

在高能对撞机上研究暗物质粒子产生信号

余钊焕

中国科学院高能物理研究所

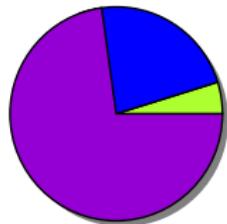
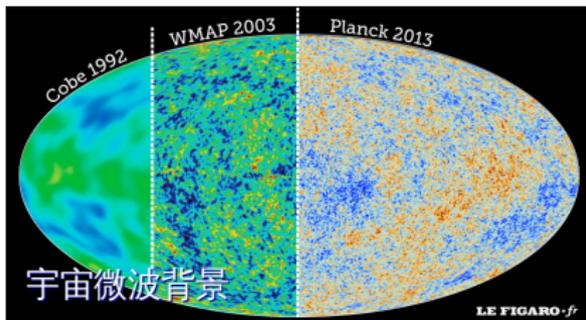
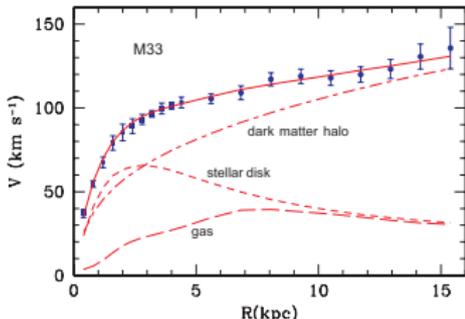


中山大学，2015年6月26日

中国科学院高能物理研究所
Institute of High Energy Physics
Chinese Academy of Sciences

宇宙中的暗物质

在矮星系、星系、星系团、大尺度结构乃至可观测宇宙尺度上，均有确切的暗物质 (Dark Matter, DM) 存在证据 (通过引力效应推断出来)



Planck 2015

冷暗物质 (25.8%)

$$\Omega_c h^2 = 0.1186 \pm 0.0020$$

重子物质 (4.8%)

$$\Omega_b h^2 = 0.02226 \pm 0.00023$$

暗能量 (69.3%)

$$\Omega_\Lambda = 0.692 \pm 0.012$$

暗物质的宇宙学遗留密度

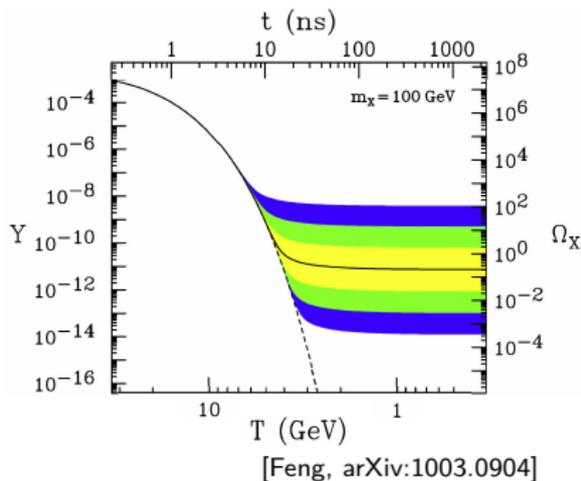
一般认为，暗物质粒子 (χ) 在宇宙早期经由热平衡过程产生，退耦之后丰度固定下来，遗留密度由湮灭截面决定：

$$\Omega_\chi h^2 \simeq \frac{3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle}$$

观测值 $\Omega_\chi h^2 \simeq 0.1$

$$\Rightarrow \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle \simeq 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

(退耦时期湮灭截面标准值)



