

# ミューオン $g-2$ /EDM 実験

KEK 素粒子原子核研究所

三部 勉

mibe@post.kek.jp

理化学研究所 仁科加速器研究センター

石田 勝彦

ishida@riken.jp

KEK 超伝導低温工学センター

佐々木 憲一

ken-ichi.sasaki@kek.jp

2012 年 (平成 24 年) 11 月 21 日

## 1 はじめに

BNL で行われた E821 実験 [1] はミューオンの異常磁気能率 ( $g-2$ ) を 0.54ppm という高精度で測定し、標準理論の予想値よりも約  $3\sigma$  大きい値を報告した。これは標準理論のほころびを示しているのだろうか。J-PARC ではまったく新しい実験手法を用いてミューオン  $g-2$  の値を精密測定するとともに、電子双極子能率 (EDM) を世界最高感度で測定する実験を計画している。まったく新しいアプローチであるがゆえに、実験技術の開発はそれぞれユニークである。本稿では、物理背景と実験概要を述べるとともに、超低速ミューオン源、蓄積磁石、磁場測定、陽電子検出器の領域について開発の現状と展望について紹介したい。

## 2 物理背景

ミューオンの  $g-2$  および EDM はスピンの歳差運動を用いて測定する。歳差運動と聞いてどのようなイメージをもたれるだろうか。多くの方は学生の頃、力学の授業でコマの歳差運動について学ばれたと思う。角運動量をもつ剛体にトルクを与えると、角運動量の回転軸がある軸の周りに円をえがくように振れる現象である。ミューオンはスピン  $\frac{1}{2}$  を持つ素粒子であるので、コマと同様に歳差運動を考えることができる。ミューオンのスピンに対して標準模型の相互作用や未知の相互作用によって「トルク」が加わり、歳差運動をする。歳差運動を高精度で測定して、標準模型からのズレを検証するのが本実験の目的である。

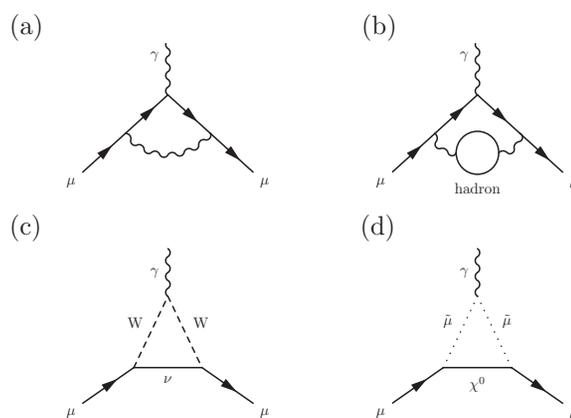


図 1:  $a_\mu$  へ寄与する過程の例: (a) QED (Schwinger 項) (b) ハドロンループを含む項 (c) 弱い相互作用 (d) 超対称性模型。

静的な電磁場中ではミューオンのスピン ( $\vec{s}$ ) は磁気双極子 ( $\vec{\mu}$ ), 電気双極子 ( $\vec{d}$ ) として電磁場と相互作用する。すなわち、相互作用のハミルトニアンは

$$H = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} - \vec{d} \cdot \vec{E}, \quad (1)$$

とかける。ここで

$$\vec{\mu} = g \frac{e}{2m_\mu} \vec{s}, \quad \vec{d} = \eta \frac{e}{m_\mu c} \vec{s} \quad (2)$$

である。 $g$  はランダウの  $g$  因子,  $\eta$  は EDM の大きさを示す無次元量である。 $g$  因子はディラック方程式の最低次では正確に 2 であるが、一般には  $g$  因子は量子補正を受けるため 2 からずれてくる。ここで、2 からのずれを  $a_\mu = (g-2)/2$  とし、量子補正の効果をあらわに示す量として定義する。



図 2: 10 次の QED 補正項の計算結果について KEK で講演された木下先生 (右) (2012 年 11 月 2 日)

標準理論では  $a_\mu$  の値を非常に高精度で計算できることが知られている。QED のリーディングオーダーのファインマン図は図 1(a) のようになる。これに対応する補正値は  $\frac{\alpha}{\pi}$  となる。この項は QED の黎明期にシュウィンガーによって計算された最初の量子ループの計算<sup>1</sup>であり、シュウィンガー項と呼ばれる [2]。

その後現在に至るまで、QED のさらに高次の項の評価が続いており、年々、精度が向上している。すでにご存知の方も多いと思うが、今年 (2012 年)、コーネル大学の木下東一郎先生らのグループにより電子およびミュオン  $g-2$  に対する QED の 10 次の量子補正に関する結果が公表された [3] (図 2)。10 次の QED 量子補正は実に 1 万を超えるファインマンダイアグラムから構成され、その全ての寄与について計算がなされたのである<sup>2</sup>。のちに述べるように、現段階では QED 計算に起因する誤差は他の項の誤差に比べて十分小さい。

現段階で  $a_\mu$  の理論計算の誤差が最も大きいのはハドロンループを含む補正項 ( $a_\mu(\text{had})$ ; 図 1(b)) である。この項は QED のように摂動的に計算することができないが、リーディングオーダーの補正項については、分散関係と光学定理を用いると  $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$  反応の全断面積  $\sigma_{\text{had}}$  の実験データから計算することができる。すなわち、

$$a_\mu(\text{had,LO}) = \int_{m_\pi^2}^{\infty} ds \frac{\hat{K}(s)}{s} \sigma_{\text{had}}(s) \quad (3)$$

の関係がある。ここで、 $\hat{K}(s) \sim O(1)$  であるので、より重心エネルギー ( $s$ ) が低い領域の断面積データが相対的に重要である。

$a_\mu(\text{had,LO})$  は B-factory をはじめとする近年の  $e^+e^-$  衝突データによって次第に精度が向上している。なかでも Babar 実験からは、たいへん誤差の小さい結果が発

