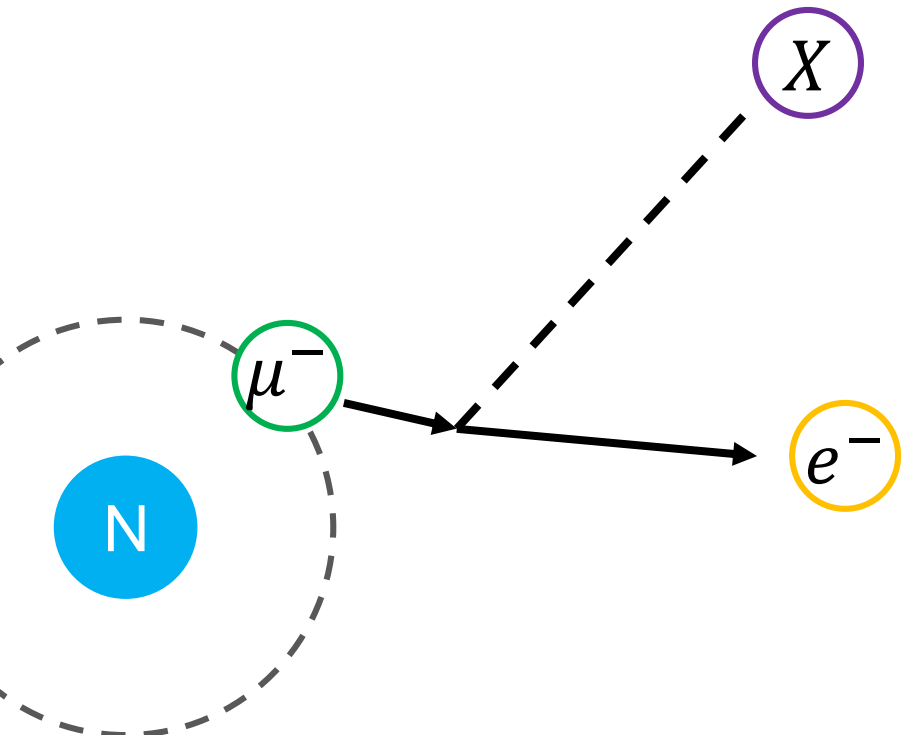


ミュオン原子を用いた軽い粒子の探索



上坂 優一 (埼玉大)

共同研究者：久野 良孝 (阪大)

目次

1. 導入

- 荷電レプトンフレーバーの破れ
- ミューオン原子を用いた $\mu^- \rightarrow e^- X$ 探索

2. 計算手法

- 放出電子スペクトルの計算

3. 結果

- どのくらい有用な探索か

4. まとめ

1. 導入

Charged Lepton Flavor Violation (CLFV)

➤ レプトンフレーバー数 L_e, L_μ, L_τ

	e^-	μ^-	τ^-	ν_e	ν_μ	ν_τ	e^+	μ^+	τ^+	$\bar{\nu}_e$	$\bar{\nu}_\mu$	$\bar{\nu}_\tau$	他
L_e	+1	0	0	+1	0	0	-1	0	0	-1	0	0	0
L_μ	0	+1	0	0	+1	0	0	-1	0	0	-1	0	0
L_τ	0	0	+1	0	0	+1	0	0	-1	0	0	-1	0

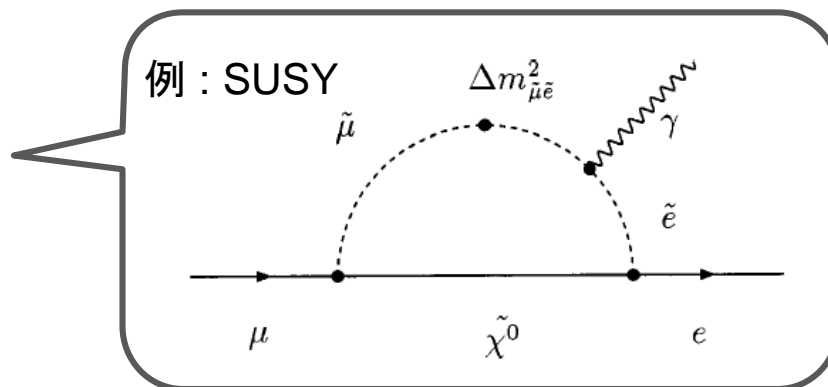
➤ 荷電レプトンにおけるレプトンフレーバー数の破れ = **CLFV**

例) $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$, $\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^+$, $\mu^- N \rightarrow e^- N$, $\tau^+ \rightarrow \mu^+ \gamma$, etc.

※ “中性レプトン”におけるレプトンフレーバーの破れは既知 (ニュートリノ振動)

- 標準模型の枠組みでは**禁止**
- “標準模型を超える模型”の多くで予言

新物理探索の有力な probe



CLFV過程の解析手法 (媒介粒子が重い場合)

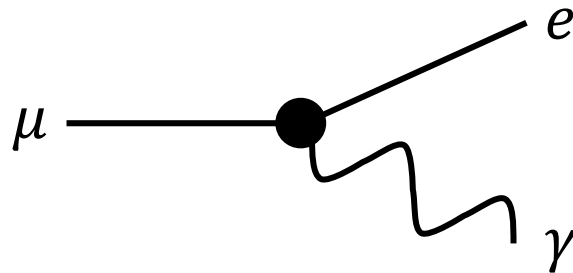
➤ SM場を用いた higher-dim. 演算子

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \frac{1}{\Lambda} \sum_a C_a^{(5)} Q_a^{(5)} + \frac{1}{\Lambda^2} \sum_a C_a^{(6)} Q_a^{(6)} + \dots$$

Λ : 新物理のスケール

例: $\mu \rightarrow e\gamma$

$$\mathcal{L} \supset -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} m_\mu (A_R \bar{\mu}_R \sigma^{\mu\nu} e_R + A_L \bar{\mu}_L \sigma^{\mu\nu} e_L) F_{\mu\nu} + H.c.$$



⇒ $\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) = 384\pi^2 (|A_R|^2 + |A_L|^2)$

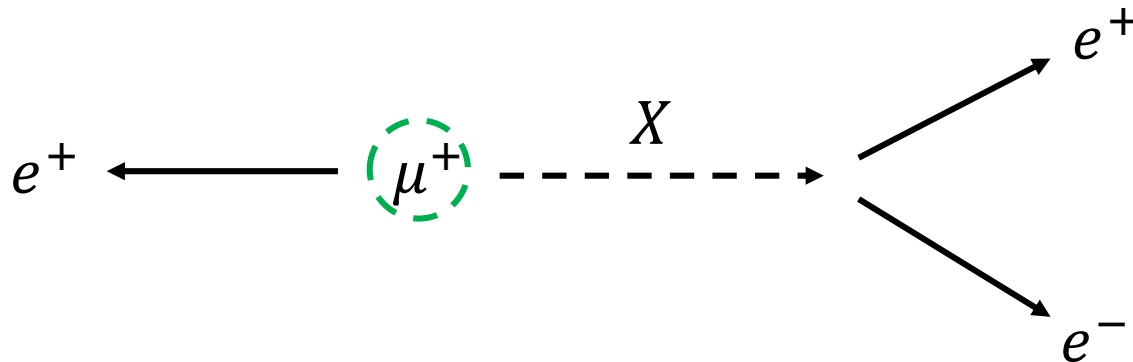
軽い未知粒子を含むCLFV

cf. J. Heeck & W. Rodejohann, PLB776 (2018) 385.

