

固定標的実験による 新物理の探索

仁木 敦也 (東京大学、D2)

今日のトークについて

- 自身の仕事(Asai, Moroi, Niki (2021), Moroi, Niki (2022))を踏まえつつ、固定標的実験を使った新物理探索について**広く**話したい
- 対象となる物理は高エネルギーというよりは相互作用が非常に小さいsub-GeVの模型 (**Intensity Frontier**)
- 固定標的実験自体は非常に**古く**からあるセットアップだが、特にダークセクターなどの模型をよく聞く近年では衝突型実験よりも有利(?)ということで議論も割とされている。最近でも**様々な利用法**が考えられている。

Intensity Frontier

2000年代は高エネルギーの物理の探索が盛んだった(らしい)
MSSMなどのようなEW scaleの新物理を探すのが**王道**

物理の方向性はエネルギーを上げるだけなのか？



Dark Sector

sub-GeV scaleで相互作用が小さい模型が実験的に調べられていないのはいいとして、物理としての具体例・動機は？

➡ Dark Sector

e.g. vector portal (**dark photon**) B. Holdom (1986), review paper: 2005.01515

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}\hat{F}_{\mu\nu}\hat{F}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\hat{X}_{\mu\nu}\hat{X}^{\mu\nu} - \boxed{\frac{\epsilon}{2}\hat{X}_{\mu\nu}\hat{F}^{\mu\nu}} + \frac{1}{2}m_{A'}^2\hat{A}'_\mu\hat{A}'^\mu + e\hat{A}'_\mu J_{EM}^\mu + g'\hat{A}'_\mu J_{DS}^\mu + \dots$$

新しい $U(1)_X$ ゲージ対称性を導入すると、繰り込み可能な項としては $U(1)_Y$ との kinetic mixing term が自然に出てくる。

また標準模型のゲージ対称性に対してはシングレットで $U(1)_X$ のチャージを持つ粒子はダークフォトンを通じてのみ標準模型粒子と相互作用する。



粒子が $U(1)_X$ で安定にできる(ダークマター候補)。 **ダークセクター**。

$U(1)_X$

review paper: 1803.05466

新しい $U(1)$ ゲージ対称性として標準模型の $U(1)$ グローバル対称性をゲージ化したものもよく考えられる。

$$U(1)_{B-L}, U(1)_{L_i-L_j}$$

これらは標準模型粒子もチャージを持つので、ダークフォトンとは現象が少し変わってくる。

e.g. $U(1)_{L_i-L_j}$

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}X_{\mu\nu}X^{\mu\nu} - \boxed{\frac{\epsilon}{2}X_{\mu\nu}F^{\mu\nu}} + \frac{1}{2}m_{A'}^2 A'_\mu A'^\mu + eA_\mu J_{EM}^\mu + g' A'_\mu J_{DS}^\mu + \boxed{g' A'_\mu \sum_{l=e,\mu,\tau} Q_l [\bar{l}\gamma^\mu l + \bar{\nu}_l\gamma^\mu P_L \nu_l]} + \dots,$$

Kinetic mixing

gauge interaction

$$Q_l \equiv \begin{cases} 1 & : l = i, \\ -1 & : l = j, \\ 0 & : \text{otherwise,} \end{cases}$$

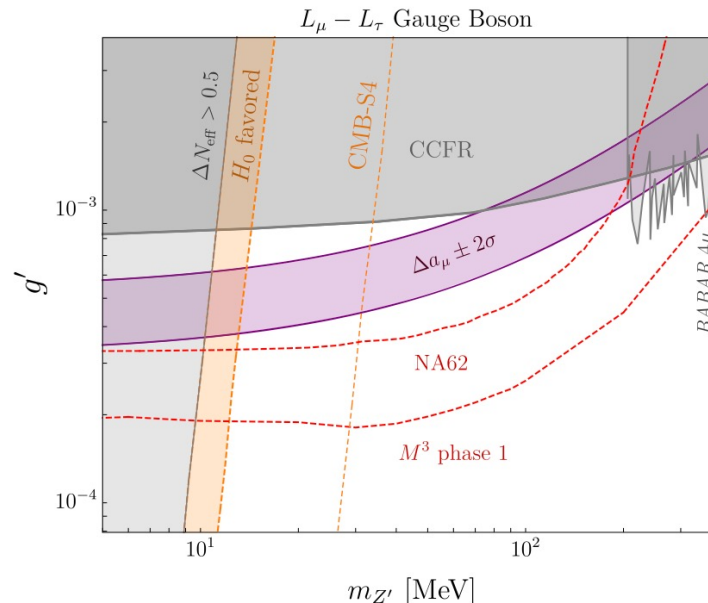
$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$

特にこの対称性は人気で、様々なモチベーションがある。

S. Baek, N.G. Deshpande, X.-G. He, P. Ko (2001)

M. Escudero, D. Hooper, G. Krnjaic, M. Pierre (2019)

- Muon anomalous magnetic moment (g-2)
- Hubble tension (N_{eff} を変える、完全には説明できない)
- もちろんダークセクターを入れて、ダークマターを考えることもできる



I. Holst, D. Hooper, G. Krnjaic (2021)

固定標的実験

固定標的実験はビームを固定標的(e.g. 鉛板)に打ち込む実験

なぜ固定標的実験？

重心エネルギーの観点からは衝突型の方が効率的

$$\sqrt{s} = \sqrt{2mE_{beam}} \sim \mathcal{O}(1 \text{ GeV}) \text{ w/ } E_{beam} = \mathcal{O}(100 \text{ GeV})$$

しかし**ルミノシティ**の観点では圧倒的に固定標的の方が良い

e.g.