<sup>1</sup> 正確には、ミュオンではなく、電子の  $g-2$  について計算された。

<sup>2</sup> 現在、微細構造定数  $\alpha$  はこの計算結果と電子  $g-2$  の測定値との比較から決められている

表されている。これは  $a_\mu$  の計算において非常に有用である一方、いくつかの領域で KLOE や昔の  $e^+e^-$  衝突実験とわずかにテンションがみられており、誤差の減少を妨げ始めている。 $\pi^+\pi^-$  終状態や  $\pi^+\pi^-\pi^0$  終状態がその代表的な例である。そんな中、今年 9 月に名古屋で開催されたタウレプトンワークショップ [4] で、Belle から  $\pi^+\pi^-\pi^0$  終状態について新しい結果が発表され、Babar と一致することを示した。 $\pi^+\pi^-\pi^0$  終状態の問題については解決したといえる。今後も Belle や Belle-II のデータから  $a_\mu(\text{had})$  へのさらなるインプットが得られることを期待したい。

W ボソンや Z ボソンが関与する補正項 (例: 図 1(c)) はリーディングオーダーではフェルミ結合定数とワインバーグ角によって決まる。後者は LEP や TEVATRON において精度よく決められている。この項の誤差は  $a_\mu(\text{had})$  に比べると一桁小さく、今後の議論でも問題になることはないであろう。

表 1 に標準理論のそれぞれの寄与と実験との比較を示す。実験値は BNL で行われた実験からの値であり、標準理論の計算値よりも  $3\sigma$  以上大きい値を示している。標準理論の計算はいくつかのグループで独立に行われているが、どの計算結果を用いてもズレの大きさは同じ程度になる [6, 7]。このズレが、超対称性模型 (図 1(d)) や暗黒光子など、標準理論を超える物理現象に起因するとする可能性が議論されている [8]。

このように  $a_\mu$  は標準理論の破れを示唆する非常に重要な物理量であるにもかかわらず、現状では、 $a_\mu$  の値は唯一 BNL の実験のみで決まっている<sup>3</sup>。我々の目的は、 $a_\mu$  のズレを BNL の実験とまったく独立な方法で検証することである。また、紙面の都合上、ここでは詳しく触れないが、EDM についても、BNL の実験で得られた上限値  $1.8 \times 10^{-19} e \cdot \text{cm}$  (95% C.L.) [9] から約 2 桁感度を向上して探索することを目指している。

### 3 実験概要

ここで  $g-2$  と EDM の測定原理について簡単に説明しておきたい。以下では静電磁場中でのミュオンとスピンの運動について考える。一様磁場中では、ミュオンは円運動 (サイクロトロン運動) する。ミュオンのスピンはミュオンの運動量に追従するように同様に磁場中で回転する。 $g$  因子が正確に 2 であれば、磁場に対するスピンの回転周波数はサイクロトロン運動の周波数と完全に一致する。しかし実際には  $g$  は 2 より大きいため、スピンは運動量に対してわずかに早く回転する。この運動量に対するスピンの回転は、 $g$  因子の 2 からの

<sup>3</sup> FNAL へ BNL の実験設備を移設して測定を継続する計画が進んでいる。現在、磁石の解体、移設作業が進んでいる。

表 1: 標準理論の  $a_\mu$  と実験値の比較 (括弧内は誤差を表す) [3, 5]

	$a_\mu$ (単位: $10^{-10}$ )
QED	11 658 471. 8947 (0.008)
ハドロニック	
Leading Order	694.9 (4.3)
Next Leading Order	-9.8 (0.1)
Light-by-Light	10.5 (2.6)
電弱	15.4 (0.2)
理論 (合計)	11 659 182.8 (4.9)
実験値 (BNL-E821)	11 659 208.9 (6.3)
実験値 - 理論	26.1 (8.0)

「ズレ」によって生じていて、異常歳差運動と呼ぶ。異常歳差運動の角速度  $\omega_a$  は  $a_\mu$ , 磁場 ( $\vec{B}$ ), 電場 ( $\vec{E}$ ) および速度ベクトル  $\vec{\beta}$ , ローレンツ  $\gamma$  因子を用いて, 以下のように表すことができる。

$$\vec{\omega}_a = -\frac{e}{m_\mu} \left[ a_\mu \vec{B} - \left( a_\mu - \frac{1}{\gamma^2 - 1} \right) \frac{\vec{\beta} \times \vec{E}}{c} \right]. \quad (4)$$

第1項は磁場による回転, 第2項は相対論的に運動しているミュオンが実験室系の電場を見たときに感じる有効磁場による回転である。

前述のように,  $a_\mu \sim \alpha/(2\pi) \sim 0.00116$  であるので,  $\gamma$  が  $\gamma = 29.4$  である時は第2項が無視できるようになり, 以下の単純な式になる。

$$\vec{\omega}_a = -\frac{e}{m_\mu} a_\mu \vec{B}. \quad (5)$$

つまり,  $\vec{\omega}_a$  と  $\vec{B}$  を精度よく測定すれば,  $a_\mu$  を決めることができる。このときのミュオンの運動量 ( $p=3.094 \text{ GeV}/c$ ) はマジック運動量と呼ばれている。BNLの実験ではマジック運動量のミュオンビームを用いて  $g-2$  の測定を行った。このときミュオンビームは, パイオンの崩壊で生成されるものを直接用いたので, 非常にエミッタンスが大きいビームであった。一方, 測定のためにはミュオンを蓄積しておく必要があり, このために収束電場が用いられた。BNLの実験がマジック運動量で測定した理由は, この収束電場により, 測定が式 (4) 第2項の影響を受けないようにするためであった。

ここで, あらためて式 (4) の第2項をみると, 電場 ( $\vec{E}$ ) をゼロにすることによってもこの項を消せることがわかる。これが我々の実験のアプローチである<sup>4</sup>。この場合, いかなる運動量でも「マジック運動量」の条件を満たすことができるのである。前述の通り, ミュオン