➤ 軽い粒子 X ($m_\mu > m_X > 2m_e$) が $X\bar{\ell}\ell'$ 結合を持つ場合

✓ X が on-shell で生成される過程が主要

例)



✓ 前述の有効相互作用を用いた解析が素朴に適用できない

✓ 実験での探索方法も prompt decay とは異なったものになる

➤ X の例

- light (pseudo-)scalar : familon, majoron, axion(-like) particle
- light gauge boson : Z'

CLFV探索

Mode	Upper bound	Experiment (Year)
$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$	4.2×10^{-13}	MEG (2016)
$\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$	1.0×10^{-12}	SINDRUM (1988)
$\mu^- \text{Au} \rightarrow e^- \text{Au}$	7×10^{-13}	SINDRUM II (2006)
$\mu^+ \rightarrow e^+ X, X \rightarrow \text{inv.}$	$O(10^{-5})$	TWIST (2015)
$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma X, X \rightarrow \text{inv.}$	$O(10^{-9})$	Crystal Box (1988)
$\mu^+ \rightarrow e^+ X, X \rightarrow e^+ e^-$	$O(10^{-12})$	SINDRUM (1986)
$\mu^+ \rightarrow e^+ X, X \rightarrow \gamma\gamma$	$O(10^{-10})$	MEG (2012)
$\tau \rightarrow eX(\mu X), X \rightarrow \text{inv.}$	$O(10^{-2})$	ARGUS (1995)

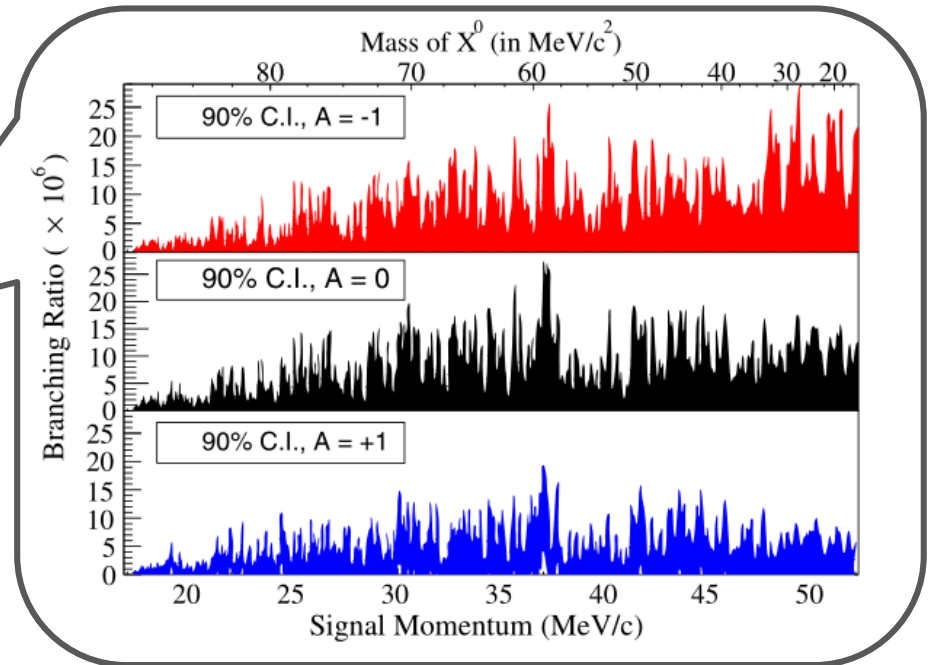
$\mu^+ \rightarrow e^+ X$ 探索

$$m_X < m_\mu$$

- 1986年 A. Jodidio *et al.* PRD **34**, 1967 (1986).
 - 1.8×10^7 個の highly polarized μ^+
 - 偏極の向きと反平行に放出される e^+ を探索 (signal は等方向に放出されると仮定)
 - $m_X = 0$ に対して, $\text{Br}(\mu^+ \rightarrow e^+ X) < 2.6 \times 10^{-6}$

- 2015年 TWIST Collab. PRD **91**, 052020 (2015).

- 5.8×10^8 個の μ^+
- 様々な m_X に対して
角度分布を含めて解析
- $\text{Br} < 2.1 \times 10^{-5}$ ($m_X = 0, A = 0$)



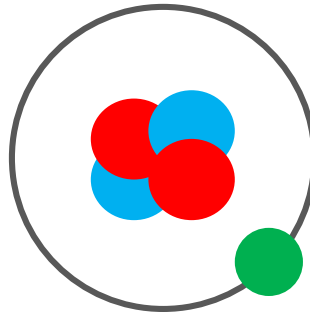
- 将来 Mu3e Collab.

A. Schöning, Talk at Flavour and Dark Matter Workshop, Heidelberg, September 28 (2017).

- $\text{Br} < 10^{-8}$ (for $25\text{MeV} < m_X < 95\text{MeV}$)

ミューオン原子

- 通常の原子の電子1つをミューオンに取り替えたもの



- 標準的な崩壊は“**Decay in orbit (DIO)**” ($\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e$)
“**Nuclear capture**” ($\mu^- p \rightarrow \nu_\mu n$) の2種

- $\mu^- - e^-$ 転換探索実験で大量に生成

次世代実験 (COMET, Mu2e) では 10^{11} 個/秒 のミューオン (pulsed beam)

COMET (J-PARC), Mu2e (Fermi Lab.) : $\text{Br}(\mu^- \text{Al} \rightarrow e^- \text{Al}) < 10^{-16}$

DeeMe (J-PARC) : $\text{Br}(\mu^- \text{C} \rightarrow e^- \text{C}) < 10^{-14}$

ミュオン原子を用いた $\mu^- \rightarrow e^- X$ 探索

自由ミュオンに対する利点

1. 背景事象が少ないところで探索可能

- : $\mu^+ \rightarrow e^+ X$ (free)
- : $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ (free)
- (red) : $\mu^- \rightarrow e^- X$ (μ -gold)
- (black) : $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ (μ -gold)

- 背景事象と信号のピークにズレ
- 高エネルギー側での探索が有効
(必ずしもピークを探す必要はない)

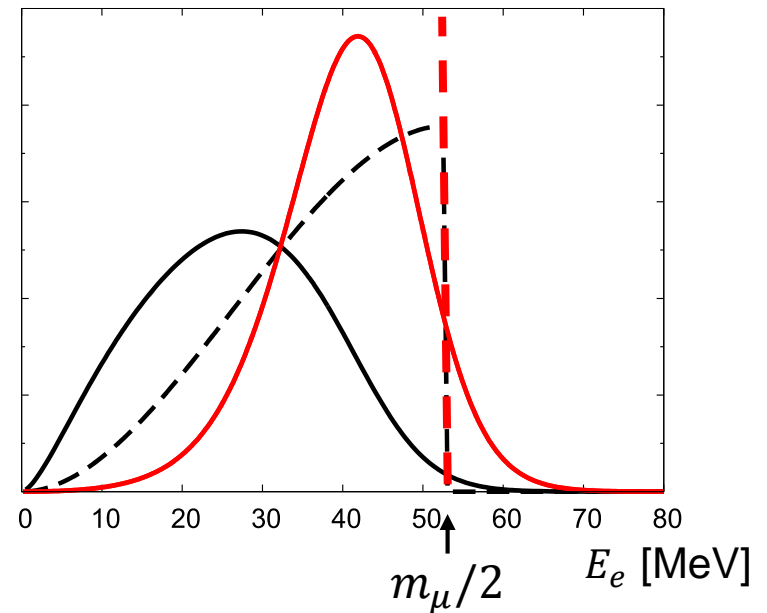
2. 原子核が必要な反応に対しても感度あり

3. 電子スペクトルや原子核依存性に相互作用の情報が見える可能性

欠点

- シグナルは単色でない
- 短寿命
- ミュオンを偏極させにくい(?)

