

電子 g 因子の “anomaly”

Harvard University and Northwestern University

樊 星

xingfan@g.harvard.edu

2021 年 (令和 3 年) 10 月 7 日

1 はじめに

電子 g 因子の “anomaly” と聞いて何を思い浮かべるだろうか？歴史的に電子 g 因子は反粒子・場の量子論・繰り込み群などの標準模型の礎となる概念と共に発展してきた。1928 年に発表された Dirac 方程式は、陽電子の予言に加えて電子の g 因子が正確に 2 であると予測した [1]。1947 年の Kusch と Foley による測定では、 g 因子が 2 からおよそ 0.1% 大きい結果を示した [2]。このズレは電子 g 因子の “anomaly” と呼ばれ、同年末に Schwinger が初めてこの計算に成功した [3]。加えて同時期に、無限大発散の困難に直面していた場の量子論に対し、Feynman, 朝永, Schwinger らは独立に繰り込み理論を確立した [4–6]。これにより、摂動計算から電子の g 因子は非常に高い精度で予測できるようになり、先の “anomaly” はもはや anomaly ではなくなった。高次の理論計算の発展と測定技術の進歩により一致の精度は向上し続け、これまで 10^{-13} という精度での標準模型の検証として良く機能してきた [7, 8]—ここ数年で新たな “anomaly” が見えはじめるまでは。

そもそも電子の g 因子とは何かおさらいしよう。古典的に質量 m 、電荷 $-e$ の電子が角運動量 $\vec{L}$ で運動していた場合に、磁気モーメント

$$\vec{\mu}_L = \frac{-e}{2m} \vec{L}$$

を生じる。電子はスピン角運動量 $\vec{S} = (\hbar/2)\vec{\sigma}$ を持つので、それに付随する磁気モーメントは安直に $\vec{L} = \vec{S} = (\hbar/2)\vec{\sigma}$ とすると

$$\vec{\mu}_s = \frac{-e \hbar}{2m} \vec{\sigma}$$

と期待される。しかし実際にはスピンに付随する磁気モーメントはこの値より大きく、その比を g 因子と呼ぶ。

$$\vec{\mu}_s = \frac{-e \hbar}{2m} \vec{\sigma} \times g \quad (1)$$

この g 因子は理論的にも実験的にも非常にシンプルな物理量であるため、その比較により高精度での検証が可能

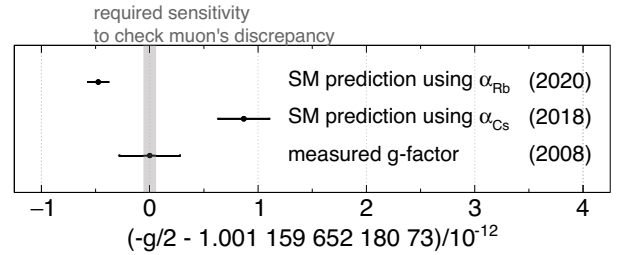


図 1: 最も精度の良い 2008 年の g 因子測定値 [21] と Rb [14] または Cs [15] で測られた微細構造定数を使った標準模型の予測値 [8]。また、現在のミューオン g 因子のずれを検証するために必要な精度も示す。

である。近年では Remiddi, 木下, Laporta, 仁尾, 青山らの貢献により、計算自体の相対精度は 10^{-14} に達している [9–13]。

電子 g 因子の予測のためには微細構造定数 α の独立した決定も必要になる。詳細は省くが、原子干渉計を用いて測られた Rb または Cs の絶対質量 [14, 15], それと電子の質量比 [16], そして Rydberg 定数 [17–20] から決定される。現在では電子 g 因子の予測に関しては、理論計算の不定性より微細構造定数の不定性が大きく、およそ 10^{-13} 程度である。

図 1 に現在の電子 g 因子の最も良い測定 [21] と、Rb または Cs で測られた微細構造定数を用いて予測される g 因子の計算値を示す。電子 g 因子の測定値は Rb および Cs を用いた予測値とそれぞれ -2.4 標準偏差, $+1.6$ 標準偏差乖離しており、これが電子 g 因子の新たな “anomaly” である。

一方で電子とよく似たミューオンの g 因子についても、4.2 標準偏差の理論値と実験値の乖離が発表されたことは記憶に新しいだろう [22–24]。様々な標準模型を超えた物理が提唱されているが、それらがフレーバーによらずまた十分に重いという比較的弱い仮定を置くと、ミューオン g 因子のズレを電子 g 因子に質量二乗比 $(m_e/m_\mu)^2$ でスケールすることができる。これを計算すると、もしミューオン g 因子で観測された “anomaly”

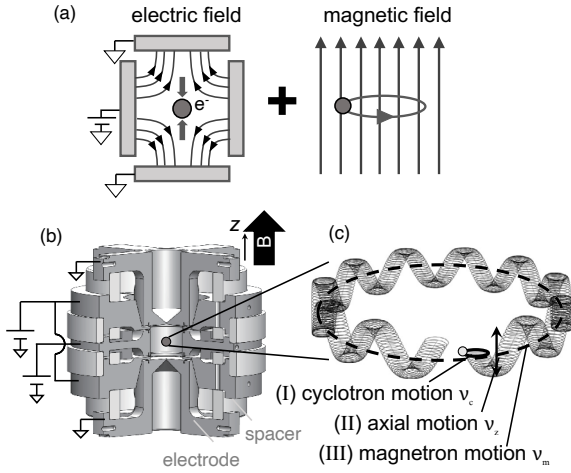


図 2: (a) Penning trap による電場と磁場を用いた電子の捕獲の原理。(b) 実際に使用される Penning trap と (c) その中での電子の三つの振動。

が新物理によるものならば、現在の電子 g 因子の測定精度のわずか 5 倍の向上（と微細構造定数の 2 倍の精度向上）により確認できるはずなのだ。この意味で、電子 g 因子の測定はミューオン g 因子のズレの独立な検証となりうる。