<sup>4</sup> このアプローチの着想に到るエピソードは文献 [10] で語られている。

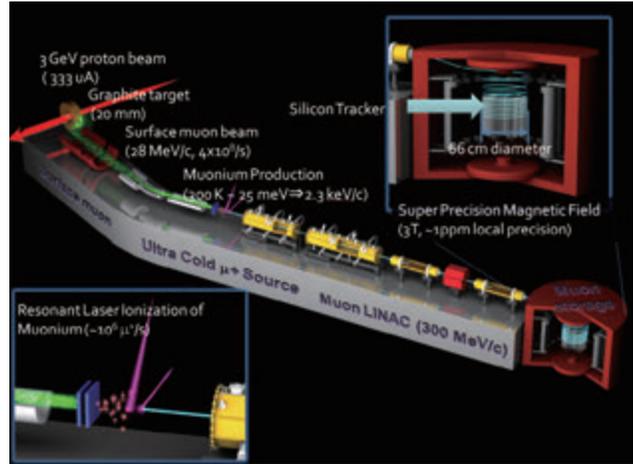


図 3:  $g-2$ /EDM 実験概要

の蓄積のために収束電場が必須であったのだが, 収束電場を用いなくてもミュオンビームが広がらないような極冷ミュオンビームが実現すれば, 電場を消すことが可能である。我々はミュオニウム ( $\mu^+e^-$ ) をレーザー共鳴解離して得られる超低速ミュオンを直線加速器で再加速することでそのようなビームを生成する計画である。この場合も, 式 (4) は同様に簡略化され式 (5) となる。ミュオンが EDM を有すると, さらに EDM によるスピンの回転の項 ( $\vec{\omega}_\eta$ ) が加わり,

$$\vec{\omega} = \vec{\omega}_a + \vec{\omega}_\eta = -\frac{e}{m_\mu} \left[ a_\mu \vec{B} - \frac{\eta}{2} (\vec{\beta} \times \vec{B}) \right], \quad (6)$$

となる。 $g-2$  による回転軸は磁場の向きであるのに対して, EDM があるとミュオンが有効電場  $\beta \times \vec{B}$  を感じてスピンの回転軸が磁場に対して傾く。この傾きに感度を持つように測定を行うことにより,  $g-2$  と EDM を同時に精度よく測ることをができる。

実験ではミュオンのスピンの向きの時間変化を測定する必要があるが, これにはパリティを破るミュオンのミシェル崩壊 ( $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ ) を用いる。ミュオンの静止系では陽電子はミュオンスピンの方向に放出されやすい。実験室系ではミュオンの運動量が進行方向にブーストされるため, 陽電子の放出角度とエネルギーに相関が生じる。エネルギーが高い陽電子を選択的にとらえることで, 静止系で前方崩壊した陽電子を選択し, その数の時間変化を計測することにより, 運動方向に対するスピン回転の時間変化の情報を得ることができる。陽電子数の時間変化の周期が異常歳差運動の角速度  $\omega$  を与える。

図 3 に実験の概要を示す。実験は J-PARC の物質生命科学実験施設 (MLF) のミュオンビームライン (H-Line) にて行う。RCS から取り出された 3 GeV の陽子ビームがミュオン生成標的に照射されると, 標的中でパイオンが生成し, その 2 体崩壊によって表面ミュオンと呼ばれる 100%偏極した約 28 MeV/c のミュオ

ンが生成される。これを捕獲ソレノイドとビームラインによって輸送し、ミュオニウム生成標的に静止させる。そこで、ミュオンは熱エネルギー程度まで減速され、電子を捕獲しミュオニウムとなり、標的外へ放出される。真空紫外レーザー (122 nm/355 nm) を用いて、ミュオニウムから電子を解離すると、熱エネルギー (25 meV) 程度の超低速のミュオンができる。これを直線加速器で 300 MeV/c まで加速すると、非常に指向性の良い ( $\frac{p_T}{p} \sim 10^{-5}$ ) 極冷ミュオンビームができる。このビームを 3 T の超伝導ソレノイド蓄積磁石へ斜め上方向から入射する。磁場均一度が高い (1ppm) 蓄積磁石の中心でミュオンビームを蓄積し、崩壊で生成した陽電子をシリコン飛跡検出器で測定する。1年間の測定で  $a_\mu$  を 0.1ppm の統計精度で測定することを計画している<sup>5</sup> [11]。

以下のセクションでは、超低速ミュオン源、蓄積磁石・磁場測定、陽電子検出器の概要と開発状況を報告する。

## 4 超低速ミュオン源

### 4.1 ミュオン源への要請

ミュオンを加速して蓄積磁石に質の高いミュオンを蓄積するには、元々のビームのエミッタンスが小さいことが必須となる。電場などによる収束作用をまったくかけずに、ミュオンの寿命の間、ミュオンビームが拡がらないように蓄積するには、横運動量と縦運動量の比が  $10^{-5}$  程度であることが要求され、横運動量を小さく抑えるには初期状態として常温程度のエネルギー (25 meV) しか許されない。ミュオン蓄積領域に弱い収束磁場を与えることによって、この制限を幾分緩和できるが、再加速や蓄積磁石への入射を考えると初期エミッタンスが小さいに越したことはない。ビームエミッタンスの小さいことに加えて、強い要請はビーム強度である。1年間の測定で 0.1ppm の統計精度を得るには、毎秒  $10^6$  個の極冷ミュオンを蓄積することが必要と見積もられる。これまで超低速ミュオン開発の場であった理研 RAL 施設での通常ミュオンビーム強度が  $10^6/s$ 、超低速ミュオンの強度が 20/s であったこと<sup>6</sup> [12] を考えるとかなりチャレンジングであるが、以下に述べるような大幅な改善により到達可能と考える。超低速ミュオンの個数は、(ミュオニウム生成標的に止める表面ミュオン個数)  $\times$  (真空中へのミュオニウム放出効率)  $\times$  (イオン化効率)  $\times$  (加速効率) で決まる。特に

<sup>5</sup> この測定精度は、前述の FNAL で計画されている実験と同じである

<sup>6</sup> PSI では低温減速材法を用いて低速ミュオンを 10,000/s 程度得ているが、エネルギーばらつきが keV 程度と大きく、極冷ミュオン源としては適さない。

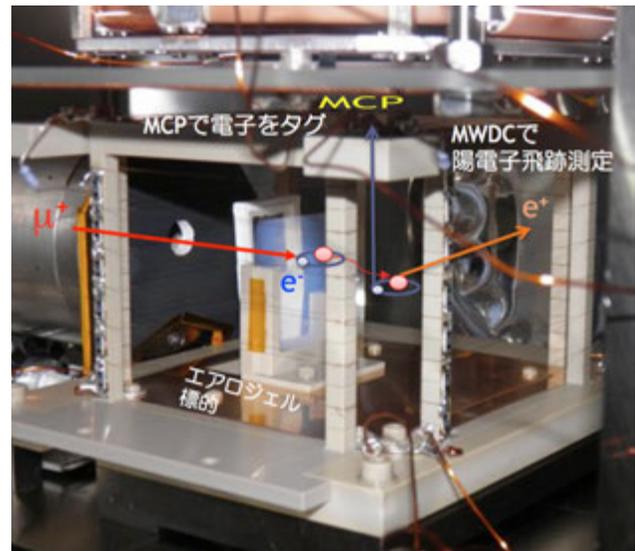


図 4: 常温ミュオニウム真空放出の実験セットアップ (TRIUMF-S1249 実験)