放出電子スペクトル

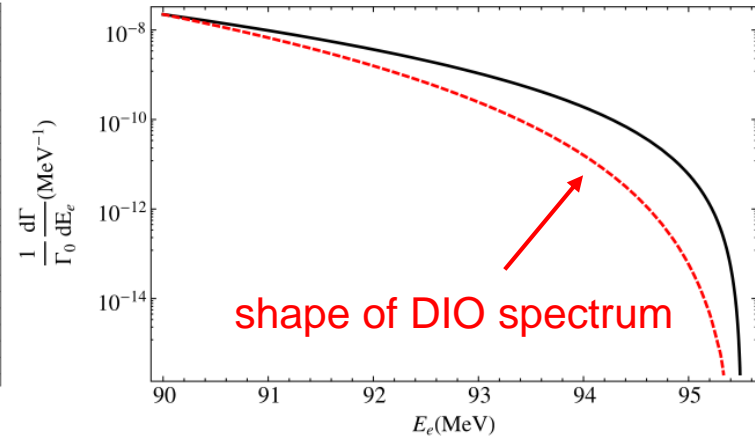
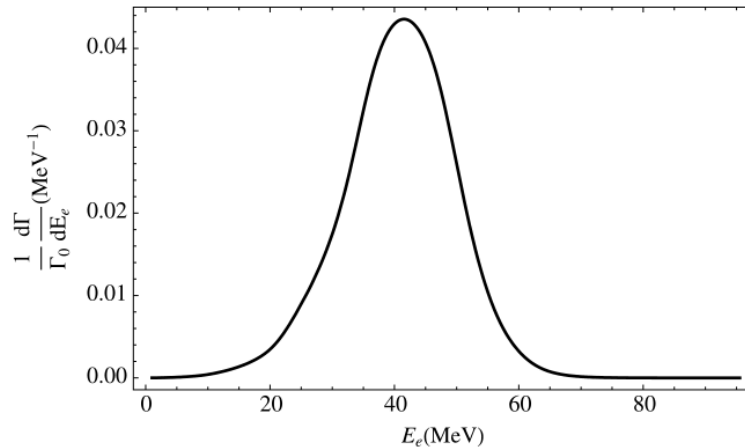


先行研究 X. G. i Tormo *et al.*, PRD **84**, 113010 (2011).

➤ massless の中性粒子 X が Yukawa 型の CLFV 相互作用

$$\mathcal{L}_I = g(\bar{\mu}e)X \text{ を持つと仮定 } (g: \text{結合定数})$$

$\mu^- \rightarrow e^- X$ による放出電子スペクトル (金原子)



✓ 過去の μ - e 転換実験の制限は $\text{Br}(\mu \rightarrow eX) < 3 \times 10^{-3}$ に相当

✓ 将来の μ - e 転換実験 (COMET, Mu2e) では $\text{Br}(\mu \rightarrow eX) \sim 2 \times 10^{-5}$ の探索が可能



自由 μ^+ を用いた現状の制限値 ($\sim 10^{-5}$) と同程度

本研究の目的

$$\underline{\mu^- \rightarrow e^- X \text{ in a muonic atom}}$$

先行研究 : massless scalar, yukawa型のCLFV相互作用



一般化

massive scalar (or vector)

- ✓ 様々なCLFV相互作用、 m_X に対して 放出電子スペクトルを計算
- ✓ 将来実験での $\mu^- \rightarrow e^- X$ 探索の可能性を調査

2. 計算手法

今回の解析で用いる相互作用

1-a. yukawa coupling

$$\mathcal{L}_Y = g_Y (\bar{e}\mu) X + [H.c.] \quad \text{majoron}$$

1-b. derivative coupling

$$\mathcal{L}_D = \frac{g_D}{\Lambda_D} (\bar{e}\gamma_\alpha\mu) \partial^\alpha X + [H.c.] \quad \text{axion, familon}$$

1-c. vector

$$\mathcal{L}_V = g_V (\bar{e}\gamma_\alpha\mu) X^\alpha + [H.c.] \quad Z'$$

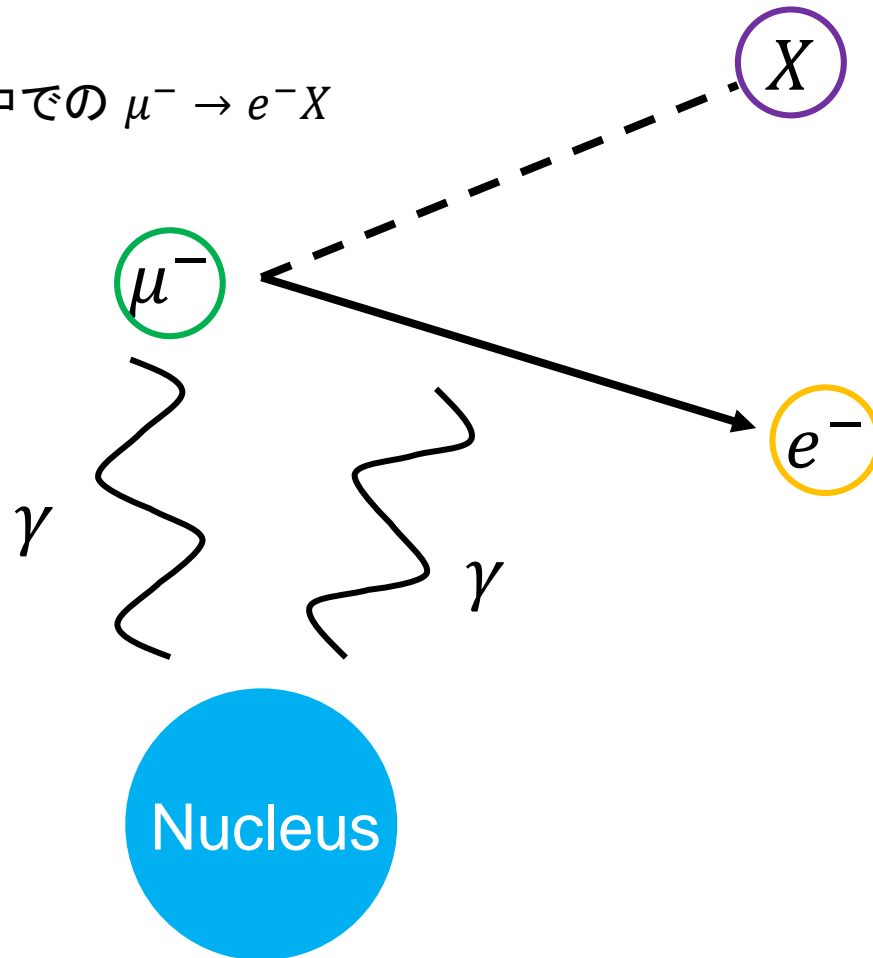
2. contact coupling with nucleus

$$\mathcal{L}_N = \frac{g_N}{\Lambda_N^3} (\bar{e}\mu) (\bar{N}N) X + [H.c.]$$

軌道ミュオン崩壊

✓ $\mu \rightarrow eX$ 崩壊が原子軌道上で起こる場合

原子核Coulombポテンシャル中での $\mu^- \rightarrow e^- X$



計算手法

$$\Gamma = \int \frac{d^3 p_e}{(2\pi)^3 2E_e} \frac{d^3 p_X}{(2\pi)^3 2E_X} (2\pi) \delta(m_\mu - E_e - E_X) \\ \times \sum_{\text{spins}} |\langle \psi_e^{s_e}(\mathbf{p}_e) \phi_X^{s_X}(\mathbf{p}_X) | \mathcal{L} | \psi_\mu^{s_\mu}(1S) \rangle|^2$$