N_e : 標的に打ち込む粒子数 $\sim 10^{20}/\text{year}$

N_{target} : 標的となる粒子数密度 $\sim N_{avogadro}$

L : 標的の厚み $\sim 1 \text{ m}$

Luminosity

$$\mathcal{L} \sim N_e N_{target} L \sim 10^{7-8} \text{ fb}^{-1}$$

固定標的実験

固定標的実験はビームを固定標的(e.g. 鉛板)に打ち込む実験
ビームを打ち込んだ後、何を観測するかで種類がある。

Visible decay search

生成した新粒子の崩壊生成物を検出する。**Bump Hunt**や、もし新粒子が長寿命粒子であれば**displaced vertex**を利用してバックグラウンドを減らすことも考えられる(後述のビームダンプ実験)。

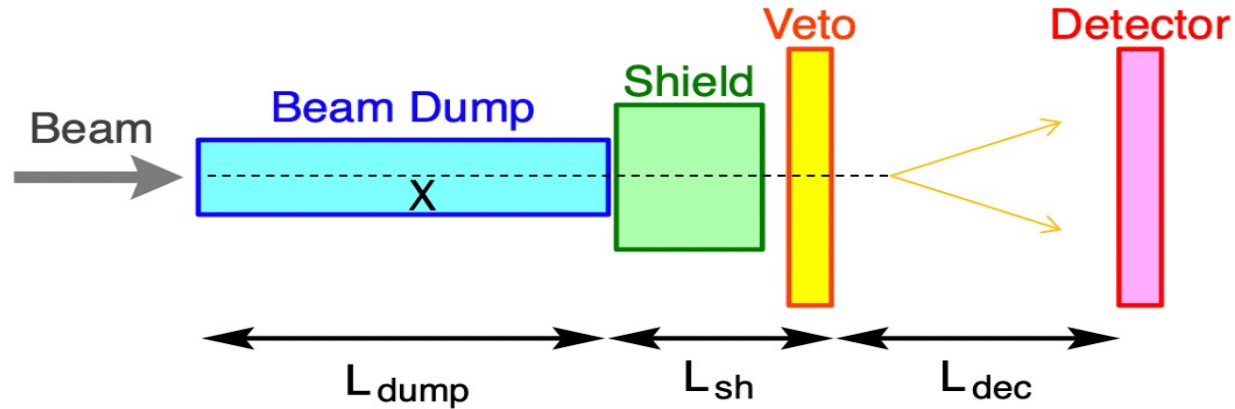
e.g. HPS @ JLab, E137 @ SLAC

Invisible decay search

ダークセクターなどがあると新粒子の崩壊生成物はinvisibleであることが多い。この時は**missing energy/momentum**を観測することで検証できる。

e.g. NA64 @ CERN, LDMX (将来実験, SLAC)

ビームダンプ実験



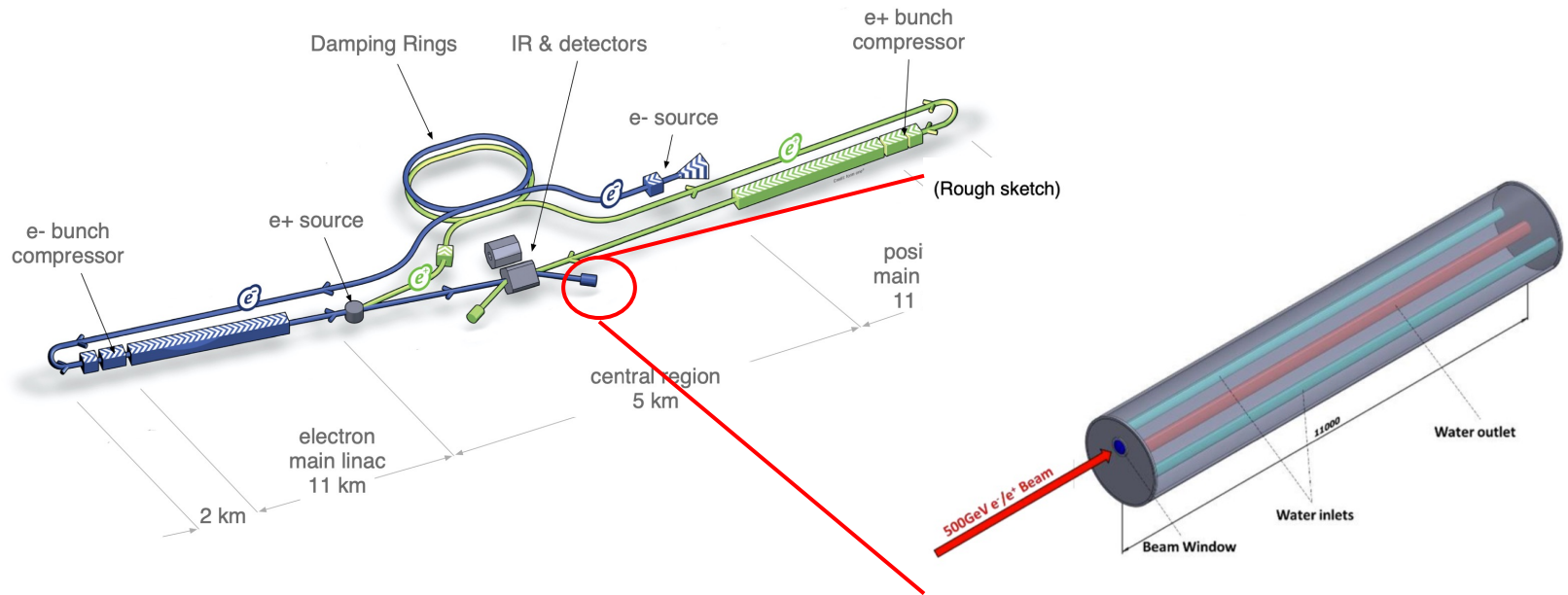
S. Kanemura, T. Moroi, T. Tanabe (2015)