表面ミュオン個数に寄与するのが陽子加速器パワー、ミュオン生成標的、ビーム輸送効率である。計画では J-PARC MLF の H-line で、 $10^8/s$  の表面ミュオンをミュオニウム生成標的に入射し、ここでまず二桁の向上を予定している。

### 4.2 熱ミュオニウム生成標的

加速器ビームラインで得られるミュオンビーム (典型的には 4 MeV) を標的にいったん静止させることによりミュオンは熱エネルギーとなる。これを再度ビームとして使うために、真空中に取り出すことが必要である。ミュオニウムを真空中に放出しやすい物質として、KEK で発見された高温タングステン [13] や、TRIUMF や PSI で研究されたシリカパウダーが知られている。共に 3% 程度のミュオニウム放出率を持っており、それぞれ長期安定性、高温不要などの特徴がある。先に述べたようにビームエミッタンスをなるべく小さくするには常温放出であるシリカパウダーが好ましい。また、レーザー密度に効くビームの初期拡がりやドップラー拡がりが小さくなるためイオン化効率もあげられる。しかしシリカパウダーを加速管に入れるには取扱に不安があるために、シリカパウダーに代わるものとして、同様の内部構造を持つシリカエアロジェルに注目して、ミュオニウム放出率の測定を行った。

測定はカナダの TRIUMF 研究所で行った (S1249 実験)。まず第一段階としてミュオンスピン回転法を用いて静止したミュオンがミュオニウムを生成するかどうかを調べ、エアロジェルがシリカパウダーと同程度の割合でミュオニウムを生成することを確かめた [14]。次に、日本から標的、真空チェンバーおよび MCP を持

ち込み、カナダ側の共同研究者が準備した MWDC<sup>7</sup>などの検出器と組み合わせて測定を行った(図4)。TRIUMFではJ-PARCやRALのパルス状ミューオンビームと異なりミューオン粒子が時間的にばらばらにやってくるため、標的に一つ一つ止めて測定ができ、同時係数法などを用いることで、標的表面付近のミューオン崩壊位置測定がS/N良く2 mm程度の分解能で可能である。

標的エアロジェルからのミューオニウム放出およびその空間時間発展の様子が、MWDCによるミューオン崩壊陽電子トラッキングおよびMCPによるミューオニウム原子崩壊で放出される軌道電子検出、それぞれから観測された。結果の一部を図5に示す。時間の経過につれシリカエアロジェルからミューオニウムが標的表面からにじみ出ている様子が分かる。表面ミューオンの標的内静止位置分布、ミューオニウムの標的内拡散、放出ミューオニウムの真空中飛行などを含めた詳細な解析を進めている。現段階ではミューオニウムの真空中への放出率はシリカパウダーと比べて1/5程度であり、そのままでは $g-2$ 実験のミューオン源としては不足となることがわかっている。放出率が低い理由は、ミューオニウムの標的内拡散距離がミューオン静止分布拡がりの1/100程度しかなく、たまたま表面付近に止まったミューオンしか放出に寄与できないためと理解されている。100  $\mu\text{m}$ 程度の中間構造を作って標的表面積を増やしてやると放出率を少なくとも5倍程度増やすことができることが計算で示されている。これを検証するため、レーザー、イオンビーム、紛体照射などを用いた中間構造を有するエアロジェルの作成を検討している。

J-PARCでも高温および常温金属からのミューオニウム真空放出の測定が進んでいる。高温(2000 K)に熱したタングステン膜を用いた測定[13]の追試に始まり、アルカリ金属を蒸着して金属表面の仕事関数を操作することでミューオニウムの放出率の増加を促す処理など、新しい試みも始まっている<sup>8</sup>[15]。物質生命科学利用を主とした超低速ミューオンビームラインがJ-PARCで新規建設中[17]であることにも関連して、分野横断的にミューオニウム生成標的の開発のニーズが高まっている。今後は、TRIUMF、理研RALに加えて、J-PARCでミューオニウム生成標的の試験ができるよう整備を行うことで、開発が効率的に進む見込みである。

### 4.3 イオン化レーザー

真空中に放出されたミューオニウムから電子をはがすため、レーザー共鳴イオン化法を採用している。ミュー

<sup>7</sup>このMWDCはミューオン崩壊パラメータを世界最高精度で測定したTWIST実験で用いられたものであり、まさにミューオン崩壊起源の陽電子を検出するために作られた検出器である。

<sup>8</sup>この処理によりポジトロニウムおよびポジトロニウム負イオンの生成率が増加することが知られている[16]

