



解説

高フラックス偏光ガンマ線源のデルブリュック散乱による量子電磁力学の検証

Delbrück Scattering by High Flux Polarized Gamma-Ray Sources to Test QED

ジェームズ・ケビン・コーガ, 早川 岳人

James Kevin KOGA and HAYAKAWA Takehito

量子科学技術研究開発機構

(原稿受付: 2021年9月22日)

ペタワット級の超高出力レーザーが世界中で稼働ないし建設中である。これらのレーザーはプラズマとの相互作用を通じて、高エネルギーの電子、陽子、 γ 線を生成でき、また超高輝度な直線偏光 γ 線の生成が理論的に予測されている。このような γ 線源は、光子と電子の相互作用を記述する量子電磁気学(QED)の研究にも利用できる。QEDは最低次の過程については実験的に検証されているが、高次の過程はほとんど検証されていない。QEDの高次の過程の一つが、光子が原子核が形成するクーロン場によって弾性散乱するデルブリュック散乱である。最近、我々は直線偏光 γ 線を用いることでデルブリュック散乱の高精度な測定が可能であることを理論的に発見した。本記事では、QEDの高次の効果、高輝度 γ 線の生成、デルブリュック散乱断面積を計算するための数値計算技術について解説する。

Keywords:

ultra-high power lasers, gamma rays, nonlinear quantum electrodynamics

1. はじめに

近年、標準模型(SM)物理を超える新しい物理の探索が、多くの研究グループによって活発に行われている。こうした多くの探索は、例えばミューオンの異常磁気モーメントのようなSM物理からの逸脱を探すための高精度実験によって行われている[1]。その中でも特に注目されている一つが、量子電磁力学(QED)の高次の補正である。QEDの最低次の摂動計算は実験と高い精度で一致することがわかっているが、QEDをさらに確認するためには、高次の補正と比較する必要がある。そのようなQEDの本質的な高次の補正の一つがデルブリュック散乱である[2,3]。デルブリュック散乱の検証には、現在稼働中の高輝度 γ 線装置[4]や、近い将来稼働予定の高輝度な装置[5-8]を用いることができる。さらに、超高強度レーザーはプラズマと相互作用によって高エネルギーの電子や γ 線の発生源となる[9-11]。このような光源を用いればデルブリュック散乱を高精度に測定することができ、SMを超える物理の探索が可能になることを紹介する。そのため、デルブリュック散乱、超高出力レーザーによる高フラックス γ 線生成、デルブリュック散乱の計算方法について説明し、計算結果から高精度な測定が可能であることを示し、実験の実現性を考慮した上で結論を述べる。

2. デルブリュック散乱とは

QEDにおける高次の摂動の一つが、電磁場によって引き

起こされる仮想電子-陽電子に基づく真空の偏極である[12]。図1は、QEDの光子と電磁場の相互作用に関するいくつかの高次摂動の、それぞれの最低次の過程を模式的に示したものである。これらの高次摂動は(a)光子-光子散乱、(b)光子分裂、(c)光子合体、(d)デルブリュック散乱である[12]。光子-光子散乱では光子と光子が散乱する。光子分裂では電磁場と相互作用した光子が2個の光子に分裂する。光子合体では電磁場と相互作用した2個の光子が

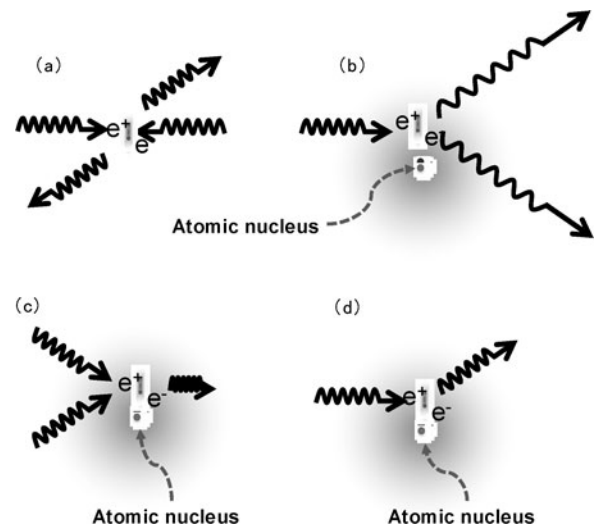


図1 (a)光子-光子散乱, (b)光子分割, (c)光子合体, (d)デルブリュック散乱の模式図。

Kansai Photon Science Institute, National Institutes for Quantum Science and Technology, Kizugawa, KYOTO 619-0215, Japan