暗物质的宇宙学遗留密度

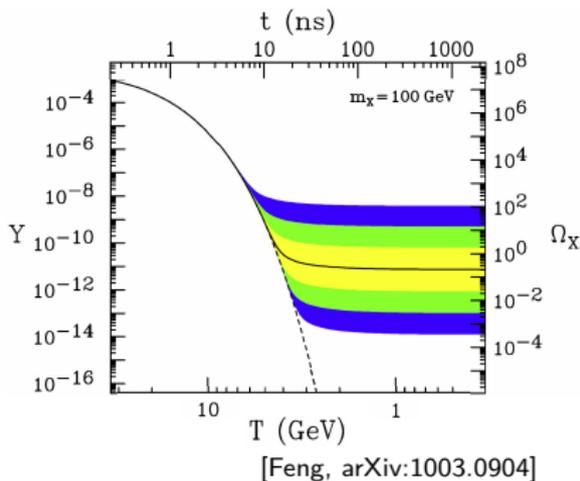
一般认为，暗物质粒子 (χ) 在宇宙早期经由热平衡过程产生，退耦之后丰度固定下来，遗留密度由湮灭截面决定：

$$\Omega_\chi h^2 \simeq \frac{3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle}$$

观测值 $\Omega_\chi h^2 \simeq 0.1$

$$\Rightarrow \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle \simeq 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

(退耦时期湮灭截面标准值)



假设暗物质湮灭过程由两个弱作用顶点构成， $SU(2)_L$ 弱耦合常数 $g \simeq 0.64$ ，

对于 $m_\chi \sim \mathcal{O}(\text{TeV})$ ，有 $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle \sim \frac{g^4}{16\pi^2 m_\chi^2} \sim \mathcal{O}(10^{-26}) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$

\Rightarrow 中性的弱相互作用大质量粒子 (WIMP) 是良好的暗物质候选粒子

WIMP 在各类扩充标准模型的新物理模型中普遍存在 \rightarrow “WIMP miracle”

暗物质候选粒子

暗物质粒子基本性质：电中性、不带色荷、稳定或长寿命、冷暗物质为主

暗物质候选粒子

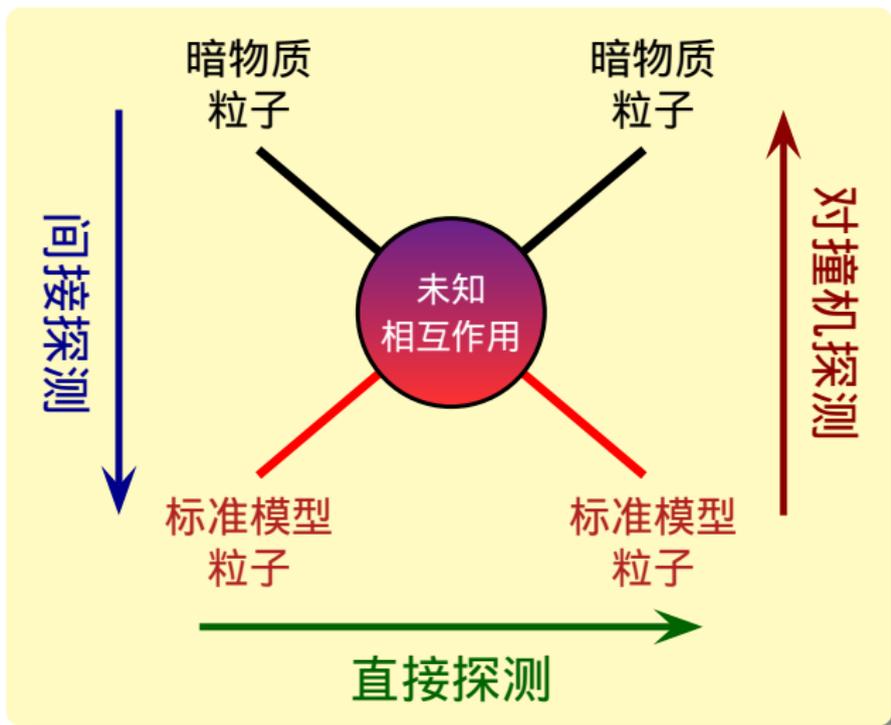
暗物质粒子基本性质：电中性、不带色荷、稳定或长寿命、冷暗物质为主

	WIMP	SuperWIMP	惰性中微子	轴子
提出动机	规范等级	规范等级等	中微子质量	强 CP
自然给出 Ω_χ	能	能	否	否
产生机制	退耦	衰变	多种	多种
质量范围	GeV – TeV	GeV – TeV	keV	$\mu\text{eV} - \text{meV}$
温度	冷	冷/温	温	冷
直接探测	✓			✓
间接探测	✓	✓	✓	
对撞机探测	✓	✓		