典型的な**Visible decay search**。 $O(10-100\text{ m})$ のシールドを検出器の前に置くことでビーム衝突で生じる電磁シャワーを完全に止める。

➡ バックグラウンドフリー

例えばダークフォトンが**長寿命**であれば、シールドをすり抜けた先で崩壊するイベントが発生する。これを検出できれば**標準模型を超えた物理現象**が捉えられたということになる。

ビームダンプ実験

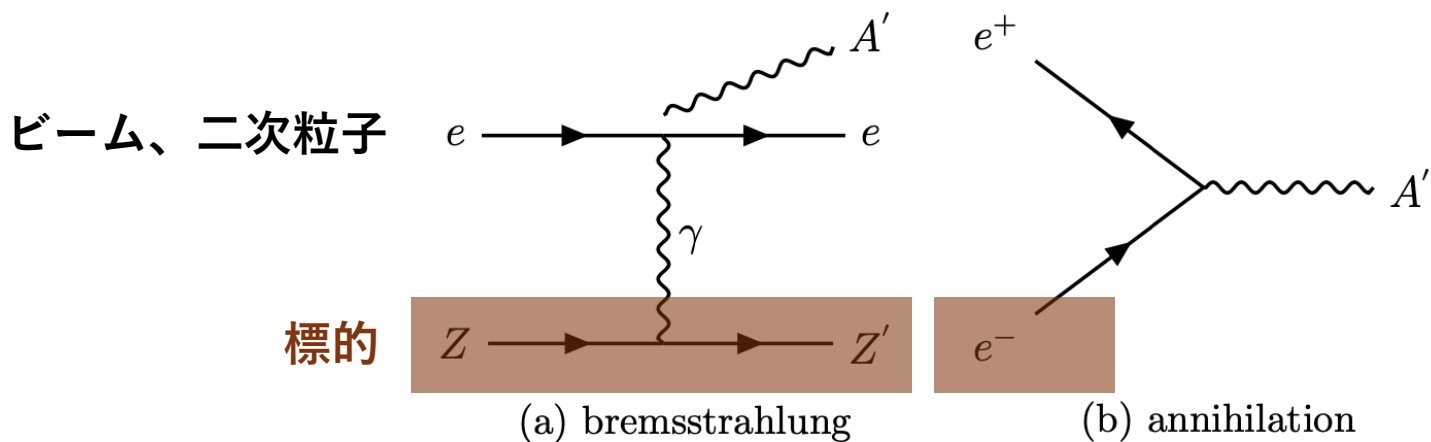


このセットアップは衝突型実験で実現できる。例えばCERN SPSの陽子ビームを利用したNA62があるし、そこにSHiPを作ろうとしている。

またILCのような線形加速器ではビームダンプが必要となるので衝突型実験と並行して行うことができる。

$U(1)_X$ @ Lepton Beam Dump

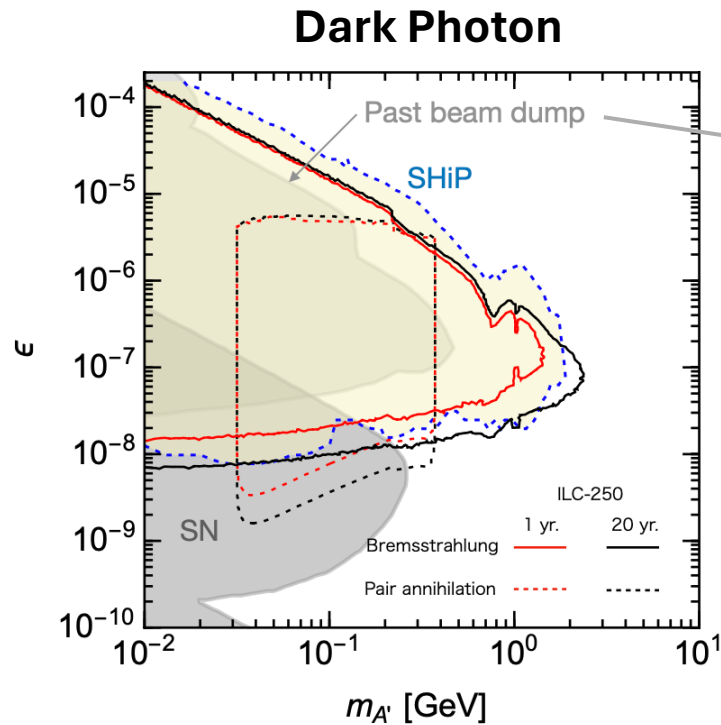
$U(1)_X$ に付随するゲージボソンはレプトンビームダンプ実験では次のような過程で生成できる。