終状態を角運動量の固有状態で展開 (部分波展開)

$$\psi_e^{p,s} = \sum_{\kappa,\mu,m} 4\pi i^{l_\kappa} (l_\kappa, m, 1/2, s | j_\kappa, \mu) Y_{l_\kappa, m}^*(\hat{p}) e^{-i\delta_\kappa} \psi_p^{\kappa,\mu}$$

動径波動関数に対するDirac方程式

$$\frac{dg_\kappa(r)}{dr} + \frac{1+\kappa}{r} g_\kappa(r) - (E+m+e\phi(r)) f_\kappa(r) = 0 \\ \frac{df_\kappa(r)}{dr} + \frac{1-\kappa}{r} f_\kappa(r) + (E-m+e\phi(r)) g_\kappa(r) = 0$$

$$\psi_p^{\kappa,\mu}(r) = \begin{pmatrix} g_\kappa(r) \chi_\kappa^\mu(\hat{r}) \\ i f_\kappa(r) \chi_{-\kappa}^\mu(\hat{r}) \end{pmatrix}$$

ϕ : 原子核クーロンポテンシャル

電子スペクトル (yukawa)

1-a. yukawa coupling

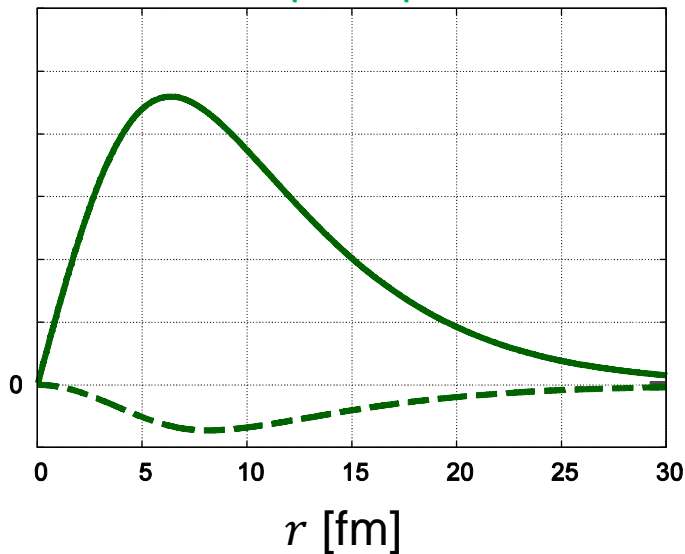
$\kappa : e^-$ の角運動量

$l_X : X$ の軌道角運動量

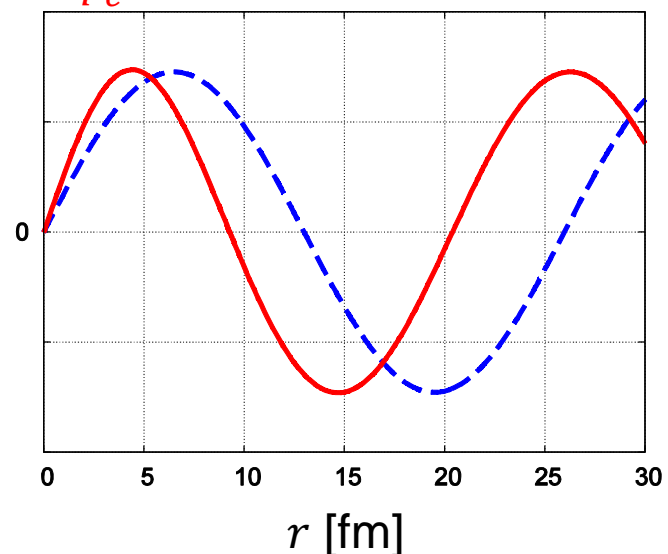
$$\frac{d\Gamma}{dE_e} = \frac{g_Y^2}{4\pi^2} p_e p_X \sum_{\kappa} (2j_{\kappa} + 1) \sum_{l_X=|j_{\kappa}-1/2|}^{j_{\kappa}+1/2} |S_{\kappa, l_X}|^2$$

$$S_{\kappa, l_X} = \int_0^{\infty} dr r^2 j_{l_X}(p_X r) \{ g_{p_e}^{\kappa}(r) g_{\mu}^{1s}(r) - f_{p_e}^{\kappa}(r) f_{\mu}^{1s}(r) \} \delta_{l_{\kappa}, l_X}$$

$rg_{\mu}^{1s}, rf_{\mu}^{1s}$



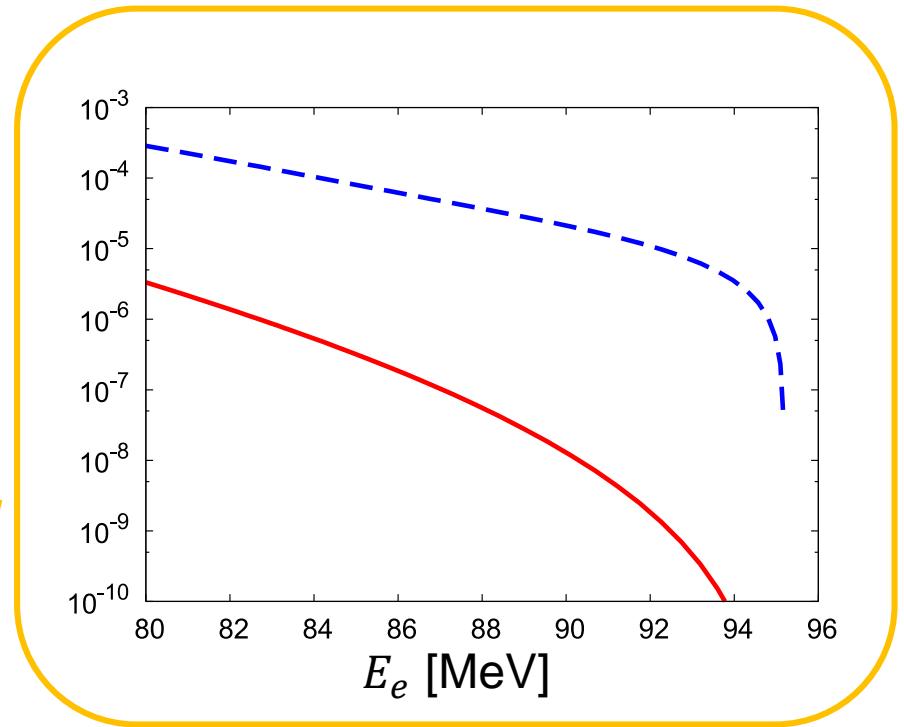
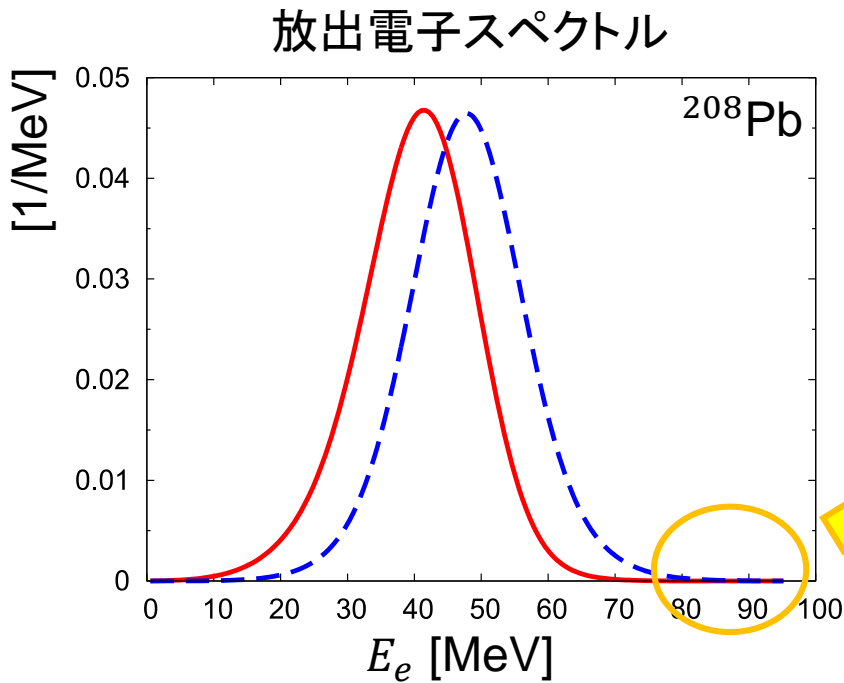
$rg_{p_e}^{\kappa=-1}, rj_0(48\text{MeV} \times r)$