電子とミューオン両方の g 因子に現れたこの新しい “anomaly” は標準模型の初めての綻びなのだろうか？答えは新しい測定によってのみ与えられる。我々は Northwestern 大学において現在の電子 g 因子の測定精度を数年以内に 10 倍改善することを目標に研究を進めている。その開発の様子を紹介する。

2 電子 g 因子測定実験

2.1 単一電子を捕まえる Penning trap

電子 g 因子の測定原理は非常に単純である。磁場 B にいる単一電子のスピン歳差運動エネルギーは $\hbar\omega_s = |2\mu_s B| = g/2 \times \hbar e B/m$ と、式 (1) から導出できる。右辺の後半の項はよく見ると cyclotron 運動のエネルギー $\hbar\omega_c = \hbar e B/m$ にすぎないので、磁場中での spin 歳差周波数 ω_s と cyclotron 周波数 ω_c の比から g 因子が測定できる。

$$\frac{g}{2} = \frac{\omega_s}{\omega_c}$$

つまり単一電子を磁場中に置き、 ω_s と ω_c を測ればよい。では、どのように単一電子を磁場中に閉じ込めるのだろうか？我々は Penning trap という荷電粒子トラップを用いて電子を捕獲する（図 2）[25]。

Penning trap とは電場と磁場による荷電粒子のトラップである。電場により粒子は z 軸方向に沿って閉じ込められ、磁場により動径方向に閉じ込められる。その中

での粒子の軌跡は三つの独立した振動で表される—(I) 磁場による cyclotron 振動 ν_c 、(II) 電場による z 軸方向の axial 振動 ν_z 、そして (III) 磁場と残留電場による magnetron 振動 ν_m である。

Penning trap 自体は陽子・反陽子や荷電イオンなどにも使われるが、電子の場合はその質量の軽さから、他の粒子の Penning trap より数桁高い周波数スケールを持つ。この非常に高い周波数スケールが電子の Penning trap の特徴であり、それが様々な利点（と苦悩）をもたらす。

我々の典型的なトラップパラメータでは、cyclotron 周波数が $\nu_c = 150$ GHz, axial 周波数が $\nu_z = 200$ MHz, magnetron 周波数が $\nu_m = 130$ kHz, そして spin 歳差周波数が $\nu_s = 151.7$ GHz である¹。このうち、実験的に直接観測可能なのは axial 振動のみである。Cyclotron 振動は周波数が高すぎるため直接観測が難しく、magnetron 振動は本質的には外乱に不安定なため観測には向いていない。よって電子に関する全ての情報は、axial 振動をモニターすることで調べる。

このトラップを、低ノイズ実現のために希釈冷凍機を用いて 50 mK まで冷却する。これにより、電子のさまざまな量子性があらわになる。

2.2 単一電子の量子測定

先の節で Penning trap 中での運動は図 2 のようなと言ったが、cyclotron 振動に関してはこの古典的な軌道描像は実は間違いである。というのも、cyclotron 振動周波数は $\nu_c = 150$ GHz だが、希釈冷凍機により Penning trap は $T = 50$ mK 程度に冷却されるため、熱平衡での平均量子数は

$$\bar{n}_c = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega_c}{k_B T}\right) - 1 \right]^{-1} = 1.2 \times 10^{-32} \approx 0$$

と、ほぼ完全に量子基底状態にいる。そのため古典的な軌道ではなく量子的な準位での描像が必要になる。

図 3 に Penning trap 中での電子の量子準位を示す。電子は spin 上向きまたは下向きのどちらかの状態をとり、それぞれが量子 cyclotron 準位を持つ² [26]。トラップ中の電子は synchrotron 放射により、およそ十秒程度で量子 cyclotron 準位の基底状態 $n_c = 0$ へ落ちる。Cyclotron 遷移周波数 ν_c を測りたいときは、準位間エネルギーに対応する cyclotron ドライブ（およそ -200 dBm !）を加えて一量子分励起する ($n_c = 0 \rightarrow n_c = 1$)。この遷移確率をドライブ周波数ごとに測定し、縦軸が遷移確率、横軸がドライブ周波数の遷移確率曲線が得られる。Spin 周波数の場合は、差周波数の $\nu_a = \nu_s - \nu_c = (\frac{g}{2} - 1)\nu_c$

¹本稿では $\omega_i = 2\pi\nu_i$ ($i = c, z, m$, または s) を使用する。

²いわゆる Landau 準位。

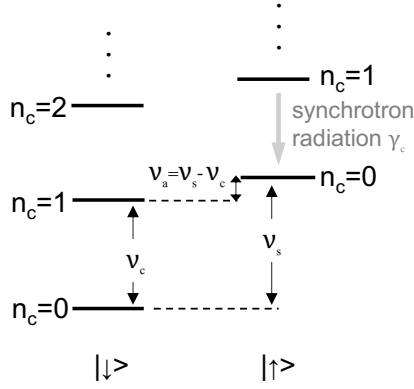


図 3: Penning trap 中での電子の量子 spin 準位および cyclotron 準位。

のドライブで $|n_c = 0, \uparrow\rangle \rightarrow |n_c = 1, \downarrow\rangle$ の遷移周波数を測定し、そこから spin 周波数に換算する。直接 ν_s を測定するのではなく差周波を測定することで、以下

$$\begin{aligned} \frac{g}{2} &= \frac{\nu_s}{\nu_c} \\ &= 1 + \frac{\nu_a}{\nu_c} \end{aligned} \quad (2)$$

の式変形が成り立つ。大きさおよそ 1 の式 (2) の一行目右辺 (ν_s/ν_c) を 10^{-10} 精度で決定するより、大きさおよそ 0.001 の二行目最後の項 (ν_a/ν_c) を 10^{-10} で決定した方が、1000 倍得るのである³。