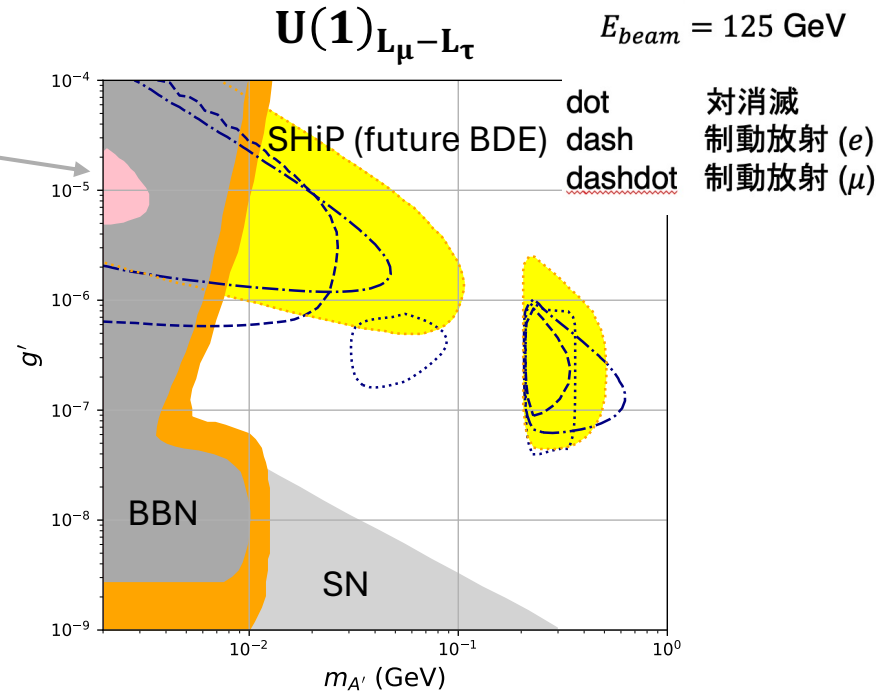
ビームが物質中で作る**二次生成粒子** (e^\pm, μ, γ) の効果も大きい。特に $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ のような muonphilic なモデルでは二次生成されたミューオンはかなり重要になる。

また新粒子がどこで崩壊でするかが重要なので、物質中での粒子の飛跡を追うことも必要。

$U(1)_X @ ILC e^+ \text{ Beam Dump}$



K. Asai, S. Iwamoto, Y. Sakaki, D. Ueda (2021)



T. Moroi, AN (2022)

生成過程によって感度がある領域が微妙に異なる、kinematicsが全く違う。
 また $U(1)_{L_\mu-L_\tau}$ についてはゲージボソンが電子と1-loop kinetic mixingでしか結合しないので、 $m_{A'} < 2m_\mu$ ではsuppression。

$U(1)_X$ @ Muon Beam Dump

T. Moroi, AN (2022)

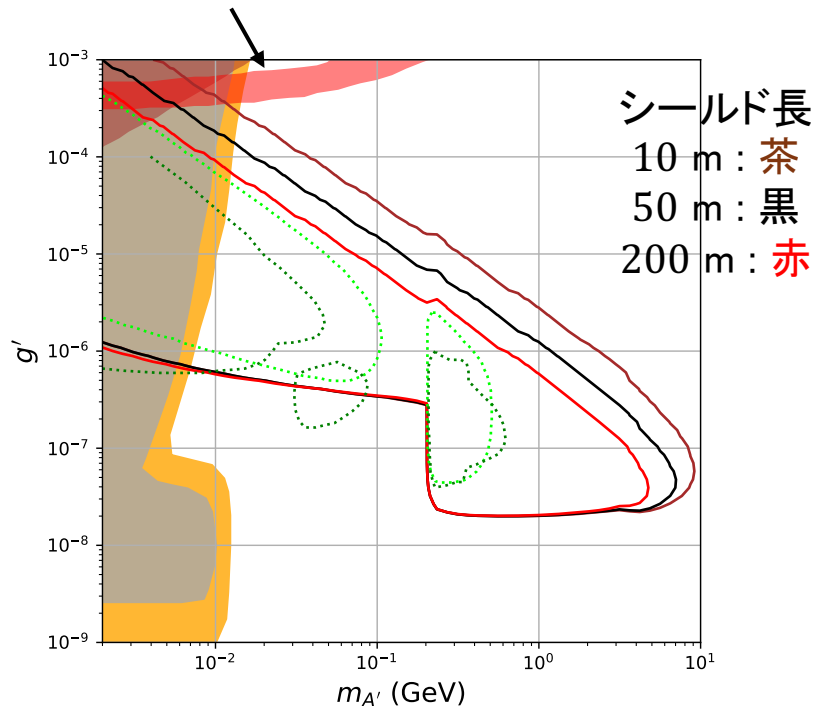
C. Cesarotti, S. Homiller, R. K. Mishra, M. Reece (2022)

C. Cesarotti, R. Gambhir (2023)

ミュオンコライダーのビームダンプでも固定標的実験は行える(?)

$E_{beam} = 1500$ GeV、ミュオンの制動放射が生成過程。

Muon g-2 motivate



Muonphilicな模型にはやはり**ミュオンビーム**を用いるのが有利。

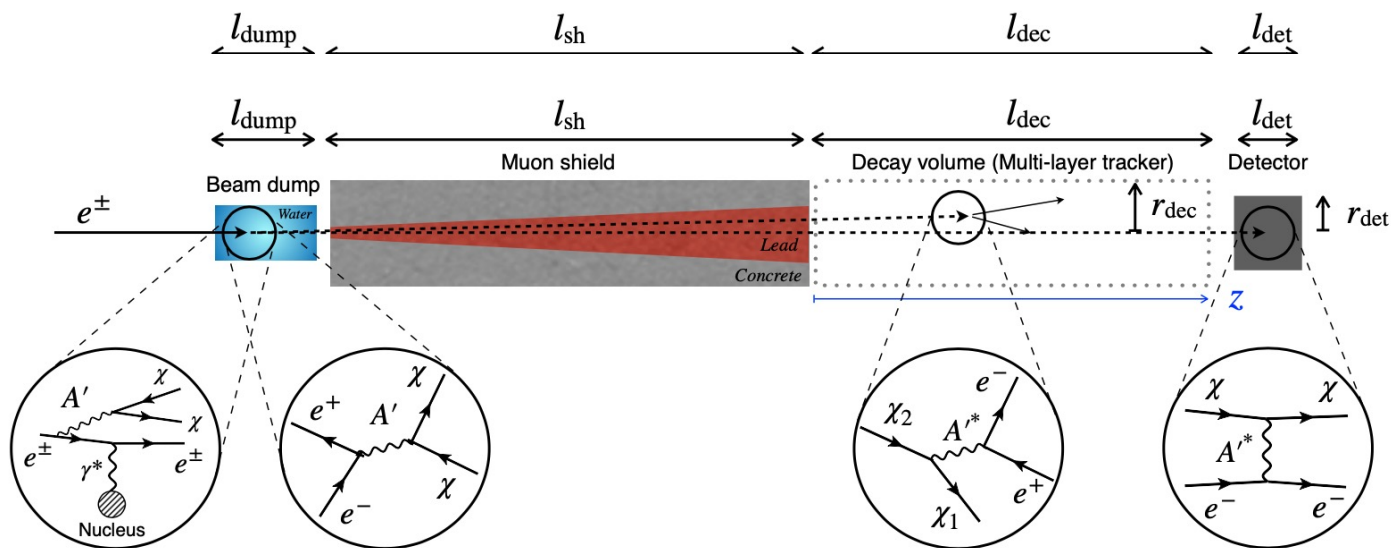
ただしバックグラウンドを除去するには十分な長さのシールドが必要なので長寿命であることが要求される。