corresponding author's e-mail: koga.james@qst.go.jp

1個の光子に合体する。デルブリュック散乱については後で述べる。これらの高次摂動は純粋に量子力学的な過程であり、古典電磁気学のマクスウェル方程式では発生しない現象である。これらは20世紀初頭から実験的な検証が試みられてきたが、優れた実験結果が報告されるようになったのは最近になってからである。2019年にCERNの大型ハドロン衝突型加速器(LHC)のPb+Pb衝突実験において、急速に接近する荷電粒子のクーロン場を担う仮想光子の散乱断面積が測定された。しかし、これは実在光子の散乱ではなく、また断面積が極めて小さいため実験の不確かさが大きい[13, 14]。さらに、X線自由電子レーザーのX線を互いに散乱させることで、実在光子-光子散乱断面積の測定が試みられているが、これまでのところ上限値しか測定されていない[15]。光子分裂については、レーザーコンプトン散乱(LCS) γ 線を用いた測定が2002年に1例報告されているが、その不確かさは大きい[16]。これらのQEDの高次過程の中でも、原子核のクーロン場による γ 線の弾性散乱であるデルブリュック散乱は、散乱振幅が散乱物質の原子番号 Z に対して Z^4 に比例して急激に増加するため、非常に良く実験されてきた[2, 3]。しかし、原子からの γ 線の弾性散乱はデルブリュック散乱だけではない。そのため、弾性散乱の反応断面積は4つの異なる過程、すなわちレイリー散乱、核トムソン散乱、原子核の巨大双極子共鳴散乱、デルブリュック散乱の量子力学的な干渉を受けた和である[2, 3]。そのため従来の実験ではデルブリュック散乱の振幅のみを計測することが原理的にできなかった。これらについては第4節で詳しく説明する。第5節では、我々の主要な研究成果である直線偏光した γ 線ビーム[17]を用いた場合、散乱角、光子の偏光、エネルギーを選択することによって他の3つの弾性散乱の過程からほぼ独立して、デルブリュック散乱の振幅のみを測定できることを説明する。したがって、高フラックスの γ 線源を用いれば、デルブリュック散乱の精密な測定が可能である。

3. レーザーコンプトン散乱による高輝度な直線偏光 γ 線生成

現在稼働中のLCSガンマ線源は、高いフラックスと高い直線偏光度を持ち高精度の測定が可能である。また、より高輝度なLCS γ 線源も計画されている。LCS γ 線は、高エネルギーの電子ビームにレーザー光を衝突させ、逆コンプトン散乱によって γ 線を発生させるものである。図2は、エ

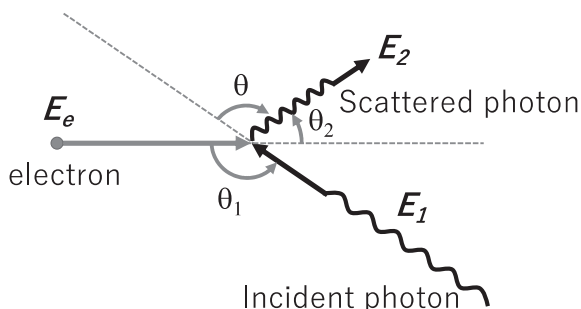


図2 コンプトン散乱のジオメトリ。

ネルギー E_e を持つ電子がエネルギー E_1 の入射光子と衝突し、エネルギー E_2 の散乱光子が発生するLCSを模式的に示している[7]。散乱光子のエネルギーは次式で与えられる。

$$\epsilon_2 = \epsilon_1 \frac{1 - \beta \cos \theta_1}{1 - \beta \cos \theta_2 + \left(\frac{\epsilon_1}{\gamma_e}\right)(1 - \cos \theta)} \quad (1)$$