^{208}Pb

放出電子の歪曲効果

電子の波動関数：平面波 or 歪曲波



高エネルギー電子への遷移が抑制され、スペクトルが低エネルギーにシフト
(ベータ崩壊などでも同様の効果が知られる)

電子スペクトル (derivative)

1-b. derivative coupling

$$\frac{d\Gamma}{dE_e} = \frac{g_D^2}{4\pi^2 \Lambda_D^2} p_e p_X \sum_{\kappa} (2j_{\kappa} + 1) \sum_{l_X=|j_{\kappa}-1/2|}^{j_{\kappa}+1/2} \left| E_X S_{\kappa, l_X}^0 - p_X \frac{\sqrt{l_X + 1} S_{\kappa, l_X+1, l_X}^1 + \sqrt{l_X} S_{\kappa, l_X-1, l_X}^1}{\sqrt{2l_X + 1}} \right|^2$$

$$S_{\kappa, l_X}^0 = \int_0^{\infty} dr r^2 j_{l_X}(p_X r) \{ g_{p_e}^{\kappa}(r) g_{\mu}^{1s}(r) + f_{p_e}^{\kappa}(r) f_{\mu}^{1s}(r) \} \delta_{l_{\kappa}, l_X}$$

$$S_{\kappa, l_X, J}^1 = \int_0^{\infty} dr r^2 j_{l_X}(p_X r) \{ g_{p_e}^{\kappa}(r) f_{\mu}^{1s}(r) V_{l_X, J}^{\kappa, -1} - f_{p_e}^{\kappa}(r) g_{\mu}^{1s}(r) V_{l_X, J}^{\kappa, +1} \} \delta_{l_{-\kappa}, l_X}$$

$$V_{l_X, J}^{\kappa, \kappa_{\mu}} = \begin{cases} (J - \kappa_{\mu} - \kappa) / \sqrt{J(2J + 1)} & (J = l_X + 1) \\ (\kappa_{\mu} - \kappa) / \sqrt{J(J + 1)} & (J = l_X) \\ -(J + 1 + \kappa_{\mu} + \kappa) / \sqrt{(J + 1)(2J + 1)} & (J = l_X - 1) \end{cases}$$

電子スペクトル (vector)

1-c. vector (massive)

$$\frac{d\Gamma}{dE_e} = \frac{g_V^2}{4\pi^2} p_e p_X \sum_{\kappa} (2j_{\kappa} + 1) \times \sum_{l_X=|j_{\kappa}-1/2|}^{j_{\kappa}+1/2} \left\{ \sum_{L=|l_X-1|}^{l_X+1} |S_{\kappa,L,l_X}^1|^2 - |S_{\kappa,l_X}^0|^2 + \frac{1}{m_X^2} \left| E_X S_{\kappa,l_X}^0 - p_X \frac{\sqrt{l_X+1} S_{\kappa,l_X+1,l_X}^1 + \sqrt{l_X} S_{\kappa,l_X-1,l_X}^1}{\sqrt{2l_X+1}} \right|^2 \right\}$$

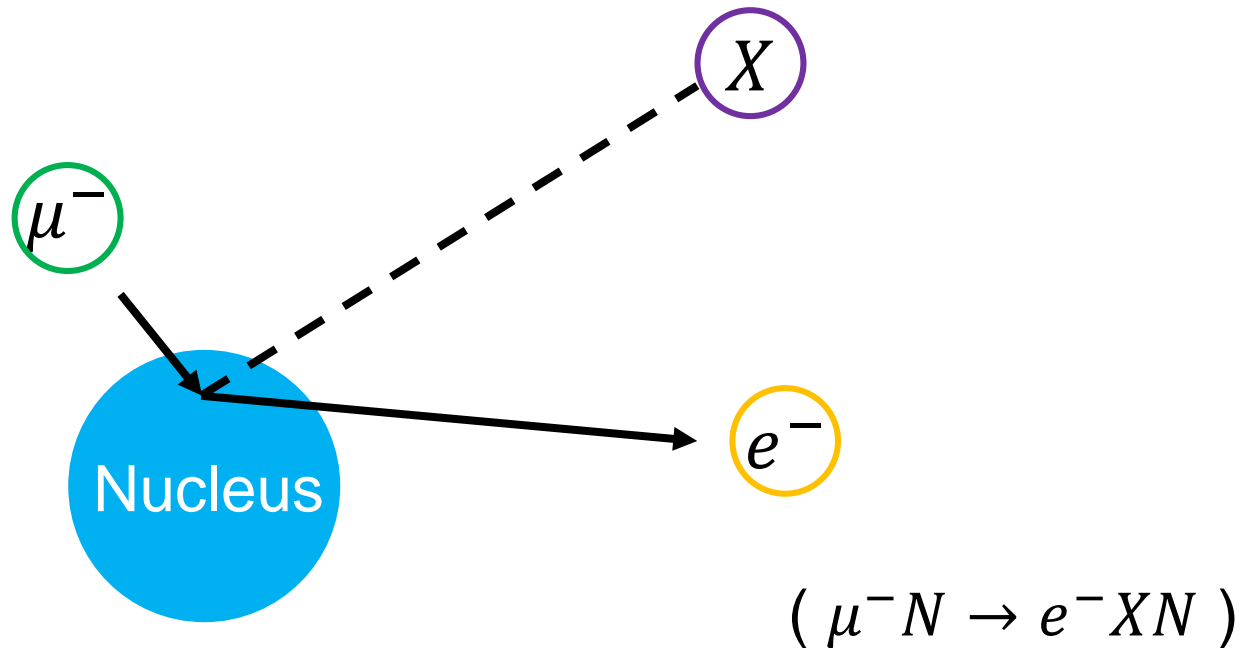
※ $m_X \rightarrow +0$ で derivative coupling の場合と一致