BDX

E. Izaguirre, G. Krnjaic, P. Schuster, N. Toro (2013)
 K. Asai, S. Iwamoto, M. Perelstein, Y. Sakaki, D. Ueda (2023)

新粒子が標準模型粒子に崩壊してそれを検出していたが、ダークマターに崩壊する模型では使えない。

➡ ダークマターの検出器中での散乱 (**electron recoil**) を見よう



* recoil energy threshold : $E_{min} = 1 \text{ GeV}$

DM search at ILC-BDX

K. Asai, S. Iwamoto, M. Perelstein, Y. Sakaki, D. Ueda (2023)

Dark Matter: Pseudo Dirac Fermion

ILC beam dump

- ILC-250 10-year
- Positron beam ($E_{beam} = 125 \text{ GeV}$)
- small mass splitting: **electron-recoil signal**

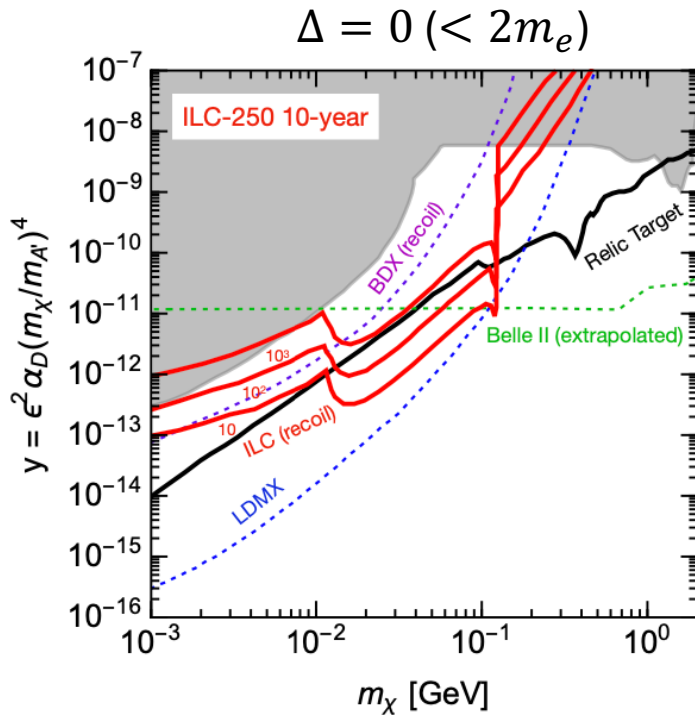
LDMX

- missing momentum search
- e^\pm beam ($E_{beam} = \mathcal{O}(10 \text{ GeV})$)

Belle II

- $\gamma + missing$

ILC-BDXはthermal relic targetに感度がある。
過去実験で探せていない領域が見える。



ϵ : kinetic mixing

$$\alpha_D \equiv \frac{g_D^2}{4\pi} = 0.5$$

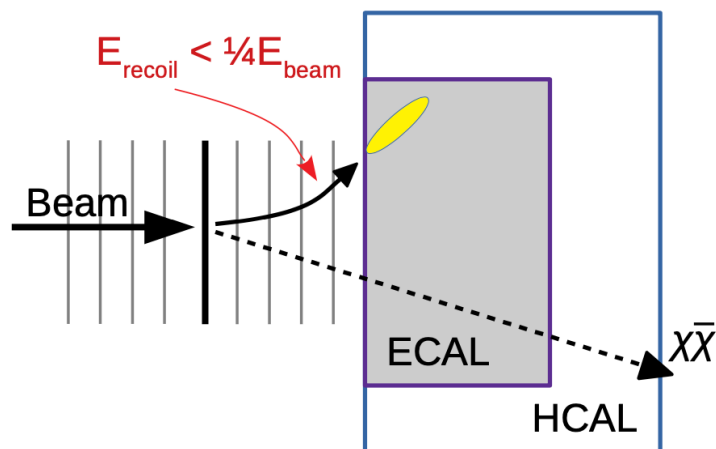
$$m_{A'} = 3m_\chi$$

Missing energy/momentum approach

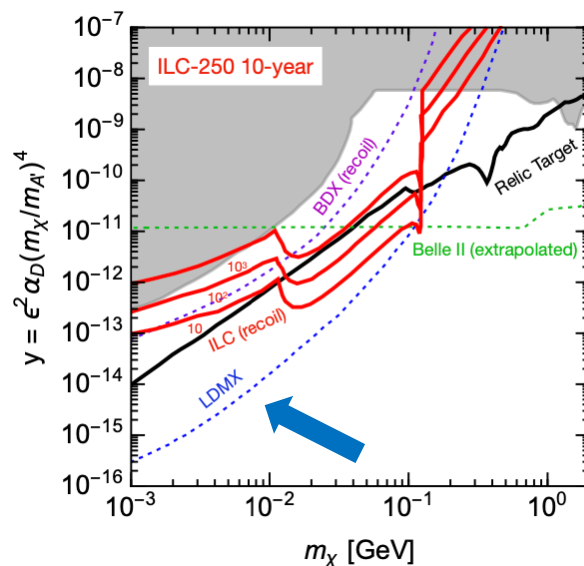
ダークマターを観測するには、例えば衝突型実験では **missing p_T** が一番ポピュラーなシグナル。こうしたシグナルを固定標的実験でも使えないか？