ここで、 $\gamma_e = \frac{E_e}{m_e c^2}$ 、 $\epsilon_1 = \frac{E_1}{m_e c^2}$ 、 $\epsilon_2 = \frac{E_2}{m_e c^2}$ であり、 v_e は電子の速度、 $\beta = \frac{v_e}{c}$ は電子の相対論的 γ 係数である。入射電子、入射光子、散乱光子のエネルギーは電子の静止質量 $m_e c^2$ で規格化されている。 θ_1, θ_2 と θ は、それぞれ入射光子と電子、散乱光子と電子、散乱光子と入射光子の間の角度である。正面衝突の場合、散乱光子のエネルギーは約 $4\gamma_e^2$ 倍になる。100~1000 MeVのエネルギーを持つ電子に散乱させることで、可視光領域のエネルギーを持つレーザー光子はMeV領域にエネルギーを上げることができる。入射レーザーが直線偏光している場合、すなわち入射光子が偏光している場合、 $\gamma_e \epsilon_1 \ll 1$ を満たす場合には散乱後も偏光が維持される[7]。したがって、直線偏光のレーザーから直線偏光 γ 線を生成できる。このような高フラックス[5]や超高フラックス[8]の施設が近々稼働し、高い偏光度を持つ γ 線によるデルブリュック散乱の精密測定が可能になる。

超高出力のペタワット級やエクサワット級のレーザーが世界中で建設され、また計画されている[18]。このようなレーザーが十分に高い強度で固体ターゲットに集光した場合、シミュレーション計算によればレーザーのエネルギーの大部分がガンマ線に変換される結果が出ている[19, 20]。ターゲットの前面で発生するプリプラズマで発生する非線形トムソン散乱とコンプトン散乱に起因することが示されている[21]。ガンマ線のエネルギー幅は広いが、ほとんどの高エネルギー光子はレーザーの入射方向とほぼ180°逆向きに放出されることがわかっている[21]。また、超高出力レーザーを用いているが、別の γ 線発生原理に基づく超高出力ガンマ線源も提案されている[22-24]。したがって、プラズマと相互作用する超高強度レーザーは、デルブリュック散乱の精密測定に有用な高フラックスの高エネルギーガンマ線源となる可能性がある。

4. デルブリュック散乱の反応断面積を数値計算するための手法

第2節で述べたように、原子からの光子の弾性散乱には4種類の過程があり[2, 3]、これらは量子力学的な干渉を引き起こす。そのため、実験によって γ 線の弾性散乱の全反応断面積の計測を行った場合、測定値からデルブリュック散乱の微分断面積を求めるためには、他の過程を計算して補正する必要がある。弾性散乱の全微分反応断面積は次の式で表すことができる[25]。

$$\frac{d\sigma_{\perp, \parallel}}{d\Omega} = r_e^2 |A_{\perp, \parallel}|^2 \quad (2)$$

ここで \parallel と \perp はそれぞれ光子の偏極が散乱平面に対して平

行と垂直を示す. $r_e \equiv \frac{e^2}{m_e c^2}$ は電子の古典的半径を, e は電子の電荷を示す. さらに, 散乱振幅 $A_{\perp, \parallel}$ は

$$A_{\perp, \parallel} = A_{\perp, \parallel}^T + A_{\perp, \parallel}^{\text{GDR}} + A_{\perp, \parallel}^R + A_{\perp, \parallel}^D, \quad (3)$$

と記述でき, ここで T, GDR, R と D はそれぞれ, 核トムソン散乱, 原子核の巨大双極子共鳴, レイリー散乱, デルブリュック散乱を示す. 光子と原子核との間で発生する原子核トムソン散乱 (T) は次の式で記述できる [25].