では、電子がこの量子準位のどこにいるかという情報はどのように知るのだろうか？そのために magnetic bottle という手法を用いる [27]。この手法では図 4(a) のように敢えてトラップ付近に強磁性体（ニッケルなど）を置き、

$$B(z) = B_0 + B_2 z^2$$

の二乗勾配を作る。この磁場勾配により、電子の z 軸方向の axial 振動数は、電場ポテンシャルに加えて磁場によるポテンシャルにも依存する形になる (図 4(b))。

$$V(z) = eV_2 z^2 + \mu_z B_2 z^2 + C$$

ここで、第一項は電場による axial 振動のポテンシャルであり、第二項は磁場によるポテンシャルである。 μ_z は電子の持つスピン磁気モーメントと軌道磁気モーメントの $+z$ 成分和で、spin および cyclotron の量子状態に依存し変化する。

例えば、図 4(b) において、電子の cyclotron 準位が励起されることで μ_z の大きさが変わり、axial 振動ポテンシャルが変わる様子を示している。これによる axial 振動数のシフトはおよそ 10 Hz 程度で、振動周波数 200 MHz

³大きい二つの量の比を測る際に（この場合の ν_s と ν_c ）、そのうちの一つの量 (ν_c) と二つの量の差 ($\nu_a = \nu_s - \nu_c$) を測った方が比の決定精度は良くなるという精密測定のコツである。

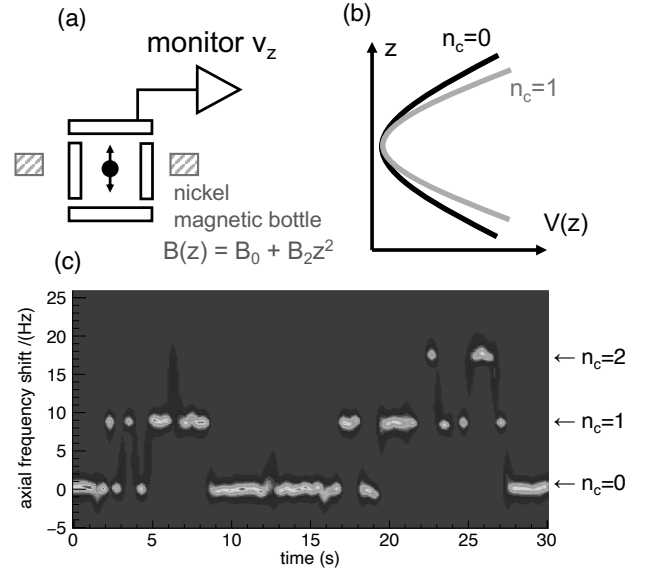


図 4: (a)Magnetic bottle をトラップ付近に配置し二乗磁場勾配 $B_2 z^2$ を印加することで、(b) z 方向の axial 振動ポテンシャルが cyclotron 準位に依存し変化する様子。(c)Axial 周波数をモニターすることで実際に観測される量子 cyclotron 遷移。

の 10^{-7} 相対ズレである。つまり、axial 振動周波数を精度よくモニターすることで、spin および cyclotron 遷移を検出することができる (図 4(c))。

以上をもとに cyclotron 周波数の測定手順を示す。

0. 準備として、電子を一つだけ Penning trap 中にロードする。その電子は synchrotron 放射により、cyclotron 基底状態へと落ちる。
1. 基底状態での axial 周波数を一度測定し記録する (1 秒)。
2. Cyclotron 遷移ドライブを与える (1–10 秒)。
3. 直後の axial 振動周波数を再度測定する (1 秒)。このときの axial 振動周波数が、(1) で測定した値から B_2 の影響分だけずれていれば、励起されたと判断する。
4. Cyclotron 励起状態は synchrotron 放射により基底状態へと脱励起する (10 秒程度)。

括弧内の時間は各々のステップにかかる時間を示す。この 1–4 をドライブ周波数を変えながら繰り返すことにより、遷移確率 vs ドライブ周波数のデータが得られる。Spin 周波数の測定も本質的に同様に行われる。2008 年の測定 [21] で得られた cyclotron 遷移確率曲線を図 5 に示す。

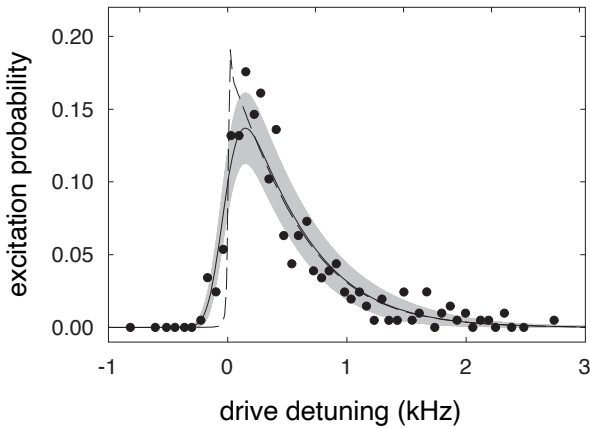


図 5: 2008 年の測定で得られた cyclotron 遷移確率 [21]。magnetic bottle の効果のみを考慮した理論曲線（破線）よりも、それを Gaussian で convolute した曲線（実線）とよく合っていた。

2.3 支配的な統計誤差・系統誤差

この測定における誤差についてまとめる。まず、観測された遷移確率が理論的によく理解されフィッティングできる限りは、統計誤差として扱い遷移周波数を抽出できる。理論的な遷移確率曲線の線幅は magnetic bottle による磁場の z 二乗勾配 $B_2 z^2$ に起因する（式 (3)）。Magnetic bottle の磁場勾配は量子遷移の観測には不可欠だが、電子は常に z 軸方向に axial 振動をしているので、振幅分の磁場変化を感じてしまう。Axial 振幅は Maxwell 分布に従い、

$$\langle z^2 \rangle \approx \frac{k_B T}{m \omega_z^2}$$

で与えられる。トラップされた電子はおおよそ $\langle z^2 \rangle \approx (1 \mu\text{m})^2$ の振幅を持ち、この振幅分の磁場変化 $B_2 \times \langle z^2 \rangle$ が cyclotron および spin 周波数の拡がりを生む。

理想的な線幅は上記のように決定され、図 5 に破線で示されている⁴。得られた遷移確率の曲線がこの理論線に合う限りは統計誤差として扱えるが、全誤差に対し統計誤差は 50% 程度であった。加えて主に二つの系統誤差を考慮する必要があった [28]。