Missing energy/momentumを測定するタイプの固定標的実験は近年出てきている。打ち込む粒子を一つ一つタグしていく必要があり結構大変(だと思う)

e.g. LDMX (Light Dark Matter eXperiment)



T. Akesson et. al. (2023)



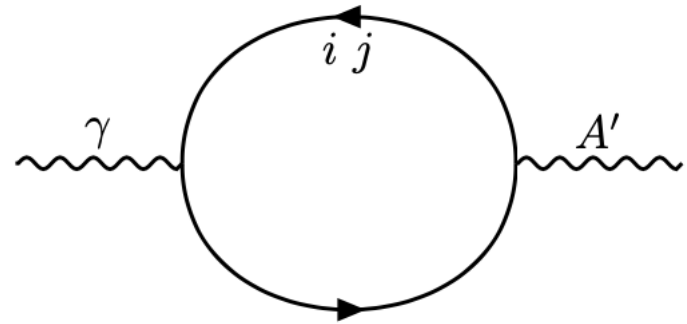
まとめ

- 固定標的実験は**Intensity Frontier**へのアプローチとして期待されている
- 古典的には**Visible decay**を見るビームダンプ実験がありこれらにしか制限できないパラメータ領域も広い
- 一方で**Dark Sector**の文脈では終状態がダークマターの事も多く、こうしたモデルには**Invisible decay search (BDX, LDMX etc.)**が有効。まだまだ固定標的実験にはできていなかった観測・解析方法がある。

Backup

模型: $U(1)_{L_i-L_j}$

1-loop でSM photonとレプトフィリックなゲージボソンはmixingする。
レプトン i, j 以外のSM粒子はこの1-loop mixingを介して相互作用する。

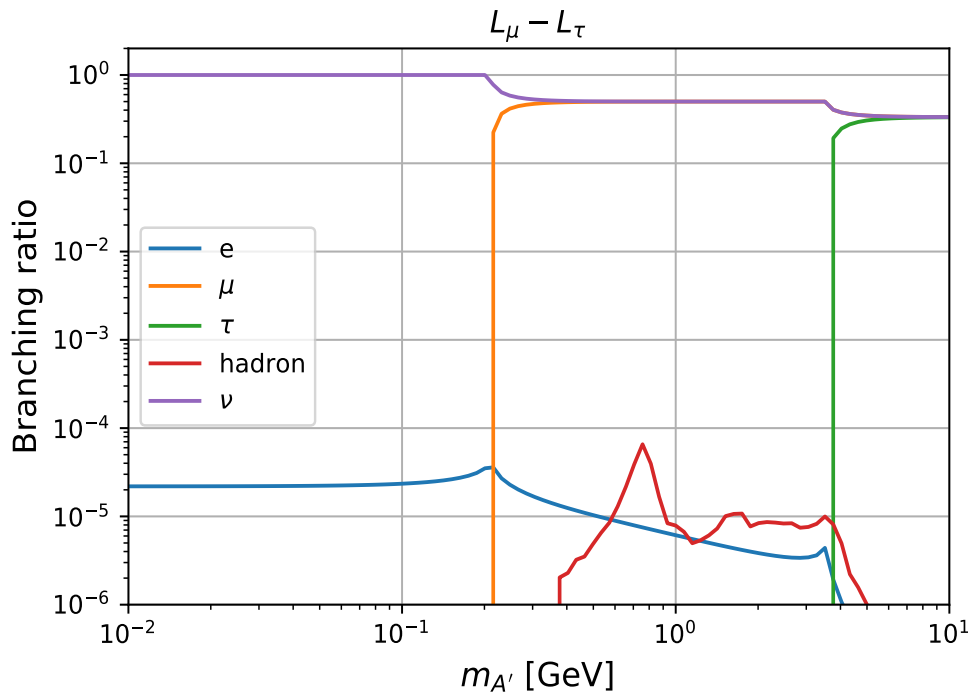


e.g. $U(1)_{L_\mu-L_\tau}$ 模型

$$\Delta\epsilon(q^2 \ll m_\mu^2) = \frac{eg'}{12\pi^2} \ln \frac{m_\tau^2}{m_\mu^2} \simeq \frac{g'}{70}$$