1-c. vector (massless)

$$\frac{d\Gamma}{dE_e} = \frac{g_V^2}{4\pi^2} p_e p_X \sum_{\kappa} (2j_{\kappa} + 1) \times \sum_{l_X=|j_{\kappa}-1/2|}^{j_{\kappa}+1/2} \left\{ \sum_{L=|l_X-1|}^{l_X+1} |S_{\kappa,L,l_X}^1|^2 - \frac{|\sqrt{l_X+1} S_{\kappa,l_X+1,l_X}^1 + \sqrt{l_X} S_{\kappa,l_X-1,l_X}^1|^2}{2l_X+1} \right\}$$

原子核接触型のミュオン崩壊

✓ $\mu \rightarrow eX$ 崩壊が原子核との短距離相互作用で起こる場合

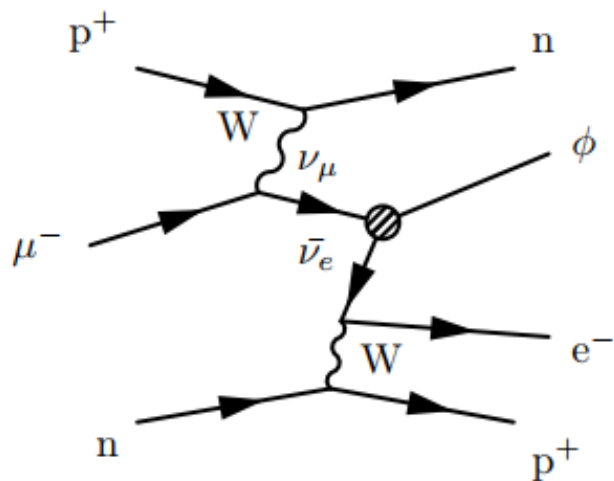


ここでは原子核が変化しない反応に注目

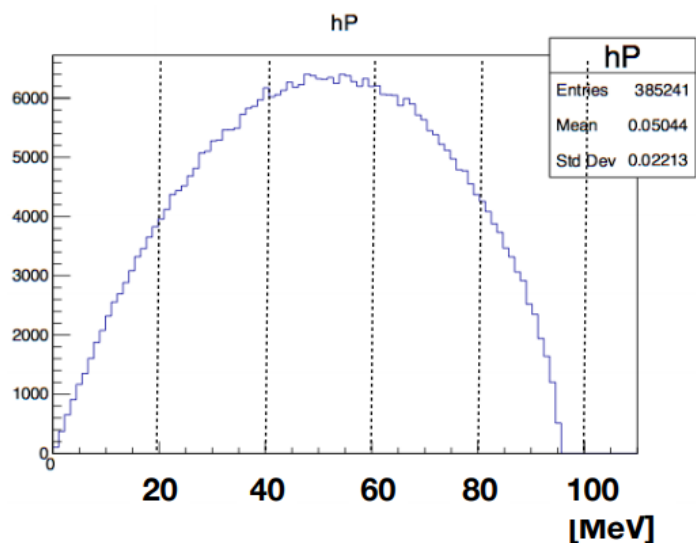
原子核接触型のミュオン崩壊

✓ $\mu \rightarrow eX$ 崩壊が原子核との短距離相互作用で起こる場合

$\mu^- \rightarrow e^- X$ に原子核が必要な例：



e⁻ spectrum of signal (M ϕ =10MeV)



名取寛顕, Talk at 日本物理学会 第73回 年次大会,
東京理科大 野田キャンパス, 3月22日 (2018).

本研究では

$$\mathcal{L}_N = \frac{g_N}{\Lambda_N^3} (\bar{e}\mu)(\bar{N}N)X + [H.c.] \quad \text{を仮定}$$

(N : 核子)

原子核接触型のミュオン崩壊

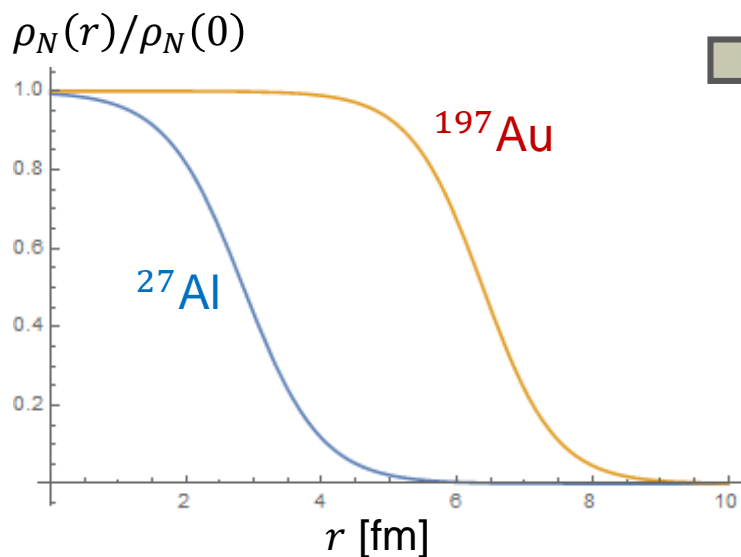
- 軌道ミュオン崩壊の動径積分を書き換え

$$\int_0^{\infty} dr r^2 j_{l_X}(p_X r) g_{p_e}^k(r) g_{\mu}^{1s}(r) \Rightarrow \frac{1}{\Lambda_N^3} \int_0^{\infty} dr r^2 j_{l_X}(p_X r) g_{p_e}^k(r) g_{\mu}^{1s}(r) \rho_N(r)$$