$$A_{\perp}^T = -\frac{Z^2 e^2 m_e}{M c^2} \left(1 - \frac{1}{3} k^2 \langle r^2 \rangle \right), \quad (4)$$

$$A_{\parallel}^T = A_{\perp}^T \cos \theta \quad (5)$$

ここで M は原子核の質量, k は入射光子の波ベクトル \vec{k} の波数であり, r は原子核の荷電半径, θ は図 3 に示すように散乱角度を示す. 原子核の巨大双極子共鳴 (GDR) は, 最も簡単な描像では, 原子核における陽子の集団に対する中性子の集団の振動で記述できる [26]. その場合 GDR の散乱振幅は 1 つないし 2 つのローレンス関数で次の式のように近似できる [25].

$$A_{\perp}^{\text{GDR}} = \frac{E^2}{4\pi \hbar c r_e} \sum_{j=1}^2 \sigma_j \Gamma_j \frac{E_j^2 - E^2}{(E_j^2 - E^2)^2 + E^2 \Gamma_j^2}, \quad (6)$$

$$A_{\parallel}^{\text{GDR}} = A_{\perp}^{\text{GDR}} \cos \theta \quad (7)$$

ここで E は γ 線のエネルギー, $(\sigma_j, E_j, \Gamma_j)$ は関数のパラメータである. 本研究では, パラメータの値はリファレンス入力パラメータ・ライブラリー・データベース (RIPL-3) から採用した [27, 28]. 次に, レイリー散乱は, 原子の束縛電子による光子の散乱であり, 相対論的な 2 次の S 行列と形式因子を用いて計算することができる [29]. この計算には, 核トムソン散乱や GDR の散乱振幅に対する (4) ~ (7) のような簡単な式はない. そのため, レイリー散乱 (R) の振幅 $A_{\perp, \parallel}^R$ の値は, 既に計算されている RTAB データベース [29] の値を利用するか, Lynn Kissel 博士 [30] が開発したコード ENTING を用いて計算する必要がある. Kissel 博士は 10 年以上前に引退していたが, 問い合わせたところ 早くコードのコピーを譲ってくれた. 図 4 のファインマンダイアグラムに示した最低次のデルブリュック散乱の散

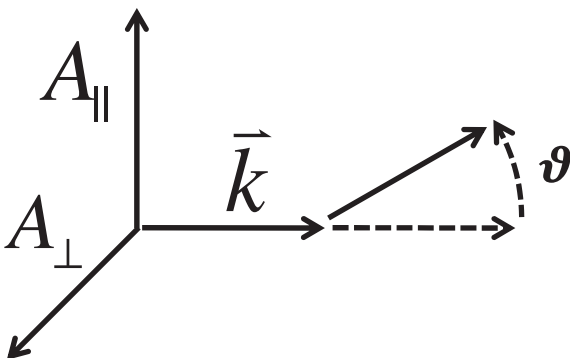


図 3 散乱面.

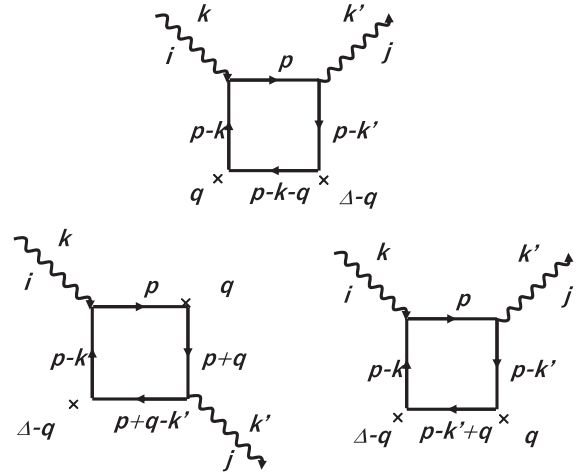


図 4 k と k' はそれぞれ入射光子と出射光子の 4 ベクトル運動量, i と j はそれぞれの偏光方向. $\Delta = k' - k$ は運動量の移動を表す. \times は原子核のクーロン場を表し, q は場の運動量を表す.