模型: $U(1)_{L_i-L_j}$

e.g. $U(1)_{L_\mu-L_\tau}$ 模型

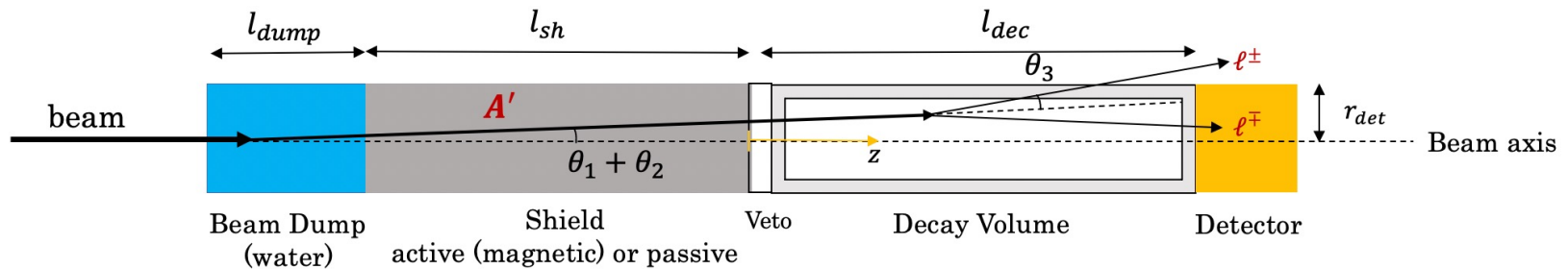


主な崩壊モード

$$A' \rightarrow \ell_i^+ \ell_i^-, \bar{\nu}_i \nu_i \quad (i = \mu, \tau)$$

電子やクォークとは1-loopで結合するので、電子やハドロンへの崩壊分岐比は抑制される。

ビームダンプ実験でのイベント



ILC ビームダンプ実験

- 電子or陽電子ビーム
- ダンプ長 (水): 11 m ~ 30 X_0
- シールド長: 50 m
- Decay Volume: 50 m

MAP ビームダンプ実験

- ミューオンビーム
- 標的 (水or鉛): 11 m
- シールド長: 10-200 m (?)
- Decay Volume: 50 m

固定標的中で入射粒子と物質が反応する事で
新粒子が生成される

Decay Volumeまで到達した粒子の崩壊を観測
する

イベント数の見積もり

(イベント数) = (入射する粒子数) : $4 \times 10^{21}/\text{year}$ @ ILC

× (標的粒子数密度) : $\frac{N_{Avo}\rho}{A}/\text{cm}^3$ (ρ : 標的の密度 A : 質量数)

× (始状態粒子の経路長) : 始状態粒子の標的中での総飛程距離

× (素過程の散乱断面積)

× (アクセプタンス) : シグナルが検出される確率

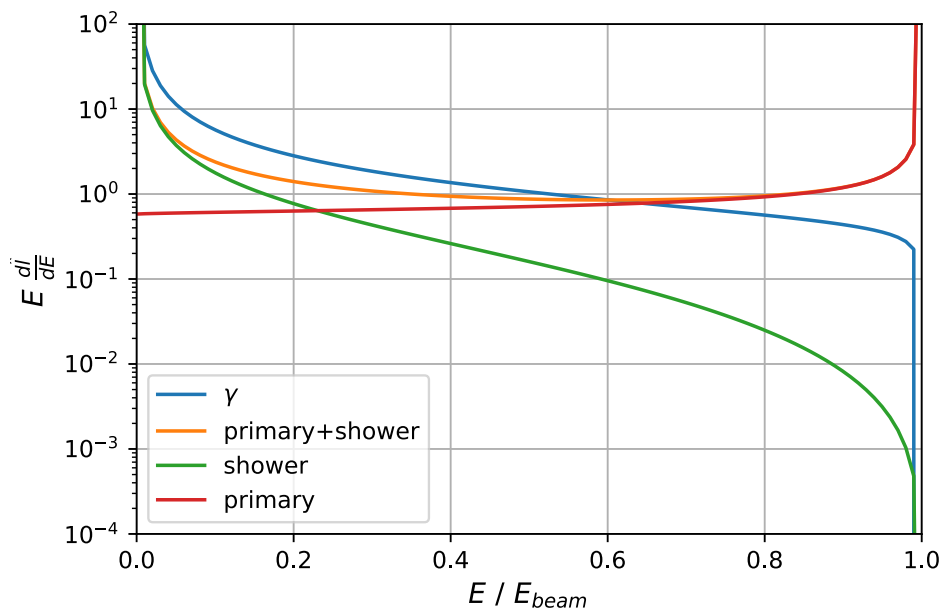
アクセプタンス

- 新粒子は Decay Volume で崩壊しなければいけない (Decay Probability)
- 崩壊してできた粒子は前方に置かれた検出器の方向に飛ばなければならない (Angular Acceptance)

始状態の経路長

ビームが標的に入射すると電磁シャワーとして**二次粒子**（電子・陽電子・光子）も大量に生じる。

二次粒子も含めた各種粒子の標的内での総飛程距離（**track length**）はモンテカルロシミュレーションによって見積もられる。 Y. Sakaki, D. Ueda (2009)



l_i : 粒子 i の経路長

赤: ビーム粒子 (primary)

緑: 二次粒子 (shower)

e.g.

電子ビームを標的に入射した場合は

電子: primary + shower

陽電子: shower

イベント数の見積もり

e beam dump experiment

- 電子の制動放射

$$N_e^{brem} = B_{vis} N_e \frac{N_{Avo} \rho}{A} \int_{m_{A'} + m_e}^{E_{beam}} dE_e \int_{m_{A'}}^{E_e - m_e} dE_{A'} \sum_{e^\pm} \frac{dl_{e^\pm}}{dE_e} \frac{1}{E_e} \left[\frac{d\sigma}{dx} \right]_{x=\frac{E_{A'}}{E_e}} \mathcal{A}_e^{brem},$$