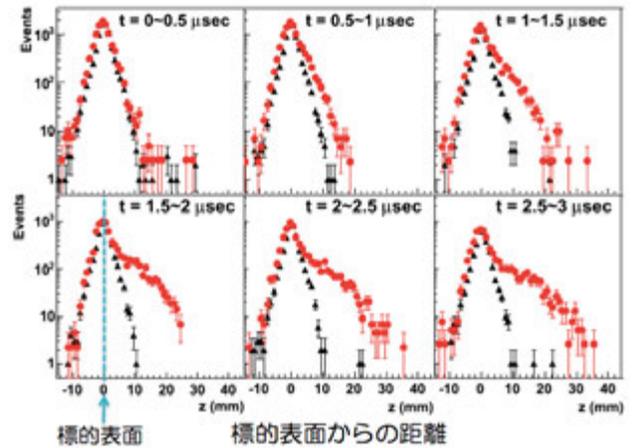


図5: 再構成された崩壊点分布のミューオンビーム入射時刻からの時間変化。データ点は●はシリカエアロジェル標的、▲はバックグラウンド(ガラス板)を示す。

オニウムは真空中に基底1S状態で放出される。これに1S-2Pの準位差(Lyman- $\alpha$ )に相当する122 nmの共鳴波長のレーザーを照射し2P状態に励起し、さらに355 nmのレーザーで連続状態に上げイオン化する。10年以上前に基本設計が構築されたこれまでのレーザーシステムでは、放出ミューオニウムのイオン化効率が1%程度しかなく、一方 $g-2$ 実験ではイオン化効率をほぼ100%にする必要がある。このためこれまでを2桁上回る100  $\mu\text{J}$ 級の世界最高強度のLyman- $\alpha$ レーザー開発が理化学研究所の仁科加速器研究センター岩崎先端中間子研究室および基幹研究所光グリーンテクノロジー特別研究ユニットの共同研究として始まっていたが、2011年度からは新学術領域研究[17]の一環として、理研で製作が行われることとなった[18]。1062.78 nmの基調となる光を発振・増幅し、その5倍波として212.556 nm光を得る。別途1062.78 nmの2倍波を分岐して作成された820 nm光とKrガス中で混合し、2光子共鳴4波混合法により122 nm光を得る。この製作には全固体レーザー、ファイバーレーザー、結晶作成などの理研が持つ先端技術が用いられ、大幅に省電力化・省スペース化・高安定化も図られており、完成が間近である。ここで実用化されたレーザー技術はそのまま $g-2$ 実験ミューオン源にも利用できる。

## 5 蓄積磁石・磁場測定

### 5.1 ミューオン蓄積用超伝導ソレノイド

ミューオンの蓄積リングは、半径 $33.3 \pm 1.5$  cm、軸方向 $\pm 5$  cmのリング状の領域(以下、蓄積領域)に、1ppm以下の磁場均一度で3 Tの磁場を与えることが要求されている。このような仕様を満たす磁場を発生する

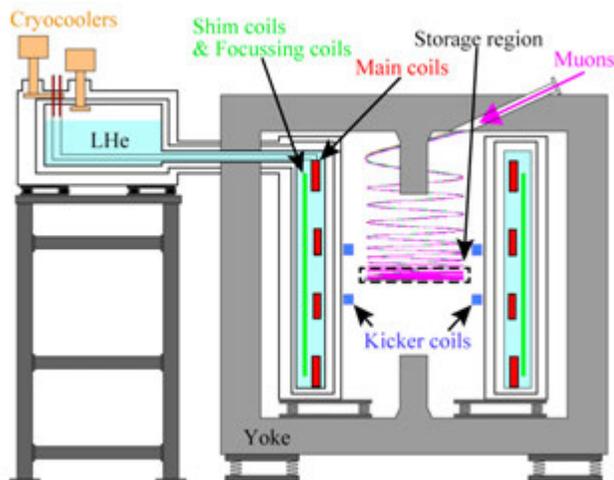


図 6:  $g-2$ /EDM 実験用超伝導磁石システム・概略図

磁石として、超伝導ソレノイドが最適であり、2009 年より磁石システムの開発を進めている。図 6 に現在設計中の磁石システムの概念図を示す。ミュオン蓄積領域は磁石中心付近になる。

前述の磁場仕様を含め、この磁石システムに要求されている磁場仕様をまとめると以下のようになる。

1. 蓄積領域における軸方向磁場強度が 3 T
2. 蓄積領域における局所的磁場変化が 1ppm 以下
3. 超伝導ソレノイド上部から入射されたミュオンビームを円滑に蓄積領域まで導くための磁場分布
4. 入射されたミュオンを蓄積領域で留めるためのキッカー磁場
5. ミュオンを蓄積領域内で安定して周回させるための弱収束磁場

項目 1 および 2 について、主たる磁場はメイン超伝導コイルおよび鉄ヨークにて発生する。鉄ヨークについては、外部への漏れ磁場を抑制する他、蓄積領域の磁場均一度確保の機能も担っている。半径中心部に突起（以後、ポールチップ）を設けることで、磁石軸付近の磁場強度を高め、リング状の蓄積領域内の磁場均一度を確保している。

項目 2 は最終的にはミュオンが感じる磁場の平均値が 0.1ppm 以下で測定するために重要である。BNL の実験では局所的磁場変化が 100ppm 程度であったことを考えると、J-PARC の実験ではこの点で大きな改善が見込まれている。ただし、容易に達成できる仕様ではない。磁石組立には必ず製作誤差が生じてしまうため、コイルのアライメントが理想的配置からズレてしまい、誤差磁場が発生してしまうことが考えられる。その他にも、周囲の温度変化による熱膨張や、磁石内部に配置する検出

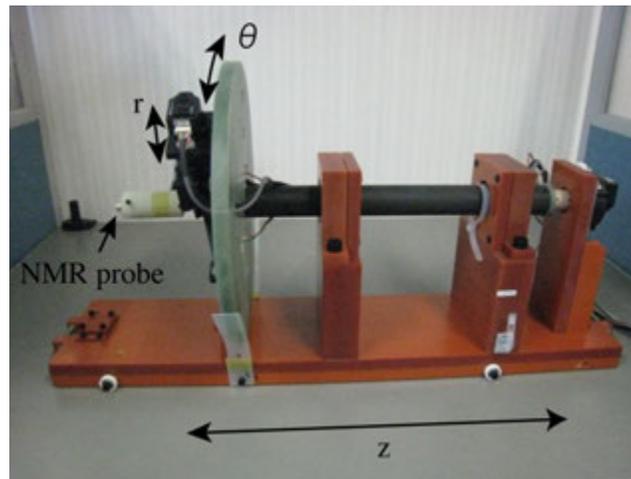


図 7: NMR 磁場マッピングシステム・試作機

器等が原因となって発生する誤差磁場によって、理想的な磁場分布が乱されてしまうことは容易に想像できる。そのような誤差磁場を補正するシステムについても検討を進めている。現状では、鉄シムによる磁場調整と超伝導シムコイルによる磁場調整の 2 つの方法を併用する方向で検討を進めている。前者は鉄片を磁石室温ボア内に配置することで磁場を調整する手法である。後者の超伝導シムコイルは、独立した磁場分布を発生する超伝導コイルをいくつも用意しておき、各コイルに通電する電流値を調整することで磁場分布を調整する手法である。本磁石システムでは、大きく定常的な誤差磁場を鉄シムで、比較的小さく、時間変動するような誤差磁場は超伝導シムコイルで調整する計画である。