WIMP: 超对称模型 neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, 额外维模型 $B^{(1)}$ 、 $W^{3(1)}$ 和 $\nu^{(1)}$, 等等

SuperWIMP: 超对称模型 gravitino \tilde{G} 和 axino, 额外维模型 KK 引力子和 KK 轴子, 等等

暗物质探测手段



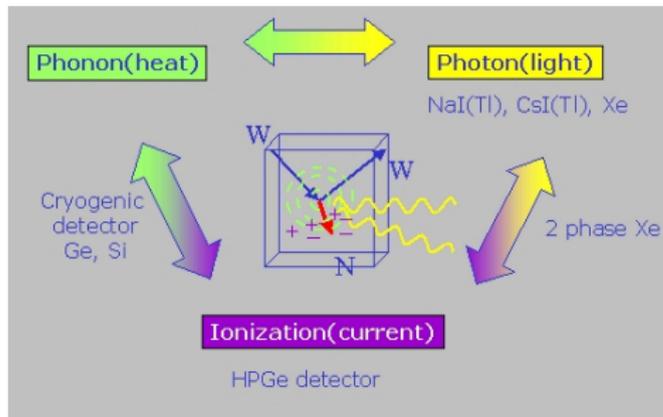
直接探测

暗物质粒子 + 原子核 \rightarrow 暗物质粒子 + 原子核

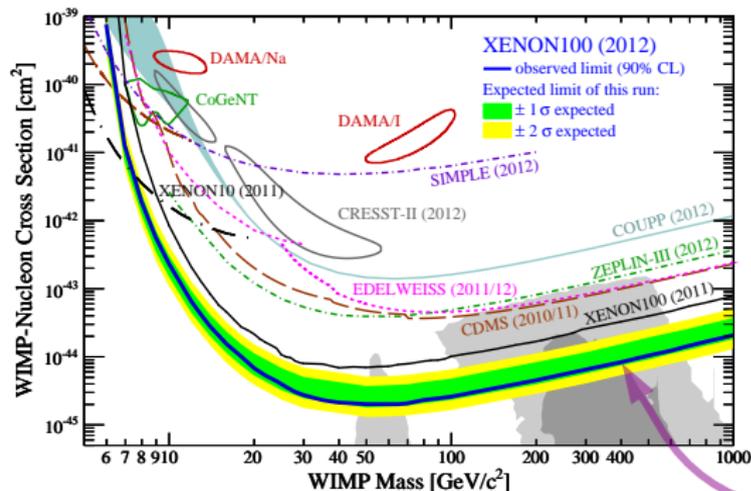
测量原子核被暗物质粒子散射后导致的反冲信号 (光、热、电)

实验: DAMA, CoGeNT, XENON, CDMS, LUX, CDEX, PANDAX, ……

为屏蔽宇宙线背景, 一般在深层地下实验室进行实验

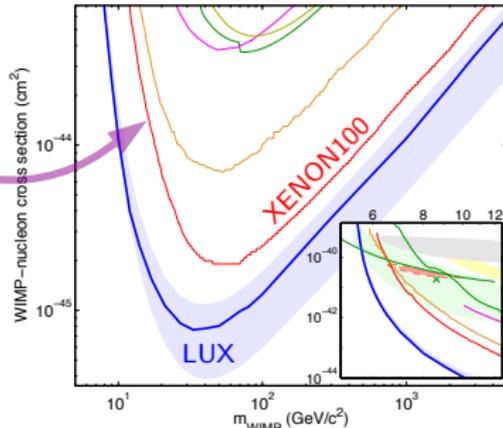


直接探测实验结果 (自旋无关)