乱振幅は, 摂動論的 QED を用いて計算できる. 過去の研究 [31-33] では, 散乱振幅の実部および虚部を 3 次元および 4 次元の積分による近似式で得られている. その微分散乱断面積は, 光子の右巻きと左巻きに対応する偏光 (それぞれ, $+$ と $-$ の添え字で表示) で記述される.

$$\frac{d\sigma_{++,-}}{d\Omega} = (Z\alpha)^4 r_e^2 |a_{++,-}|^2, \quad (8)$$

ここで $a \equiv \frac{e^2}{\hbar c} \sim \frac{1}{137}$ は微細構造係数であり, 散乱振幅 a_{++} と a_{+-} はそれぞれ光子の偏光が散乱の前後で維持された場合と変更された場合を示す. 散乱平面に対して垂直な方向と平行な方向に対する振幅は, [33] より次の式から得られる.

$$A_{\perp}^D = a_{++} - a_{+-}, \quad (9)$$

$$A_{\parallel}^D = a_{++} + a_{+-} \quad (10)$$

a_{++} と a_{+-} の実部と虚部を記述する式は [31-33] で提案され, [17] で検証された. (9) と (10) 式のより詳細な式は [31-33] に記述されている. 我々は, これらの式の値をモンテ・カルロ積分ルーティン [34] を用いて数値計算することで, デルブリュック散乱の反応断面積を求めた.

5. 計算結果と議論

最低次のデルブリュック散乱振幅は, 式 (8) に見られるように, 散乱物質の原子番号 Z に対して $(Z\alpha)^2$ に比例して増加する. 再低次より一つ高い高次の寄与は, $\alpha(Z\alpha)^4$ に比例する. また, 光子のエネルギーや散乱角度の増加とともに増加する [3]. 残念ながら, さらに一つ高次の寄与は, まだ理論計算されていないため全振幅を計算できない. そのため, 全振幅は有限原子核サイズの補正を用いて解析的に定式化されたが, その式を用いた数値計算は, 1990 年代の計算機では非常に長い時間が必要であり, 非常に少ない実験データのみを考慮した不完全な計算結果となった [35]. なお, 現在の計算機でも一定の時間がかかる. さらに, 式

の項の数が非常に多いため、もう一つ高次の寄与を計算することができなかつた[36]。そこで、これらの高次の寄与(すなわち、クーロン補正)が小さくなるようなZ、光子エネルギー、散乱角の値を選んだ後に計算を行う必要がある。Zが小さくなるほど高次の寄与は小さくなり、 $Z < 50$ の散乱物質ではその寄与が5%以下まで下がるのが判明している[37]。またエネルギーが下がるほど高次の寄与が小さくなるが、U ($Z = 92$)の散乱試料においても、2 MeV以下の γ 線エネルギーでは、実験の再現に最低次の散乱振幅を考慮すれば十分であることが示されている(文献[37]に引用されている文献を参照)。1.115 MeV以下の光子エネルギーでは、W ($Z = 74$)とPb ($Z = 82$)の散乱試料において、最低次の寄与が約5%の実験的不確かさで一致することが実験で確認されている[38]。しかし、2.754 MeVのエネルギーでは、Pb, Bi, Th, Uの散乱試料では、計測された反応断面積と最低次の寄与のみの計算結果との差が2倍にもなっている[38]。本研究では、上記の制約を考慮して、散乱物質にはSn ($Z = 50$)を選択し、 γ 線のエネルギーは1.050~1.150 MeVの範囲として計算を行った。下限値はデルブリュック散乱の近似式が適用可能な下限エネルギーの1.022 MeV以上[31-33]になるように選択した。なお、RTABデータベース[30]で利用可能なエネルギーでもある。1990年代までの実験では、高輝度 γ 線源として原子炉で生成した高線量の放射性同位体が主に用いられていた。一方、LCS γ 線では直線偏光が可能であることに着目し、直線偏光に対する依存性を特に重要視した。

式(6)のGDR散乱振幅については、RIPL-3データベース[27,28]から、Snの同位体の中で最も同位体組成の多い ^{120}Sn のパラメータを用いた。 $j = 1$ は式(6)の和の中で唯一有効な項であり、そのパラメータは $E = 15.37$ MeV, $\sigma_1 = 284.1$ mb ($\text{mb} = 10^{-27} \text{ cm}^2$), $\Gamma_1 = 5.08$ MeVである[27]。レイリー散乱(R)振幅は、RTABデータベース[30]と同じパラメータを用いてENTINGで新たに計算した。ここで、10個の内殻電子の寄与を相対論的2次のS行列を用いて計算し、40個の外殻電子の寄与を形状因子[29]を用いて計算した。T振幅はENTING[30]で計算した。