$\rho_N(r)$: 原子核の核子密度

$$(\int d^3r \rho_N(r) = A)$$

- 一般に核子密度 $\rho_N(r)$ の広がりは 束縛ミュオン波動関数 $g_{\mu}^{1s}(r)$ より小

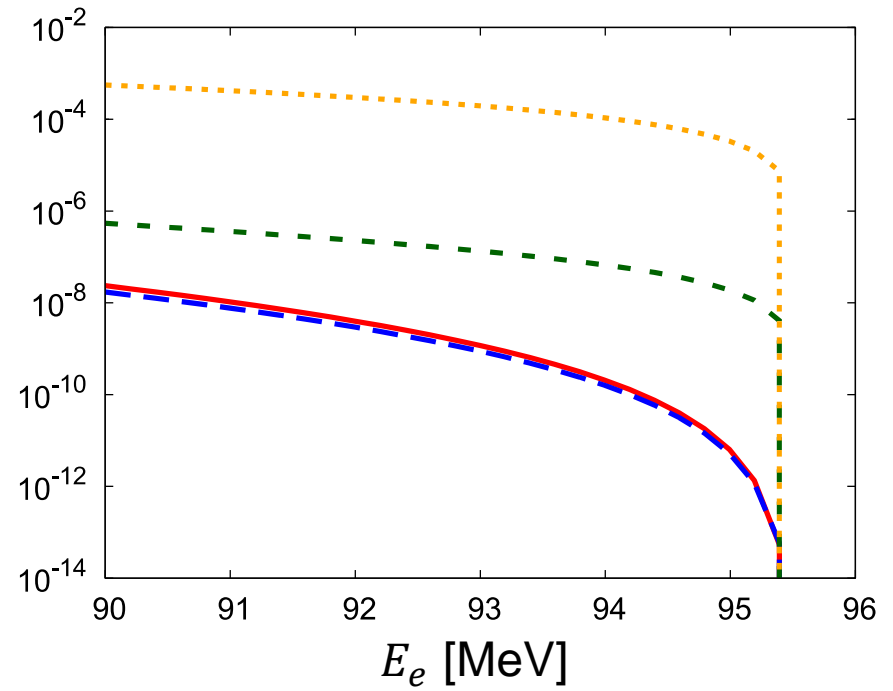
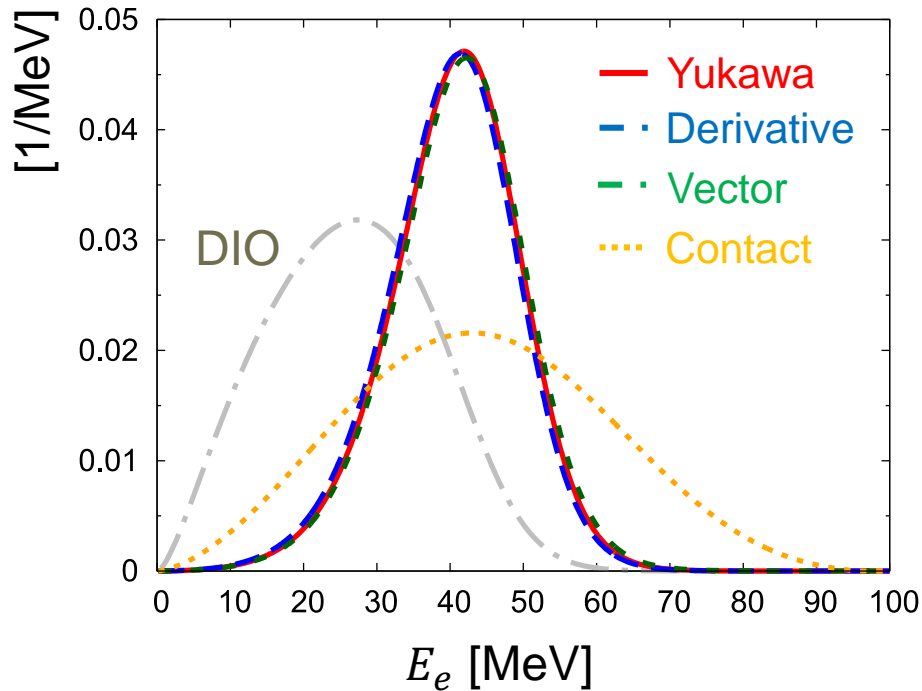


電子スペクトルの幅は大きくなると予想

3. 結果

$\mu^- \rightarrow e^- X$ 電子スペクトル ($m_X = 0$)

^{197}Au



高エネルギー電子の割合

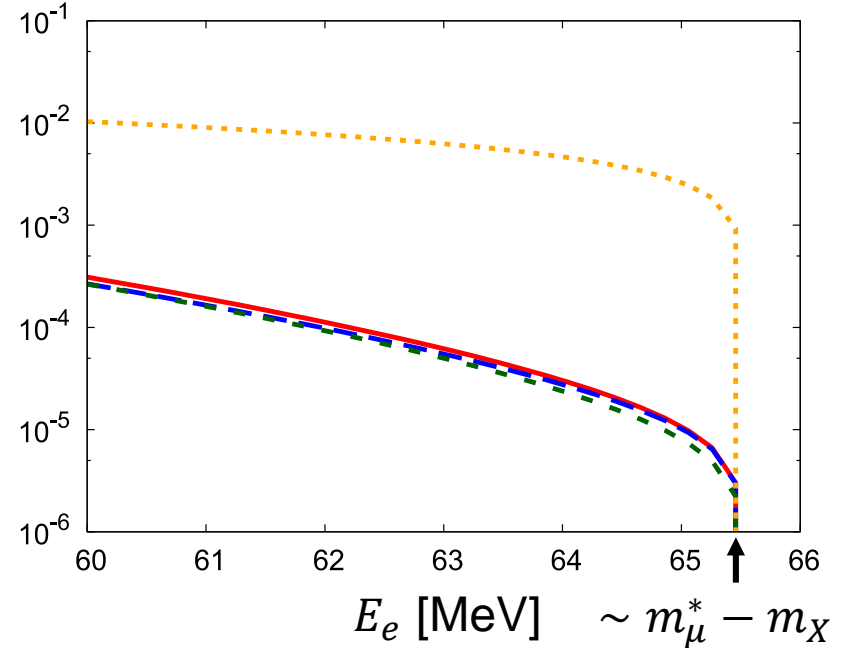
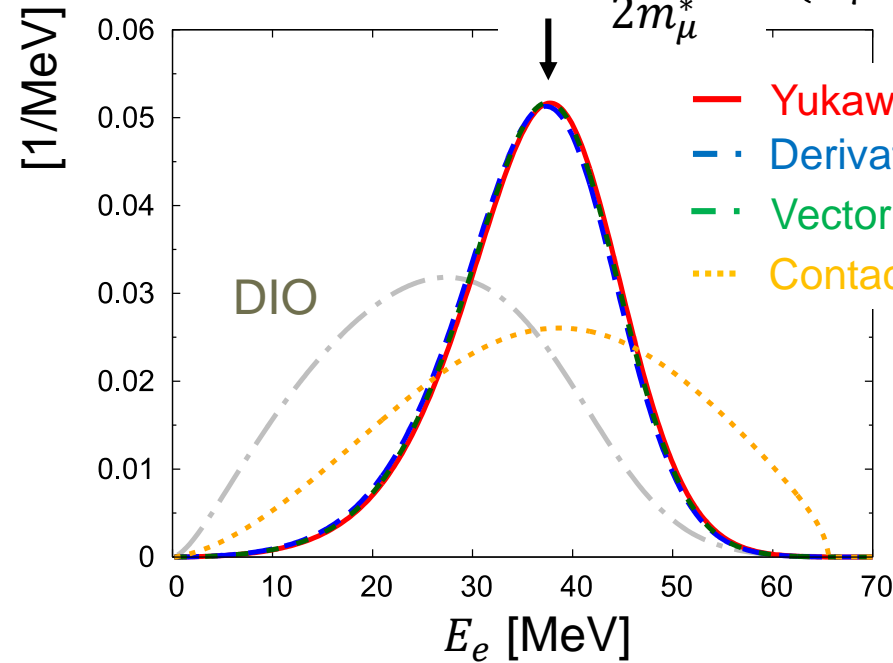
$$f(E_{Low}) = \frac{1}{\Gamma} \int_{E_{Low}}^{E_{EndPoint}} dE_e \frac{d\Gamma}{dE_e}$$

Model	$f(70\text{MeV})$	$f(80\text{MeV})$	$f(90\text{MeV})$
Yukawa	4.8×10^{-4}	1.0×10^{-5}	2.6×10^{-8}
Derivative	3.7×10^{-4}	7.2×10^{-6}	1.9×10^{-8}
Vector	9.7×10^{-4}	4.6×10^{-5}	1.1×10^{-6}
Contact	7.4×10^{-2}	1.8×10^{-2}	1.3×10^{-3}