項目 3 について、超伝導ソレノイドを蓄積リングとして用いる場合に問題となるのが、ビームの入射方法である。BNL の実験では、周回軌道の横からビームを入射して、キッカー磁石やインфлекター磁石を使用して軌道調整する方法が用いられているが、超伝導ソレノイドを用いる場合では、ビーム周回軌道の横にビーム入射やキッカー磁石等のためのスペースを設けることが非常に難しい。そこで本実験ではスパイラル入射方式を採用している。この方法では、鉄ヨークを貫通したビームパイプを通過して磁石上部に入射されたミュオンビームがソレノイド磁場に巻き付き、磁石中心付近の蓄積領域に向かってスパイラル状に輸送される。このような入射のためには、鉄ヨークより下で蓄積領域より上の領域（以後、入射領域）において、動径方向の磁場成分  $B_r > 0$  であり、かつ滑らかに変化することが要求される。本磁石システムにおいては、ポールチップの形状を最適化することで、上記条件を満たす磁場分布を発生させる。

磁石上部からスパイラル状に入射されたミュオンビームは、そのままでは蓄積領域を通過して磁石下部に抜けてしまうため、項目 4 にあるように、蓄積領域で留めるためのキッカー磁石が必要となる。このキッカー磁

場としては、ビーム周回軌道の中心において、最大 10 ガウスで時間幅が 150 nsec の  $B_r$  方向成分の磁場が要求されている。現在は、アンチヘルムホルツコイル形状のキッカー磁石の設計が進んでおり、試作機による性能確認を行っている所である。

最後に、キックされたミュオンビームを蓄積領域内で安定して周回させるために弱収束磁場を導入する。弱収束磁場は、蓄積領域内において軸方向に比例する  $B_r$  成分磁場が要求されており、その磁場勾配は  $-5 \times 10^{-4}$  T/m である。このような磁場分布を発生するコイルを主コイルとは別に製作する予定であり、現在はコイルの巻線パターン設計を行っている。

この他、図 6 に示すシステムの特徴として、液体ヘリウムによる冷却、冷凍機を用いたヘリウムガス再凝縮方式の採用、永久電流モードでの運転、がある。液体ヘリウムで冷却することでコイルの温度変化を小さくして熱膨張による誤差磁場を無視することができ、さらに冷凍機を使用することで液体ヘリウム供給なしでの長時間運転を可能にしている。また、永久電流モードで運転することで電源を切り離すことができ、電源リップル等による磁場の経時変化を極限まで小さくすることが可能になる。

## 5.2 磁場マッピングシステム開発

本磁石システムの磁場を測定・評価する際、磁場の特性や測定精度を考慮すると、大きく 3 つの磁場に別けて考えることが出来る。すなわち、蓄積領域、入射領域、キッカー及び収束コイルが発生する磁場である。

まず蓄積領域について、1ppm 以下の磁場均一度を測定できる方法は NMR による磁場測定のみであるため、NMR を用いた磁場マッピングシステムを開発している。NMR プローブのサイズは  $\phi 5$  mm 以下と小さいため、蓄積領域の磁場マップを作成するためには  $r, \theta, z$  方向に移動可能なステージが必須である。また、実験中の磁場モニタリングにも使用されるため、NMR プローブおよびステージは真空かつ磁場中に設置される。このため、駆動装置を含む全ての校正部品には耐真空であり非磁性であることが要求される。現在は磁場中で動作するマッピングシステムの試作機を製作し、動作確認及び NMR システムの精度向上について検討を行っている。図 7 にその試作システムの写真を示す。この試作機を用いて実際に医療用 3 T MRI の磁場測定を行っており、磁場中で問題なく動作することは確認している。現在は、NMR 磁場測定システムの絶対値および分解能の向上を目指して改良を続けている。

次に入射領域について、ミュオンビームがその領域を通過するのはたかだか 1 回であるため、必要となる測

定磁場精度は 100ppm 程度で十分であるが、スパイラル状に入射される粒子の経験磁場を評価するためには 3 軸の磁場ベクトルを測定する必要がある。最も簡便に磁場ベクトル分布測定を行うには 3 軸ホールプローブが適切であり、それを用いた磁場マッピングシステムの検討を行っている。これまでに判明した問題点としては、ホールセンサーの取付け角度依存性がある。使用するホールプローブ内には、3 個のホールセンサーが  $x, y, z$  軸に対応するように埋め込まれているが、センサーの取付け角度に最大  $0.7^\circ$  の誤差があるため、高精度での磁場測定が難しい。現在、センサー取付け角度を測定するための装置を製作しており、それを用いた測定精度の改善を計画中である。

キッカーおよび収束コイルが発生する磁場については、 $B_r$  成分の周回方向分布が主たる測定対象となる。必要とされる精度は 1% 程度であり、発生する磁場が数ガウス程度であるため、1 軸のホールセンサーを周回方向に沿って取付ける方法を検討している。

## 6 陽電子検出器

陽電子検出器は蓄積磁石のミュオン蓄積軌道の内側に設置され、蓄積されたミュオンが崩壊して生じる陽電子の飛跡を計測する。300 MeV/c のミュオンの中心蓄積軌道は半径 33 cm の円軌道であり、軌道上に蓄積されたミュオンは寿命  $6.6 \mu\text{s}$  で崩壊し、陽電子・ニュートリノ・反ニュートリノを放出する。サイクロトロン周期（ミュオンが一周するのに要する時間）は 7.4 ns である。異常歳差運動の周期は  $2.2 \mu\text{s}$  であるので、ミュオンが約 300 回軌道を周回する毎にミュオンのスピンは運動量に対して一周回転する。陽電子検出器でこの周期を測定するのが目的である。

前述のようにパリティを破る崩壊のため、陽電子はミュオンのスピンの方向へ放出されやすい。高エネルギーの陽電子を選択的に測定することで前方角度へ放出された陽電子を測る。そうすることで、ミュオンの運動方向に対してスピンの向きがどのように時間変化しているか測定することができる。運動量 200 MeV/c 以上の陽電子を計測する時、感度が最大になる。

陽電子は、3 T の磁場中で崩壊するため、ミュオン蓄積軌道の内側にらせん軌道の飛跡を描く。この飛跡をシリコンストリップ検出器を放射状に並べてトラッキング面を構成して測定する。検出器の有感領域は動径方向 27 cm、高さ方向 40 cm である。検出器の概念図を図 8 に示す。モンテカルロシミュレーションを用いた飛跡再構成性能の評価が進んでおり、磁場に沿った方向へはと等速運動することを用いて Hough 変換を行うことにより 90% 以上で飛跡が見つかることが示されている。