⇐ XENON100, arXiv:1207.5988

LUX, arXiv:1310.8214 ⇒

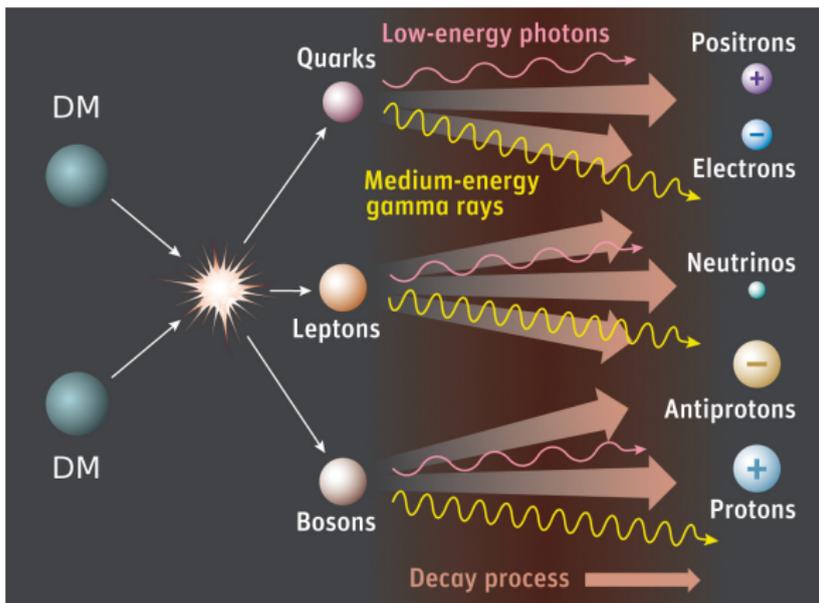


间接探测

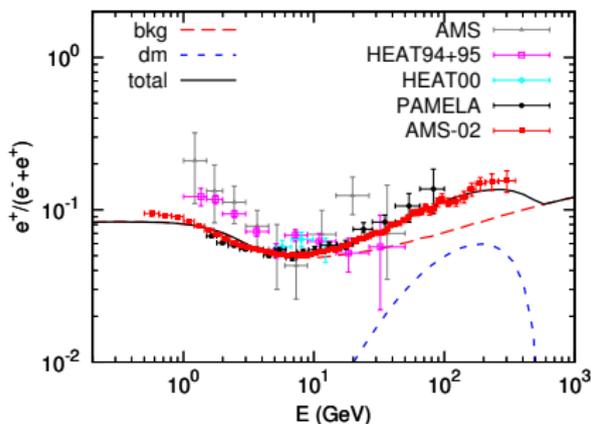
暗物质粒子 (+暗物质粒子) \rightarrow 荷电宇宙线, γ 射线, 中微子

暗物质粒子的湮灭或衰变过程额外贡献到这些粒子当中

相关实验: PAMELA, ATIC, Fermi, IceCube, AMS-02, DAMPE, ……



宇宙线正电子比例反常超出

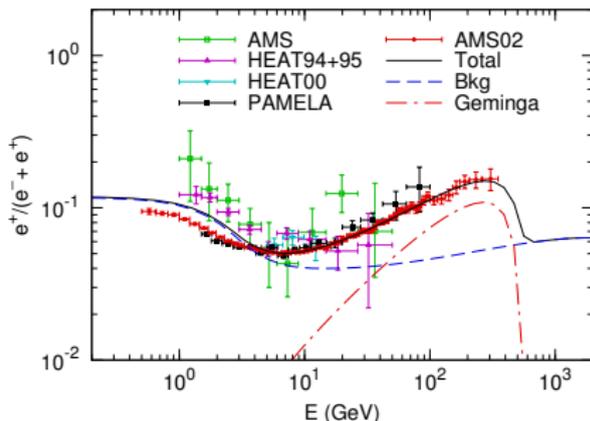


用近邻脉冲星 **Geminga** 解释 AMS-02
正电子比例测量数据

[Yin, ZHY, Yuan, Bi, arXiv:1304.4128]