$\mu^- \rightarrow e^- X$ 電子スペクトル ($m_X = 30\text{MeV}$)

^{197}Au

$$\sim \frac{m_\mu^{*2} - m_X^2}{2m_\mu^*} \quad (m_\mu^* = m_\mu - B_\mu)$$

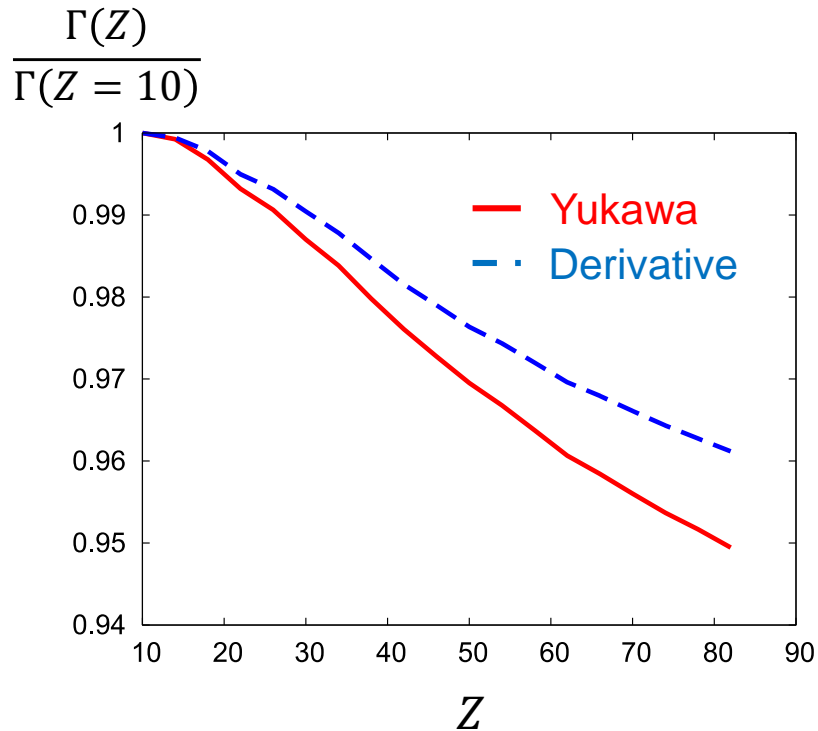


高エネルギー電子の割合

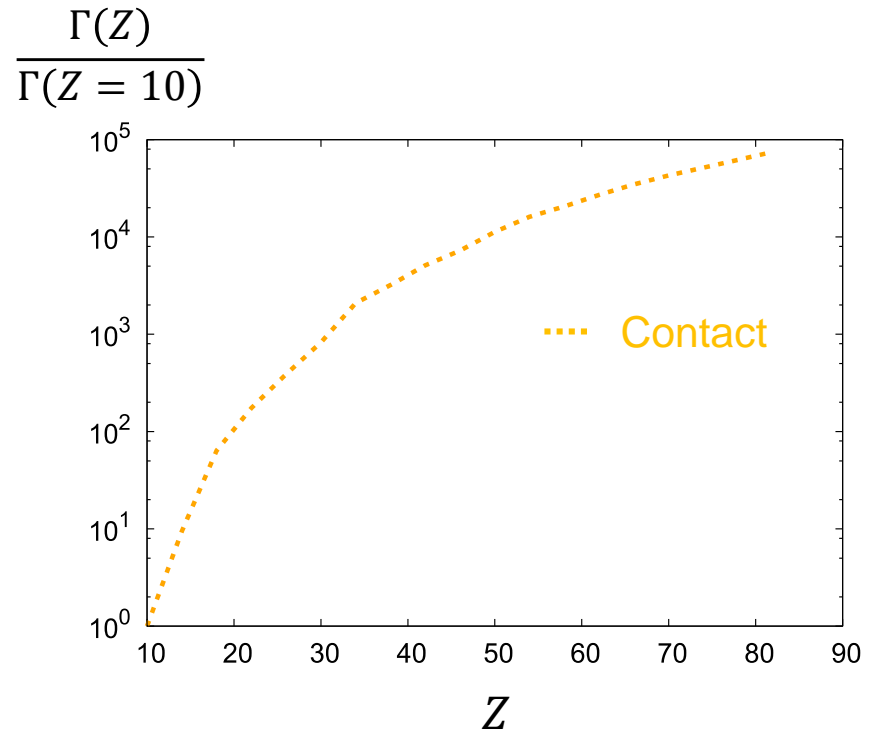
$$f(E_{Low}) = \frac{1}{\Gamma} \int_{E_{Low}}^{E_{EndPoint}} dE_e \frac{d\Gamma}{dE_e}$$

Model	$f(50\text{MeV})$	$f(60\text{MeV})$
Yukawa	3.4×10^{-2}	5.5×10^{-4}
Derivative	3.0×10^{-2}	4.8×10^{-4}
Vector	3.1×10^{-2}	4.6×10^{-4}
Contact	2.0×10^{-1}	3.5×10^{-2}

原子核依存性 ($m_X = 0$)



➤ 軌道上での崩壊の Z 依存性は小



➤ 強い Z 依存性

$$\Gamma \propto Z^3 A^2$$

$\psi_\mu(0) \propto Z^{3/2}$ (for small Z)

$\rho_N \propto A$

Arrows indicate that Z^3 in the first equation is derived from $\psi_\mu(0) \propto Z^{3/2}$ and A^2 is derived from $\rho_N \propto A$.

実験での探索について

(参考: X. G. i Tormo *et al.*, PRD **84**, 113010 (2011).)

1. 過去の μ - e 転換実験による制限 ($m_X = 0$)

$\text{Br}(\mu^- \text{Au} \rightarrow e^- \text{Au}) < 7 \times 10^{-13}$ ($E_e > 90\text{MeV}$ で signal は見えなかったと仮定)



Model	Upper limit of $\text{Br}(\mu^+ \rightarrow e^+ X)$
Yukawa	3×10^{-3}
Derivative	3×10^{-3}
Vector	7×10^{-5}

cf. 自由 μ^+ 崩壊による制限

$$\text{Br}(\mu^+ \rightarrow e^+ X) < 2.1 \times 10^{-5}$$

Vector型だとすでに同レベル

2. 将来実験で期待される制限

COMET, Mu2e の目標感度 $\text{Br}(\mu^- \text{Al} \rightarrow e^- \text{Al}) < 10^{-16}$



Model	Upper limit of $\text{Br}(\mu^+ \rightarrow e^+ X)$
Yukawa	2×10^{-5}
Derivative	3×10^{-5}
Vector	3×10^{-7}

自由ミューオンの制限と同等か

それを超える探索ができる可能性あり

➤ 詳細な見積もりについて
現在 COMET実験のメンバーと議論中

4. まとめ

まとめ

➤ $\mu \rightarrow eX$ 過程

- CLFV相互作用を持つ 質量が100MeV以下の粒子 X を探索可能
- 自由ミュオンを用いた探索では Michel電子が深刻な背景事象

➤ ミューオン原子中での $\mu^- \rightarrow e^-X$ 過程

- 背景事象による汚染をある程度回避できることが期待



➤ 放出電子のスペクトルを計算

- スペクトルの概形は波動関数の重なり積分でほぼ決定
(相互作用の種類にはあまり依存せず)
- 将来の $\mu^- \rightarrow e^-$ 転換実験を用いた制限の更新は十分に可能性あり