- 2008 年の測定では、観測された遷移確率曲線は magnetic bottle の効果のみを考慮した理想的な線幅より広がっており（図 5 の実線）、その原因は不明だった。そのため遷移確率曲線から cyclotron/spin 周波数を抜き出す際にフィッティングモデルの不定性が入ってしまい、これが全体の 75% 程度の支配的な系統誤差であった。
- 電子の cyclotron 周波数 150 GHz は波長に直すと 2 mm であり、Penning trap の大きさと同程度であ

⁴exp の形になるのは Maxwell 分布を反映するためである。

る。Penning trap の形をよく見ると（図 2）、内部は円筒形のマイクロ波共振器になっているため、これらが弱く結合し、トラップ中での cyclotron 周波数は 10^{-12} ほどずれる（cavity QED 効果）。この補正による系統誤差が 30% 程度である。

もちろんこの一つ目の最大の系統誤差を抑えることが最重要である。当時最も疑わしかったのは、装置の機械的な不安定性だった。希釈冷凍機は 2 m 程度の長さで、その最下部に Penning trap がつるされ、超伝導磁石に挿入される。つまり磁石と電子の相対位置は、長さ 2m の振りの安定性に依存する。独立に測定された磁場の空間非一様性から計算すると、10 μm 程度のトラップの位置揺れで余剰拡がりを説明できた。実際、2008 年の測定セットアップでは、日中は人々の行動による振動によりトラップと磁石中心の相対位置が変化し、磁場が圧倒的に不安定であったため、物理測定は夜中に行われた。これを念頭に、新たな装置の製作に取り掛かる⁵。

3 新たな測定にむけた開発

この節では新たな測定に向けた開発を紹介するが、その前に、論文や学会では発表できないような筆者の私見を少しだけ述べる。低温 Penning trap の実験では一個のパーツを可能な限り完璧にすることが本質的に大事である。電子の Penning trap は比較的シンプルであるが、それでも 20 本近くの配線、50 個程度のフィルター、50 mK での真空システム、RF アンプ、マイクロ波導波路などが組み合わさり初めて動くシステムである。一度装置を冷やしてしまえば人間の手は届かず、不調があると常温まで温めて修理しなければならない。一つ一つのコンポーネントを 95% ではなく限りなく 100% に近づける。「少し怪しいけど今のところ上手く動いているからいいだろう」は許されない。そうして可能な限り準備を重ね、初めて再現性のある有意義なデータが取れるチャンスが巡って来る。

3.1 Cold bore 磁石と ³He NMR プローブを用いた最適化

まず、装置の機械的不安定性を改良するために、bore が液体ヘリウムで満たされた cold bore 磁石へと移行した [7]。新しいデザインでは、希釈冷凍機は超伝導磁石と同じ液体ヘリウム槽を共有し、冷凍機自体は磁石の上に直接座る設計になっている。この設計により外部の振

⁵4 節で記すように、どうやらこれは拡がりの原因でないと判明するのだが、それでも装置の安定性改良によりデータ取得時間向上と、磁場の安定性向上に繋がり、様々なスタディが可能になった。

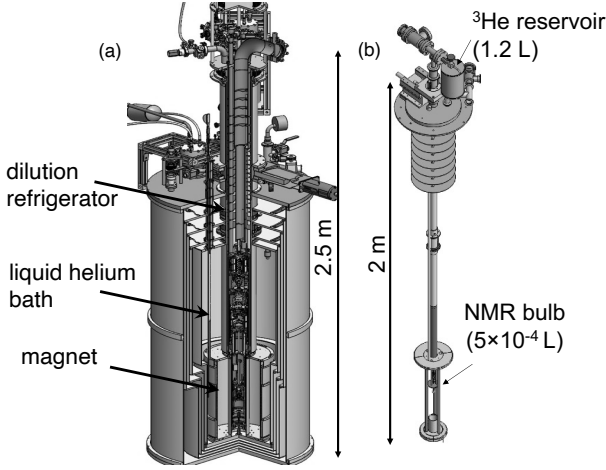


図 6: (a) 新しい Cold bore 磁石では希釈冷凍機は直接磁石の上に設置される。(b) 磁石の均一性最適化のための ^3He NMR プローブ。希釈冷凍器を取り出して挿入する。

動や温度変化によるトラップと磁石の相対位置ずれが大幅に抑えられる (図 6(a))。

加えてトラップの位置変化に起因する磁場変化を最小にするためには, cold bore 磁石の空間均一性を最適化する必要がある。一般的な bore が常温の磁石では, 液体の水を磁石中心に配置し, その NMR (Nuclear Magnetic Resonance) 信号を用いてシムコイルを調整し均一性を最適化する。しかし, cold bore 磁石においては水は使用できないため, ^3He をサンプルに用いた NMR プローブを新しく開発した (図 6(b)) [29]。4 K の NMR 容器を常温の大きな reservoir に繋ぐことで, 大きな ^3He 密度を達成し, 通常 ^3He NMR に必要なレーザーや放電システムがなくてもはっきりと信号が観測できる (図 7)。この ^3He NMR プローブは我々が知る限り唯一の 4 K で動作する NMR プローブである。これにより, cold bore 磁石でも通常の warm bore 磁石と遜色ない空間均一性が得られた。

3.2 もう一つの量子 regime

Penning trap 中の電子は cyclotron 量子基底状態へ冷やされており, 図 2 における古典的な cyclotron 軌道の描像が不適であることは既に述べた。同様に, axial 振動 ($\nu_z = 200$ MHz) に注目してみると, 環境温度 50 mK での平均量子数は

$$\bar{n}_z = \left[\exp \left(\frac{\hbar \omega_z}{k_B T} \right) - 1 \right]^{-1} = 5$$

と非常に低く, axial 振動に関しても量子的描像が必要で, 古典的な描像は間違いである (magnetron 振動はさらに三桁遅いため古典的な描像で問題ない)。では量子的な axial 振動の恩恵を受けるためにはどうすれば良い