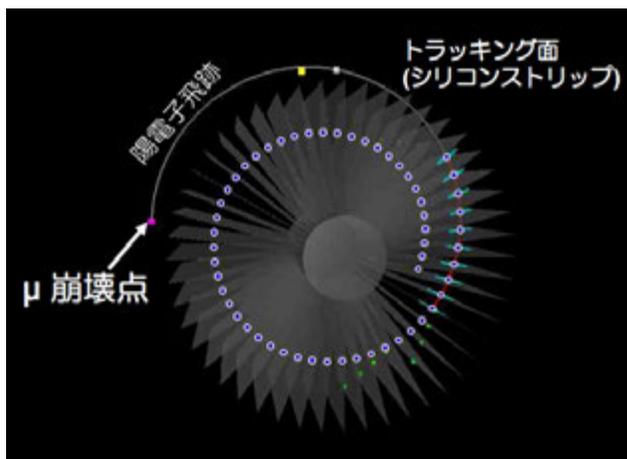


図 8: 陽電子測定器の概念図

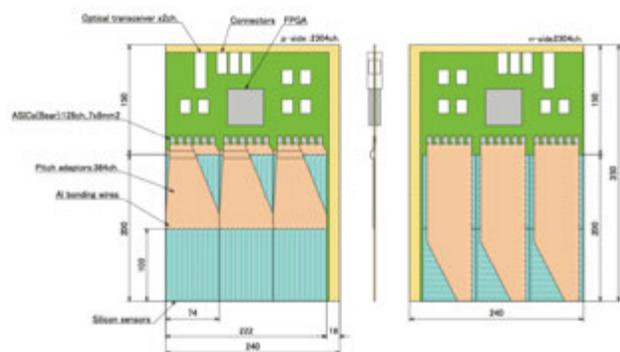


図 9: 陽電子検出のためのシリコンストリップモジュール [19]。

ミュオンビームは 25 Hz で入射される。1 スピルあたりのミュオンの数は 40,000 個である。蓄積後から寿命の 5 倍の期間 (33  $\mu$ s) に崩壊したミュオンを測定する。陽電子の瞬間レートは測定の最初と最後で実に 160 倍の違いがある。陽電子検出器はレートの変化に対して安定である必要がある。さもなくば、周波数の測定にバイアスを与えてしまうからである。

図 9 にシリコンストリップ検出器モジュールの概略を示す。検出器モジュールは 6 枚のシリコンストリップセンサーとその読み出し回路で構成される。Belle-II SVD グループの協力のもと、Belle-II 用の両面シリコンストリップセンサーを用いてレート耐性等の性能を調べた結果、要求される仕様を満たす見込みであることがわかってきた [20]。引き続き J-PARC でのビーム試験などにより、より現実的な条件で評価を行っていきたい。今後はシリコンストリップセンサーの仕様の最適化を行い、本実験に特化されたセンサーの開発を行う予定である。

読み出し回路については、J-PARC のパルスビーム構造に最適化され、かつ速い立ち上がり時間をもつフロントエンド回路の ASIC を開発している。今年度、最初の試作を行い現在評価を進めている [22]。シリコンストリップセンサーの信号は 5 ns のタイムスタンプを付け

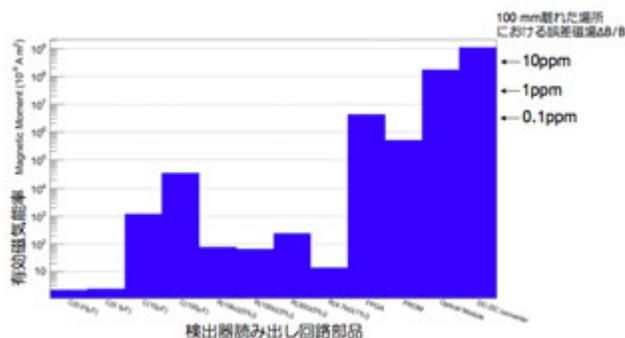


図 10: 実測した読み出し回路部品の有効磁気エネルギー率

て収集されるが、目標の周波数測定精度に達するためには、タイムスタンプの安定度が重要になる。このために、遠隔校正機能付きルビジウム原子時計を用いる。これは、GPS とイーサネット通信によって、日本の周波数の国家標準の一つである産総研計量標準総合センター (NMIJ) の周波数標準と同期ができるものである。つくばキャンパスで試験運用を開始したところ、長期の周波数安定度は  $10^{-11}$  以上を有することが確かめられている。

さて、この実験では超精密磁場と電場ゼロの条件を満たすことが必要である。このため、陽電子検出器が周辺に及ぼす磁場や電場の影響を考慮して設計を進めることが重要である。前述のようにミュオンが蓄積される領域の局所的な磁場の一様性は 1ppm である。蓄積磁石の補正コイルによって最大 10ppm 程度の誤差磁場までは補正ができる。従って、検出器が及ぼす磁場の変化は 10ppm よりも十分に小さい必要がある。

一般に磁化を持つ物質を磁場中に入れると、磁化によって周辺の磁場が変化する。幸いシリコンの磁化率は非常に小さいことが知られているが、IC やコネクタなどの電子部品の磁化率は系統的に調べられた例はなかったため、KEK の MRI 磁石と前述の NMR を用いた磁場測定システムを使って独自に測定を行った。図 10 に測定結果を示す。測定された磁化率から計算した有効磁気エネルギー率を検出器の読み出し回路で典型的に用いられる部品ごとに示している。回路でたくさん用いる抵抗やコンデンサについては、十分影響が小さいことがわかった。FPGA や磁気メモリの IC などにも有限の影響が観測されたものの、問題になるほどではなさそうである。一方、光モジュールと DC-DC コンバータについてはかなり大きな磁気エネルギー率を持つことがわかった。これらは 100 mm 離れたところでもそれぞれ 1ppm, 10ppm を超える誤差磁場を生じる。

さらに調査を進めて、光モジュールを分解してそれぞれの部品について測定した結果が図 11 である。筐体や固定用のネジに磁性体が用いられていることがわかったので、これらを磁性が小さい物に交換することで磁気エネルギー率を下げられる見込みである。今回測定した DC-DC コン