- 対消滅

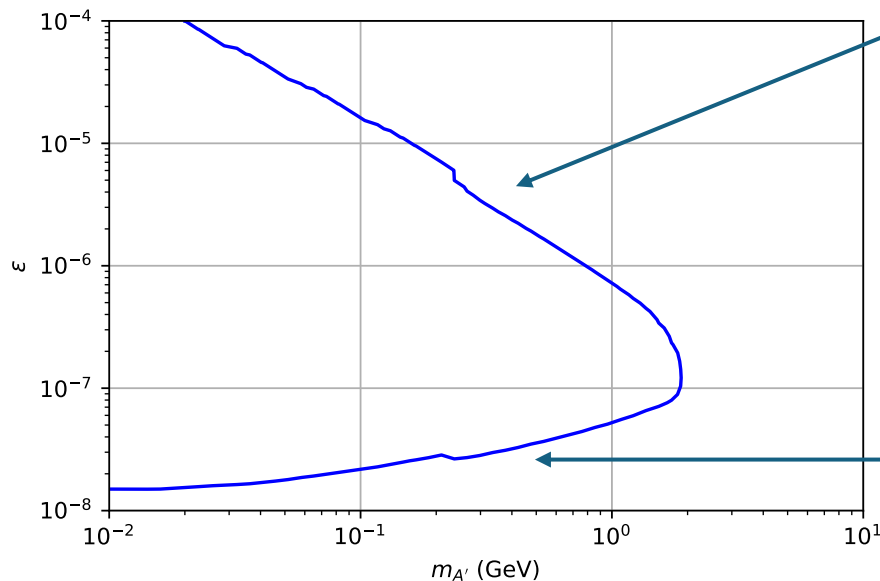
$$N_e^{ann} = N_e \left(\frac{N_{Avo} \rho}{A} Z \right) \int_{m_{A'} + m_e}^{E_{beam}} dE_e \frac{dl_{e^+}}{dE_e} \sum_{\ell=e,\mu} \sigma_{ann}^\ell \Theta(E_{CM} - 2m_\ell) \mathcal{A}_e^{ann}.$$

- ミューオンの制動放射

$$N_\mu = B_{vis} N_e \frac{N_{Avo} \rho}{A} \int_{m_\mu}^{E_{beam}} dE_{\mu 0} \int_{m_{A'} + m_\mu}^{E_{\mu 0}} dE_\mu \int_{m_{A'}}^{E_\mu - m_e} dE_{A'} \frac{dl_\mu}{dE_\mu} \frac{dY_{\mu 0}}{dE_{\mu 0}} \frac{1}{E_\mu} \left[\frac{d\sigma}{dx} \right]_{x=\frac{E_{A'}}{E_\mu}} \mathcal{A}_e^\mu,$$

ビームダンプ実験による制限

e.g. 制動放射



上端は **Decay Probability**によって
決まる: Decay Volumeに辿り付く前
に崩壊するか否か

$$(\text{イベント数}) \propto \exp(m_{A'} \Gamma_{A'})$$

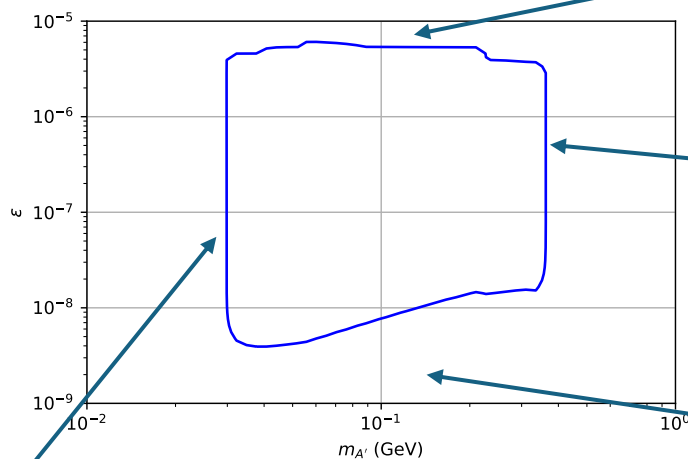
下端は十分に新粒子を生成できるか
で決まる

$$(\text{イベント数}) \sim \frac{g'^2}{m_{A'}^2} \cdot m_{A'} \Gamma_{A'} = g'^4$$

断面積 アクセプタンス

ビームダンプ実験による制限

- 対消滅反応



Angular Acceptance
始状態の e^+ が低エネルギーで広がっている

上端は Decay Probabilityによって決まる
Decay Volumeに辿り付く前に崩壊するか否か

$$(\text{イベント数}) \propto \exp \frac{m_{A'}^2 g'^2}{E_{A'}} \propto \exp(g'^2)$$

$$m_{A'} = \sqrt{2m_e E_{A'}} \simeq \sqrt{2m_e E_e} < \sqrt{2m_e E_{beam}}$$

下端は十分に新粒子を生成できるかで決まる

$$(\text{イベント数}) \sim \frac{1}{E_e} \cdot \frac{g'^2}{m_{A'}^2} \cdot m_{A'}^2 g'^2 \propto \frac{g'^4}{m_{A'}^2}$$

制動放射とはkinematicsが異なる。

$m_{A'} = \sqrt{2m_e E_{A'}}$, $E_{A'} \simeq E_e$ から $E_e, E_{A'}$ は $m_{A'}$ に依存する。

Model

Pseudo-Dirac DM

Introducing $U(1)_D$ gauge symmetry and **two Weyl fermion**, which has the **opposite** charge under $U(1)_D$. At low-energy scale, $U(1)_D$ is assumed to be broken.

$$- \mathcal{L} \supset m_D \bar{\eta} \xi + \frac{1}{2} m_M (\bar{\eta} \eta + \bar{\xi} \xi)$$

Assuming $m_D \gg m_M$, the mass eigenstate $\chi_{1,2}$ is almost Dirac, but these are **Majorana** particle if we take into account the mass difference:

$$\Delta = m_2 - m_1 = 2m_M$$

In this case, $U(1)_D$ current is

$$J_\chi^\mu = i \chi_2 \gamma^\mu \chi_1 + h.c.$$

At ILC beam dumps, the production process is

$$e + X \rightarrow A' \rightarrow \chi_1 \chi_2$$

Since χ_2 is slightly heavier than χ_1 , χ_2 is **unstable** and the lifetime depends on the mass difference, Δ .

✂ In the following, dark photon is assumed to be **heavier** than χ , $m_{A'} = 3m_\chi$.