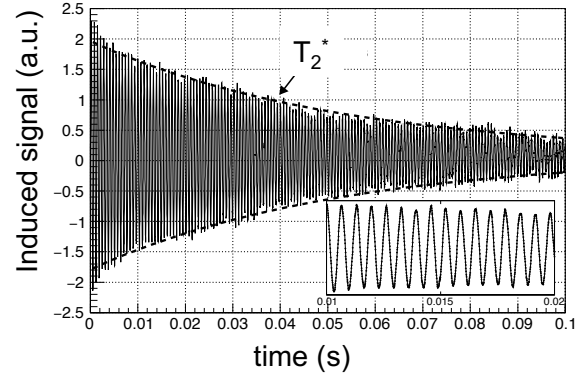


図 7: ^3He NMR プローブから得られる free induction decay 信号。減衰の時定数 T_2^* が磁場の均一性を反映し, この時定数が長くなるよう最適化することで, 通常の warm bore 磁石と同程度の均一性を達成できる [29]。

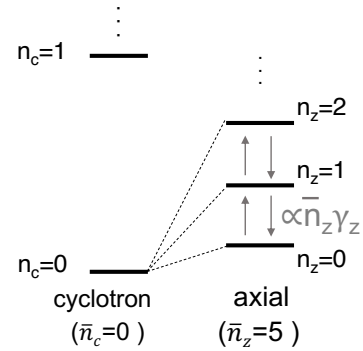


図 8: 新しい測定パラメータでは, 電子の cyclotron 振動に加え, axial 振動にも量子的な描像が適応できる。検出回路との結合 (γ_z) が axial 準位間の遷移レートを決め, それが大きすぎると量子準位が見えなくなる。なおこの図では spin 自由度は省略されている。

だろうか。完全に量子化された描像を阻害するのは, 実は検出回路との結合である。axial 振動は唯一の読み出し信号であるため, 検出回路と非常に強く結合されており, この検出回路が熱浴として見えてしまい量子的な挙動が隠されていた (図 8)。

最も単純なアイデアとして, 検出回路がない場合の遷移確率曲線を考えてみる。検出回路がなかったら信号は見えないが, とりあえず考えてみる。Penning trap 中の遷移確率曲線はおよそ 35 年前の Brown による理論がどの実験でも使われているが [30,31], この理論は axial 振動の量子的な効果を考慮していない。我々は新しく axial 振動の量子的な効果を取り入れた計算を行い, 検出回路との結合を減らすことで cyclotron 遷移の線幅を 100 倍以上細くできることを示した (図 9) [32,33]。Spin 遷移のほうはこれほどの恩恵にはあずかれないのだが, 基本

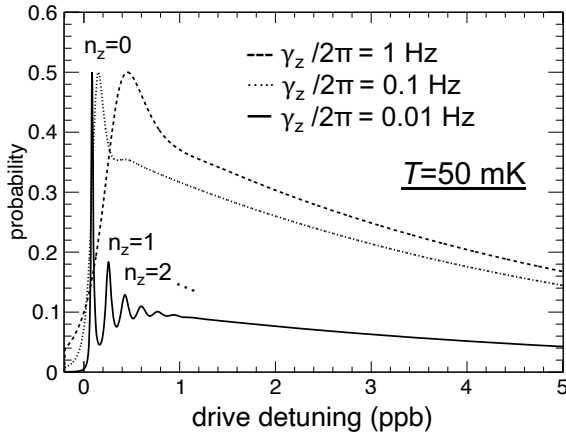


図 9: Axial 振動と検出回路との結合定数 (γ_z) を減らすことで、cyclotron 遷移確率曲線が量子的な効果を反映し、同じ温度でも 100 倍以上線幅が細くなる。

的には cyclotron 遷移の方が線幅が太いため、それを抑えるだけでも g 因子測定の感度は数倍良くなる見込みである。

では改めて、検出回路がないと信号が取れない問題はどうか。量子 regime による恩恵を受けるためには検出回路を外したいが、検出回路がないと検出ができない。この矛盾を解決するために、我々は電子と検出回路の結合をオンオフ操作できるスイッチを開発した。2 節で述べた測定プロセスを思い出して欲しい。遷移確率自体はドライブを与える瞬間に決まるわけであり、検出はドライブの前と後にのみ必要である。そのため、スイッチによりドライブを与えるときにだけ電子を検出回路から切り離せば、検出感度を損なうことなく理想的な量子 regime が達成できる。

スイッチ自体はトランジスタをベースに、電子信号と検出回路のインピーダンス整合を調整するシンプルなデザインである。さほど新規性のある技術ではないが、50 mK, 5 T で動作し、余計な発熱を生まず、0.1 秒程度のスイッチング速度が要求される。詳細は [34] に譲るが、既に開発され、実際に電子と検出回路の結合がスイッチングできることは確認されている。

3.3 電子プラズマを用いたマイクロ波共振周波数の実測

もう一つ対処しなければならない系統誤差が、Penning trap のマイクロ波共振周波数による cyclotron 周波数のシフトである。このシフトを補正するためには同じトラップで 50 mK のまま、広い範囲でマイクロ波共振周波数を実際に測定する必要がある。

マイクロ波共振器による影響は synchrotron 放射 γ_c

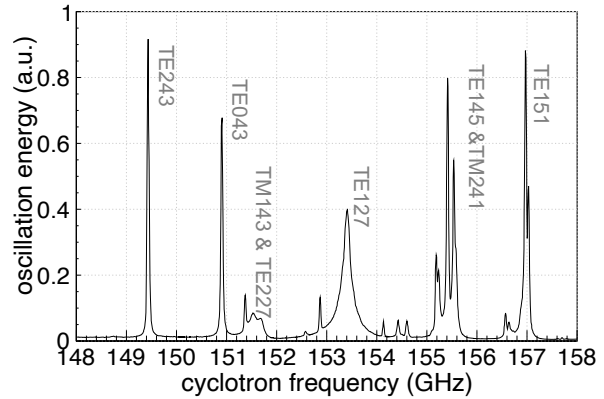


図 10: Cyclotron 周波数をスイープした際の axial 振動パワーの変化。Penning trap マイクロ波共振器中の synchrotron 放射レート γ_c の変化が電子プラズマの内部温度を変え、それが axial 振動パワーとして読み出せる。