図5は、1.10 MeVの γ 線、散乱面内の散乱角 $40^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$ におけるデルブリュック散乱(D)およびそれ以外の散乱過程の和(R+T+GDR)の微分断面積 $d\sigma_{\parallel}/d\Omega$ の計算結果を示している([17]の図4から引用)。R+T+GDRの $d\sigma_{\parallel}/d\Omega$ は 70° 付近で急激に落ち込み最小となる。R+T+GDRの散乱振幅の実部は 70° 付近で負の値から正になる一方、虚部は実部に比べて小さいことがわかった[17]。反応断面積は振幅の2乗に比例するため、 70° 近傍に最小値が出現する。式(5)と(7)からわかるように、TとGDRは $\theta = 90^\circ$ で振幅が0になるが、Rからの寄与は谷の位置をより小さい角度にシフトさせる[17]。

この結果は、直線偏光した光子を十分に低いエネルギーで十分に小さい原子電荷の試料に照射し、偏光面に平行な面で散乱を計測すれば、デルブリュック散乱の高次の効果が十分に小さい条件で反応断面積を計測できることを示している。すなわち、これらの光子の弾性散乱に対する真空

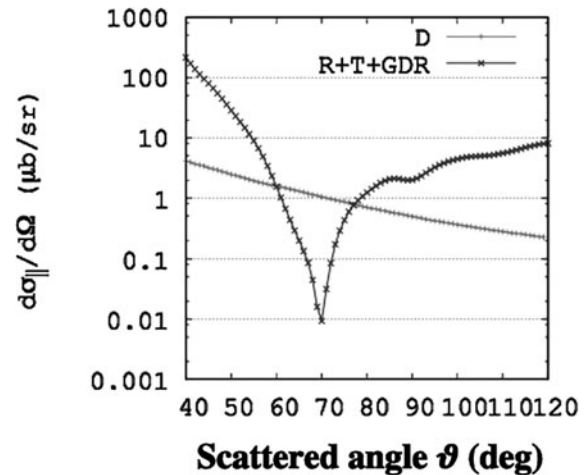


図5 スズの1100 keVにおけるDおよびR+T+GDRの微分散乱断面積 $d\sigma_{\parallel}/d\Omega$ 。角度分解能は $\Delta\theta = 1^\circ$ (60° の1点を除く)。Dの相対誤差は1%([17]のFig.4から引用)。 $\mu\text{b} = 10^{-30} \text{ cm}^2$ と $\text{sr} = \text{steradian}$ 。

の寄与(デルブリュック散乱)をほぼ分離し、正確に測定できることを示している[17]。

6. 結論

偏光性の高い γ 線を物質から散乱させることで、真空の偏極を測定するデルブリュック散乱の高精度な測定値を得ることができる[17]。このような高フラックス高偏光ガンマ線源は現在も稼働中であり[4]、また近い将来により高輝度な施設も稼働予定であり[5-8]、実験が期待される。また、ペタワットやエクサワットの超高出力レーザーが世界中で建設され、また計画されている[18]。これらのレーザーは、十分に高い強度で固体ターゲットに集光すると、超高輝度の γ 線を発生させることができる[19,20]。別の原理に基づく超高出力レーザーによる超高出力 γ 線生成も提案されている[22-24]。このような高フラックスの偏光 γ 線源は、QEDの理論的予測からの逸脱の探索に用いることができる。このような高輝度 γ 線を用いれば、デルブリュック散乱の測定を合理的な実験時間で高精度に行うことができる。したがって、これらの新しい施設は、物理学の標準モデルを超える新しい物理学の探索に用いることができる。

参考文献

- [1] B. Abi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **126**, 141801 (2021).
- [2] A.I. Milstein and M. Schumacher, Phys. Rep. **243**, 183 (1994).
- [3] M. Schumacher, Rad. Phys. Chem. **56**, 101 (1999).
- [4] V.N. Litvinenko *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 4569 (1997).
- [5] K. Dupraz *et al.*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **17**, 033501 (2014).
- [6] F. Albert *et al.*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **14**, 050703 (2011).
- [7] R. Hajima and M. Fujiwara, Phys. Rev. Accel. Beams **19**, 020702 (2016).
- [8] M.W. Krasny, "The Gamma Factory proposal for CERN," arXiv:1511.07794 [hep-ex].

