアルコムレーザーと光伝導アンテナ (PCA) を組み合わせて、小型かつ堅牢な構成での THz パルスの発生・検出系を構築した。Fig. 1(d)に示すのは、約 1,111 s 間積算した THz パルスをフーリエ変換して取得した THz 波のスペクトルである。THz スペクトルにおいて空気中の水分子による吸収線が見られる。

最後に、デュアルコム分光法による測定可能帯域幅を拡大するために、デュアルコムファイバレーザーの  $f_{\text{rep}}$  の高繰り返し化も行った。レーザー共振器長を短尺化することにより、 $f_{\text{rep}}$  が 100 MHz 以上でのデュアルコムレーザーの発生を実現した。さらに、 $\Delta f_{\text{rep}}$  のアラン偏差 0.02 Hz (平均時間 1 秒) と高い相対周波数安定性が得られた(Fig. 1 (e) (f))。

これらの結果は、機構共有方式による柔軟なレーザー構成はレーザーセンシングなどデュアルコム分光法を超越した幅広いプラットフォームに適用可能であり、光周波数コムの高いポテンシャルを維持しながら、実用環境への展開を可能にする。

[1] T. Yumoto, W. Kokuyama, S. Matsubara, T. Yasui, and Y. Nakajima, *Opt. Continuum* **2**, 1867-1874 (2023).

[2] T. Yumoto, Y. Nishimiya, W. Kokuyama, Y. Tokizane, T. Yasui, S. Matsubara, and Y. Nakajima, *ALPS2023*, p2-36 (2023).

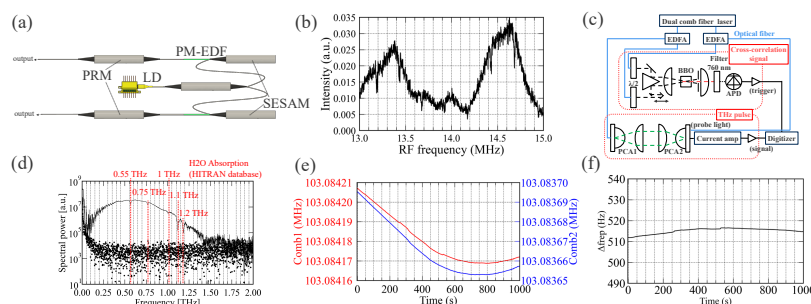


Fig. 1 (a) Experimental setup of an all-polarization maintaining dual-comb fiber laser. (b) Dual-comb spectrum by FFT of interferogram. (c) Experimental setup of THz pulse generation and detection. (d) THz spectrum by FFT of Integrated THz pulse for averaging time of 1,111 s. (e),(f) Temporal variation of  $f_{\text{rep}}$  and  $\Delta f_{\text{rep}}$ .