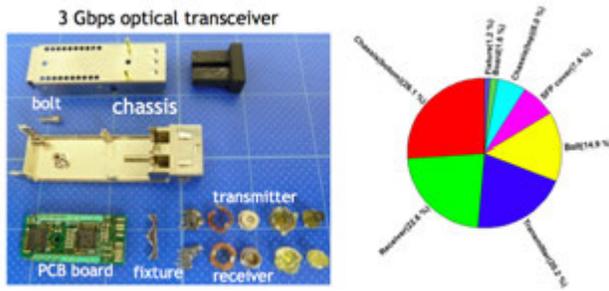


図 11: 光モジュールの磁気能率の内訳

バータはコイル内蔵型のチップだったがその後の調査でコイル部分に鉄芯を含むものであったために磁気能率が大きく出てしまっていることがわかった。鉄コアは磁場中での回路動作自体にも問題を生じるため、コイルを空芯に変更した場合の磁場中での動作や、スイッチドキャパシタ方式の DC-DC 変換方法について検討を進めている。また、誤差磁場は双極子場として生じるので、距離の 3 乗で小さくなる。磁性体を減らすことに加えて、部品の配置をミュオン蓄積軌道からなるべく離れるように配置することも有効な手段である。

この実験では電場ゼロという条件が必要である。 $g-2$  を 0.1ppm で測定するためには電場が  $10^{-2}$  V/cm よりも十分小さくなくてはならない。静磁場は NMR やホール素子を用いて精度よく計測することができるが、静電場を測定する手法は一般的ではない。シャルル・ド・クーロンがねじれ秤を用いた「電場計」によってクーロンの逆 2 乗則を発見したのは有名であるが、そのアイデアを発展させ、ねじれ秤と金属板の分極を用いた電場測定法の開発が進んでいる [21]。また、蓄積磁石中の電場をモニターするために、静電場を交流化する方法も同じく検討が進んでいる。

## 7 まとめと展望

本稿では J-PARC でのミュオン  $g-2$  の精密測定および EDM 探索実験の概要と開発の現状を報告した。今回、紙面の都合で触れることができなかったが、J-PARC 大強度ミュオンビームライン H-Line の建設、ミュオン直線加速器、スパイラル入射法の開発など、他にも実験のかなめとなる部分はいくつかあり、これらの領域についても着々と開発が進んでいることをここで述べておきたい。

コラボレータは現在 100 名を超えた。その専門分野は高エネルギー実験、加速器科学、超伝導工学、物質科学、レーザー工学など、多岐にわたる。精密測定では経験の積み重ねが重要であるといわれるが、その意味では BNL  $g-2$  実験の中心メンバーが多数コラボレータに入っていることは大変心強い。BNL の実験がいかにし

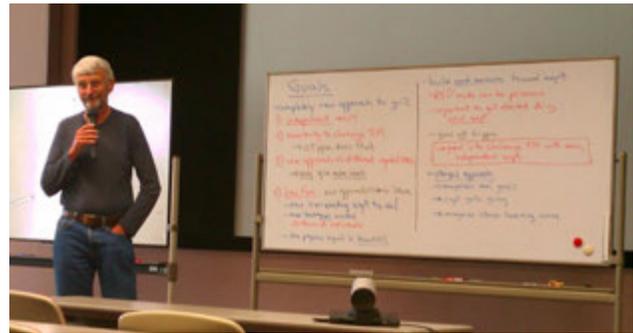


図 12: コラボレーションミーティングで J-PARC  $g-2$  実験のポテンシャルを熱く語る Gerry Bunce 氏 (BNL E821 実験のプロジェクト責任者) (2012 年 11 月 3 日)

て 0.5ppm の測定精度を達成したのか、それを超えるにはどうすべきか、実際の経験に基づいた議論によって実験計画がより強固なものになってきている (図 12)。

この実験は数年以内の測定開始を目指して、鋭意準備を進めている。同じく J-PARC において計画されているミュオン電子転換実験と共に、大きな成果が世界に発信できる日が早く訪れることを願ってやまない。

## 参考文献

- [1] G.W. Bennett *et al.*, Phys. Rev. D **73**, 072003 (2006).
- [2] J. Schwinger, Phys. Rev. **73**, 416L (1948).
- [3] T. Aoyama, M. Hayakawa, T. Kinoshita, M. Nio, Phys. Rev. Lett. **109**, 111807 (2012), Phys. Rev. Lett. **109**, 111808 (2012).
- [4] The 12th International Workshop on Tau Lepton Physics Nagoya, Japan, 17-21 September, 2012
- [5] K. Hagiwara, R. Liao, A.D. Martin, D. Nomura, T. Teubner, J. Phys. **G38**, 0850023 (2011).
- [6] M. Davier, A. Hoecker, B. Malaescu and Z. Zhang, Eur. Phys. J. **C71**, 1515 (2011).
- [7] F. Jegerlehner and R. Szafron, Eur. Phys. J. **C71**, 1632 (2011).
- [8] A. Czarnecki, W.J. Marciano, Phys. Rev. D **64**, 013014 (2001), M. Pospelov, Phys. Rev. D **80**, 095002 (2009), D. Tucker-Smith and I. Yavin, Phys. Rev. D **83**, 101702 (R) (2011).
- [9] G. W. Bennett *et al.*, Phys. Rev. D **80**, 052008 (2009).
- [10] 齊藤直人, 日本中間子科学会 めそん **32**, 8 (2010)

- [11] J-PARC muon  $g - 2$ /EDM collaboration, a conceptual design report (2011)
- [12] P. Bakule, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. B **266**, 335 (2008).
- [13] A.P. Mills, Jr. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **56**, 1463 (1986).
- [14] 廣田誠子, 東京大学理学系研究科 修士論文 (2010)
- [15] Y. Nagashima *et al.*, an experimental proposal to J-PARC MLF (2012)
- [16] Y. Nagashima *et al.*, New J. Phys. **10** 123029 (2008).
- [17] 文部省科学技術研究費補助金 新学術領域研究「超低速ミュオン顕微鏡が拓く物質・生命・素粒子科学のフロンティア」
- [18] 斎藤徳人 他, 日本中間子科学会 めそん **36**, **43** (2012)
- [19] K. Ueno, *et al.*, IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, NP3.M-20 (2011)
- [20] 加倉井拓也, 東京大学理学系研究科 修士論文 (2011)
- [21] 村上遥菜, 立教大学理学部 卒業論文 (2011)
- [22] [http://openit.kek.jp/project/SlitA\\_eval/public/SlitAEval-public](http://openit.kek.jp/project/SlitA_eval/public/SlitAEval-public)