の変化により測定できる。Synchrotron 放射レートは cyclotron 周波数が共振周波数と一致していると増幅され、逆にどの共振周波数とも一致していないと抑制される。原理的には、cyclotron 第一励起状態 $n_c = 1$ の decay 時定数を、磁場を変えていろいろな cyclotron 周波数で測定すれば γ_c の変化が見えるが、共振周波数付近では synchrotron 放射 γ_c が非常に速く、現在の検出器では到底測定できない。

そこで新たに開発された手法が、電子のマイクロプラズマを用いて、その内部温度の変化を測定する手法である [35]。 g 因子は単一電子を用いて測られたが、この測定では同じトラップに 100–10,000 個程度の電子を注入し、マイクロプラズマを用意する。この電子プラズマの内部温度は主に synchrotron 放射 γ_c によって冷却され、より冷却された電子プラズマは、同じドライブパワーの axial 励起に対しても、よりクリーンで大きな応答を示す。これを利用し、内部温度をコンスタントなパワーで励起しつつ、常に axial 振動エネルギーをモニターすることで内部温度の変化が測れる。図 10 に、内部温度をコンスタントに励起しながら、磁場をスイープさせ cyclotron 周波数を変化させたときの axial 振動パワーの変化を示す。各々のマイクロ波共振モードに対応するピークが明瞭に観測されている。

実は、なぜか axial 振幅がマイクロ波共振周波数に依存することはすでに 2008 年の測定でも知られていた [36]。しかしなぜ依存するのかは装置の不安定性により完全にスタディされておらず、不明なまま「信号が Lorentzian だからマイクロ波共振器の影響を見ているのだろう」という推定のもと非常に保守的に系統誤差がつけられた。曖昧だった理解を、プラズマの内部運動によるものと明らかにしたことで、より正確に系統誤差を評価し、

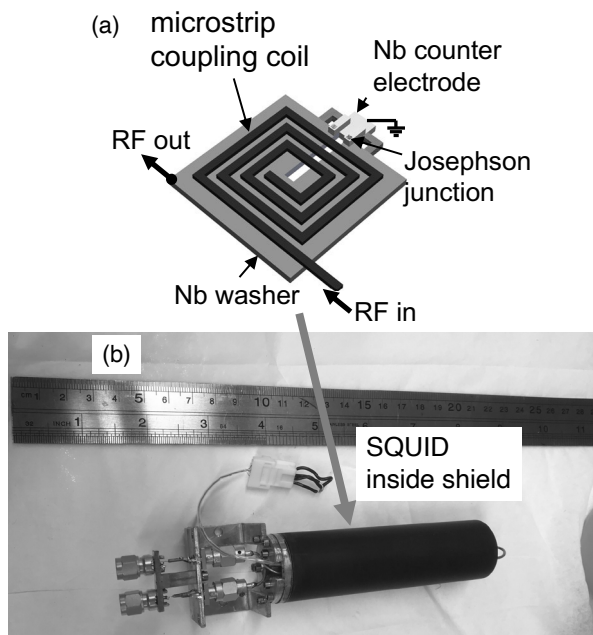


図 11: (a) Microstrip SQUID 検出器の模式図。(b) 製作した SQUID 検出器の写真。

無視できるレベルにまで減らせる見込みである。

3.4 新世代 SQUID 検出器

もう一つ並行して取り組んでいる課題が、Superconducting QUantum Interference Device (SQUID) を用いた axial 検出器の開発である。電子の axial 振動の検出にはトランジスタ検出器が使われてきたが、これを SQUID 検出器に変えようという課題である。

本来 SQUID 検出器は超伝導ジョセフソン効果を利用した、 10^{-15} T 程度まで検出可能な高感度な磁力計である。その上、必要なバイアスパワーも 1–10 nW 程度で、低温実験と相性が良い。高い磁気感度を利用することで微小電流の検出も可能であり、これまで主に 1 MHz より低い周波数帯での磁力計・電流計として利用されてきた [37]。

我々の希釈冷凍機は、トランジスタ検出器をつけないと 25 mK まで到達できる。しかしトランジスタ検出器をつけると、その 50 μ W 程度の発熱によりこれが 100 mK まで上がる。さらに、電子の運動温度を測定すると、なんと 10 K 程度まで上昇する！これでは折角の希釈冷凍機の性能が活かしきれしていない。実際の測定ではドライブ直前にトランジスタ検出器へのバイアスを切り、温度上昇を多少は抑えているが、それでもあまりセンスが良くない。なので発熱が 10^5 倍ほど小さく、標準量子限界ノイズまで到達できる SQUID 検出器に変えよう、という動機である。

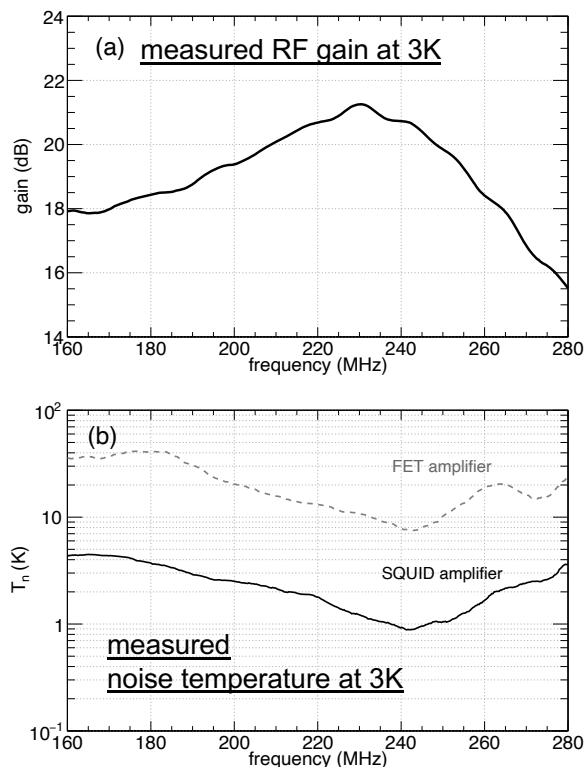


図 12: 3 K にて測定された (a) ゲイン特性と (b) ノイズ温度特性。

SQUID 検出器を電子の Penning trap と組み合わせるにあたり二つの大きなチャレンジがある。一つ目は、実際に使用されている SQUID 検出器のほとんどは 1 MHz 程度までしか帯域を持たない。一方で電子の axial 周波数は 200 MHz なので大きく乖離している。これを解決するために筆者は ADMX 実験で用いられている microstrip 結合タイプの SQUID 検出器 [38,39] に着目した (図 11)。