用暗物质湮灭到 $\tau^+\tau^-$ 解释 AMS-02
正电子比例测量数据

[Yuan, Bi, et al., arXiv:1304.1482]

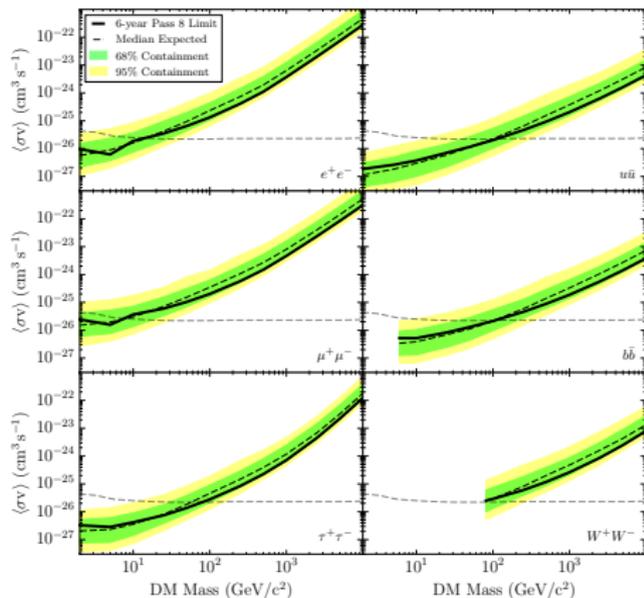


伽马射线观测

银河系周围有一些绕之旋转的**卫星矮星系**，其暗物质含量远高于发光物质

Fermi-LAT 卫星实验对 15 个矮星系进行了 6 年观测，没有发现暗物质湮灭信号，为暗物质各湮灭道截面 $\langle\sigma v\rangle$ 设置了 95% 置信度上限

灰色虚线对应于能够给出正确遗留密度的截面值



[Fermi-LAT, arXiv:1503.02641]

高能对撞机

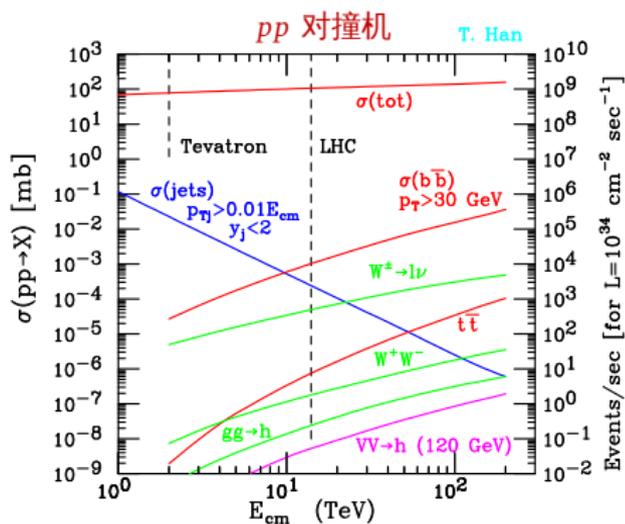
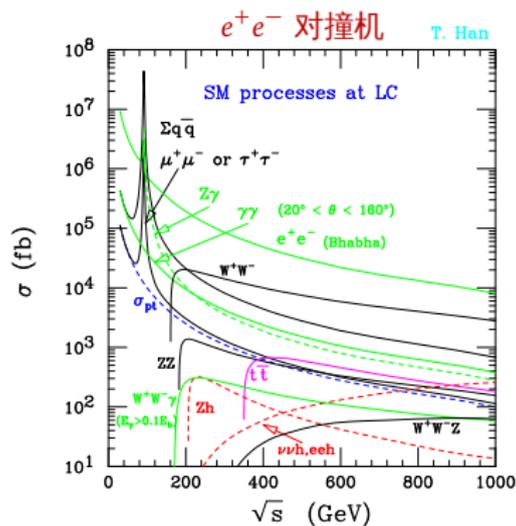
名称	类型	对撞能量 \sqrt{s}	亮度 ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	探测器
LEP	e^+e^-	91 – 209 GeV	$(2 - 10) \times 10^{31}$	ALEPH, DELPHI OPAL, L3
Tevatron	$p\bar{p}$	1.96 TeV	4.31×10^{32}	CDF, DØ
LHC	pp	7 – 14 TeV	$(1 - 5) \times 10^{34}$	ATLAS, CMS, ALICE, LHCb
ILC	e^+e^-	250 GeV – 1 TeV	1.5×10^{34}	SiD, ILD
CEPC	e^+e^-	240 – 250 GeV	1.8×10^{34}	
SppC	pp	50 – 70 TeV	2.15×10^{35}	
FCC-ee (TLEP)	e^+e^-	90 – 350 GeV	5×10^{34}	
FCC-hh (VHE-LHC)	pp	100 TeV	5×10^{34}	
CLIC	e^+e^-	1 – 3 TeV	6×10^{34}	