- [9] T. Nakamura *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 195001 (2012).
 [10] C.P. Ridgers *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 165006 (2012).
 [11] K.V. Lezhnin *et al.*, Phys. Plasmas **25**, 123105 (2018).
 [12] V. Costantini *et al.*, Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. A **2**, 733 (1971).
 [13] G. Aad *et al.*, (ATLAS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **123**, 052001 (2019).
 [14] The CMS Collaboration, Phys. Lett. B **797**, 134826 (2019).
 [15] T. Yamaji *et al.*, Phys. Lett. B **763**, 454 (2016).
 [16] Sh. Zh. Akhmedaliev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 061802 (2002).
 [17] J.K. Koga and T. Hayakawa, Phys. Rev. Lett. **118**, 204801 (2017).
 [18] C.N. Danson *et al.*, High Power Laser Sci. Eng. **7**, E54 (2019).
 [19] T. Nakamura *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 195001 (2012).
 [20] C.P. Ridgers *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 165006 (2012).
 [21] K.V. Lezhnin *et al.*, Phys. Plasmas **25**, 123105 (2018).
 [22] J. Magnusson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **122**, 254801 (2019).
 [23] J. Magnusson *et al.*, Phys. Rev. A **100**, 063404 (2019).
 [24] T. Wang *et al.*, Phys. Rev. Appl. **13**, 054024 (2020).
 [25] P. Rullhusen *et al.*, Phys. Rev. C **23**, 1375 (1981).
 [26] B.L. Berman and S.C. Fultz, Rev. Mod. Phys. **47**, 713 (1975).
 [27] <https://www-nds.iaea.org/RIPL-3/>
 [28] R. Capote *et al.*, Nucl. Data Sheets **110**, 3107 (2009).
 [29] L. Kissel, Radiat. Phys. Chem. **59**, 185 (2000).
 [30] L. Kissel (*private communication*).
 [31] B. De Tollis and G. Pistoni, Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. A **42**, 499 (1977).
 [32] B. De Tollis, M. Lusignoli and G. Pistoni, Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. A **32**, 227 (1976).
 [33] B. De Tollis and L. Luminari, Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. A **81**, 633 (1984).
 [34] T. Hahn, Comput. Phys. Commun. **207**, 341 (2016).
 [35] A. Scherdin *et al.*, Z. Phys. A **353**, 273 (1995).
 [36] H. Cheng, E.-C. Tsai and X. Zhu, Phys. Rev. D **26**, 908 (1982).
 [37] B. Kasten *et al.*, Phys. Rev. C **33**, 1606 (1986).
 [38] B. Kunwar *et al.*, Phys. Rev. A **71**, 032724 (2005).



じーむず けびん こーが
James Kevin Koga

量子科学技術研究開発機構 量子ビーム科学部門 関西光科学研究所 光量子科学研究所 高強度レーザー科学研究グループ 専門業務員, Ph.D. in Physics (University of

Texas at Austin). 非線形量子電気力学, 相対論的レーザー・プラズマ相互作用理論シミュレーションおよび標準模型を超える物理を中心に研究を行っている。昨年, 40年以上ぶりにバイオリンのレッスンを再開しました。



はやかわ たけひと
早川 岳人

量子科学技術研究開発機構 量子ビーム科学部門 東海量子ビーム応用研究センター LCSガンマ線研究プロジェクト 上席研究員. 筑波大学 博士 (物理学). 宇宙核物理学,

原子核物理学, 光核科学などが専門。レーザーコンプトン散乱ガンマ線やレーザー駆動量子ビームを用いた実験から, 超新星ニュートリノ原子核反応による宇宙年代学の研究など多様な分野で研究を行う。趣味は山歩き。