着目したのはいいものの、自作できるような技術はないので、ADMX 実験のグループを訪ね、その SQUID 開発者に話を持っていったが、既に更に次世代の超伝導検出器の開発に注力しており協力を取り付けるには至らなかった。最終的には microstrip 結合タイプの SQUID 検出器を製作してくれる会社 (独, ez SQUID [40]) と信頼関係を築くことができた。ez SQUID 社の製作した SQUID をテストし、彼らにフィードバックしつつ新たな SQUID を製作してもらうことを繰り返し、パルスチューブ冷凍機を用いた 3 K において、200 MHz 帯においてゲイン 20 dB、ノイズ温度 1 K 程度の SQUID 検出器を用意することに成功した (図 12)。これはまだ 3 K で測定された値なので、これから希釈冷凍機に組み込むことでさらに低ノイズを実現できると期待している。

もう一つの挑戦は、Penning trap の 5.2 T の超伝導磁石の漏れ磁場からのシールドである。SQUID に最適な超伝導シールドはニオブ (Nb) であるが、その下部臨界磁場はおよそ 0.2 T 程度である。200 MHz という信号

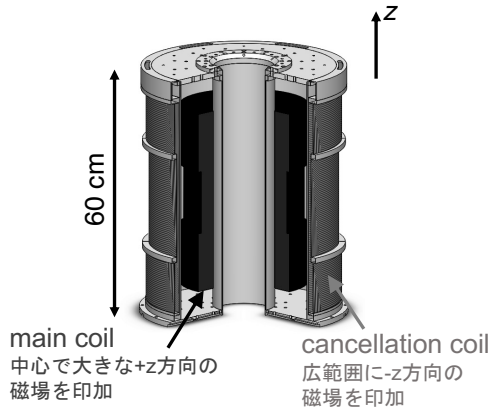


図 13: 二つのソレノイドコイルを用いた新しい磁石のデザイン。内層の main coil に加えて最外層に逆向きに磁場を加える cancellation coil を持ち、漏れ磁場が大幅に抑えられる。

を減衰させず、かつ希釈冷凍機の最終段ステージに取り付けるためには、せいぜい磁石中心から 50 cm しか離せない。50 cm 地点で Nb の下部臨界磁場 0.2 T を下回するために、新しい超伝導磁石のコイルを設計した。

アイデアは単純である。例えばあるソレノイド磁石が中心磁場 6 T 印加で 50 cm 地点の漏れ磁場が 0.3 T 程度であるとする。ここに、逆向きの一様磁場 -0.3 T をかけると、中心磁場 5.7 T で、50 cm の地点で漏れ磁場 0 T の環境が完成する。このアイデアをもとに米 cryomagnetics inc. [41] と共同設計した超伝導磁石の模式図を図 13 に示す。メインとなるソレノイド磁石に加えて、径の大きな反対向きのソレノイド磁石を組み込む。両者は直列に接続されており、永久電流モードで駆動する。漏れ磁場の計算についても図 14 に実線で示す。比較のために現在の磁石のプロファイルも点線で示す。SQUID が配置される 50 cm の位置で Nb の臨界磁場を余裕を持って下回っていることが見て取れる。

また、Nb の外層に補助的に転移温度 110 K のビスマス系高温超伝導体 $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.26}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+x}$ 、通称 BIS-CCO によるシールド（捷, can superconductors [42]）を配置する工夫をした（図 11 で見えている最外層は BIS-CCO である）。より高い転移温度を持つ BIS-CCO シールドは、常温 300 K から Nb の転移温度 9.2 K までの冷却の過程での予備シールドとして働き、これらによりパッシブな磁気シールドのみで SQUID が駆動可能な磁場を達成できる見込みである。この SQUID 検出器は 2022 年中に希釈冷凍機に組み込み、単一電子の検出を目指す。

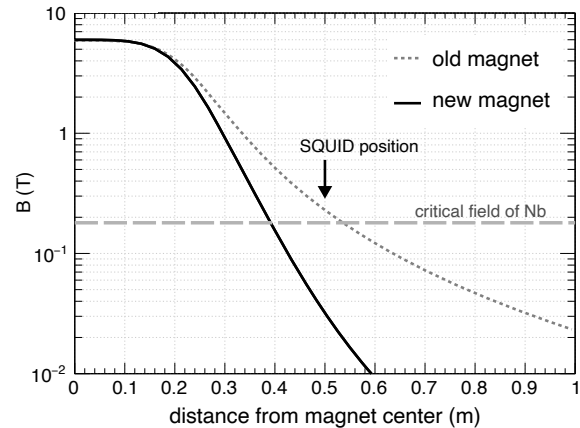


図 14: 新しい磁石の漏れ磁場の様子（実線）。比較のために現在使用している磁石の漏れ磁場も点線で示す。SQUID 検出器の配置される 50 cm の位置での漏れ磁場が、新しい磁石では Nb の臨界磁場（破線）より十分低く抑えられる。

4 新しい g 因子測定へ

以上の研究開発をもとに 2021 年春頃からコミッショニングを進めている。上記の開発のうち、SQUID 検出器以外のシステムは既に装置に組み込まれている。

現在はまず、最も重要である余剰拡がりを抑制できたかを確認するための測定を行っており、またそこから実際の測定感度を見積もっている。詳細はここではまだ書けないが、装置の安定性向上と温度の改善により、1 日あたりの統計誤差は 2008 年の測定のおよそ半分程度まで改善された。余剰拡がりについては、当初 3 節で疑われていた機械的不安定性の解消だけでは改善が見られなかったが、装置の安定性向上によるさまざまなスタディの結果、残留の線形磁場勾配 B_{1z} におよそ比例する傾向が見られている。

線形磁場勾配を生みうる最大の原因は magnetic bottle の中心とトラップの中心 $z = 0$ のミスアラインメントである。例えば機械加工精度の $10 \mu\text{m}$ のズレでも十分大きな線形磁場勾配を生む。現在 magnetic bottle の二乗磁場勾配 B_2 の大きさをおよそ五分の一にしたセットアップに改良し、また線形磁場勾配をキャンセルできるハードウェアを加え、データを取得し直している。この結果次第で、頭を悩ませていた余剰拡がりにケリをつけ、数年以内に新しい電子 g 因子の測定を完了できると期待している。

5 さいごに

電子 g 因子の測定は一種の理想的な物理測定であると思う。電子を一つだけトラップし、量子基底状態へ落とし込み、そこで二つの周波数の比を測る。モデル依存性や系統誤差補正をなるべく無くしたシンプルな系は、そもそも不確定要素が少ない。これらは Dehmelt や Gabrielse らが一見空想のようなアイデアを粘り強く開発し続けた結果である [25, 43, 44]。まさに精密測定と呼ぶべき実験の一つであろう。

1 節で紹介した “anomaly” は本物なのだろうか。それに答えられる日も近いかもしれない。

6 謝辞

本研究は National Science Foundation, John Templeton Foundation, United States Department of Energy, および孫正義育英財団によってサポートされています。本研究は Northwestern 大 Gerald Gabrielse 氏, Benedict Sukra 氏, Thomas Myers 氏との共同研究です。本稿は仁尾真紀子氏（理化学研究所），周健治氏（東京大学），平本綾美氏（岡山大学），および高エネルギーニュース編集委員の皆様の助言により改善されました。

参考文献

- [1] P. A. M. Dirac, Proc. R. Soc. Ser. A **117**, 610 (1928).
- [2] P. Kusch and H. M. Foley, Phys. Rev. **72**, 1256 (1947).
- [3] J. Schwinger, Phys. Rev. **73**, 416 (1948).
- [4] S. Tomonaga, Prog. Theor. Phys. **1**, 27 (1946).
- [5] R. P. Feynman, Rev. Mod. Phys. **20**, 367 (1948).
- [6] J. Schwinger, Phys. Rev. **74**, 1439 (1948).
- [7] G. Gabrielse, *et al.*, Atoms **7**, 45 (2019).
- [8] T. Aoyama, *et al.*, Atoms **7**, 28 (2019).
- [9] T. Kinoshita, Phys. Rev. Lett. **75**, 4728 (1995).
- [10] S. Laporta and E. Remiddi, Phys. Lett. B **379**, 283 (1996).
- [11] T. Kinoshita and M. Nio, Phys. Rev. D **73**, 013003 (2006).
- [12] S. Laporta, Phys. Lett. B **772**, 232 (2017).
- [13] T. Aoyama, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 111807 (2012).
- [14] L. Morel, *et al.*, Nature **588**, 61 (2020).
- [15] R. H. Parker, *et al.*, Science **360**, 191 (2018).
- [16] E. G. Myers, Atoms **7**, 37 (2019).
- [17] A. Beyer, *et al.*, Science **358**, 79 (2017).
- [18] H. Fleurbaey, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **120**, 183001 (2018).
- [19] C. G. Parthey, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 203001 (2011).
- [20] A. Antognini, *et al.*, Science **339**, 417 (2013).
- [21] D. Hanneke, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 120801 (2008).
- [22] G. W. Bennett, *et al.*, Phys. Rev. D **73**, 072003 (2006).
- [23] B. Abi, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **126**, 141801 (2021).
- [24] T. Aoyama, *et al.*, Phys. Rep. **887**, 1 (2020).
- [25] L. S. Brown and G. Gabrielse, Rev. Mod. Phys. **58**, 233 (1986).
- [26] S. Peil and G. Gabrielse, Phys. Rev. Lett. **83**, 1287 (1999).
- [27] R. Van Dyck, Jr., *et al.*, Nature **262**, 776 (1976).
- [28] D. Hanneke, *et al.*, Phys. Rev. A **83**, 073002 (2011).
- [29] X. Fan, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **90**, 083107 (2019).
- [30] L. S. Brown, Ann. Phys. (N.Y.) **159**, 62 (1985).
- [31] L. S. Brown, Phys. Rev. Lett. **52**, 2013 (1984).
- [32] X. Fan and G. Gabrielse, Phys. Rev. Lett. **126**, 070402 (2021).
- [33] X. Fan and G. Gabrielse, Phys. Rev. A **103**, 022824 (2021).
- [34] X. Fan, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **92**, 023201 (2021).
- [35] X. Fan, *et al.*, (unpublished) .
- [36] J. Tan and G. Gabrielse, Phys. Rev. Lett. **67**, 3090 (1991).
- [37] J. Clarke and A. I. Braginski, *The SQUID Handbook Fundamentals and Technology of SQUIDS and SQUID Systems* (Wiley-VCH, Weinheim, 2006), Vol. 1.
- [38] S. J. Asztalos, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 041301 (2010).
- [39] S. Asztalos, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **656**, 39 (2011).
- [40] ez SQUID, <http://www.ez-squid.de/>.
- [41] cryomagnetics, inc., <https://www.cryomagnetics.com/>.
- [42] can superconductors, <https://www.can-superconductors.com/>.
- [43] D. Wineland, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **31**, 1279 (1973).
- [44] R. S. Van Dyck, Jr., *et al.*, Phys. Rev. Lett. **59**, 26 (1987).