过程与截面

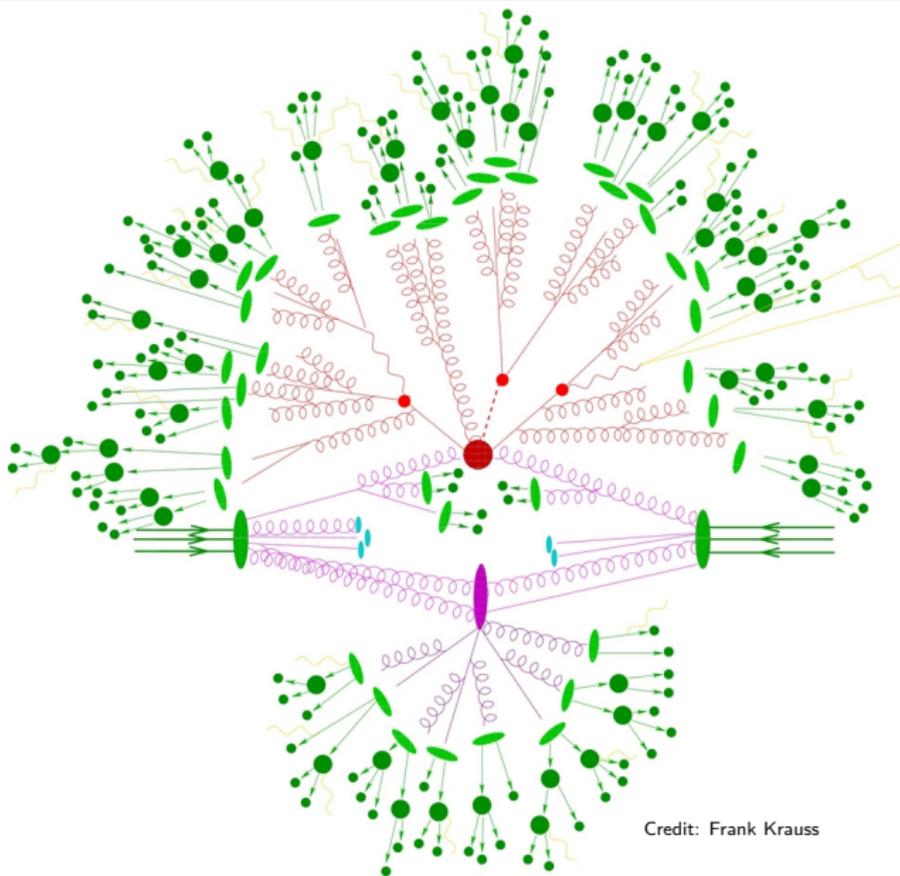
对撞机上某过程的事例数 N 是产生截面与积分亮度之积: $N = \sigma \int \mathcal{L}(t) dt$

截面 σ 单位: $1 \text{ cm}^2 = 10^{24} \text{ barn} = 10^{36} \text{ pb} = 10^{39} \text{ fb} = 10^{42} \text{ ab}$

瞬时亮度 \mathcal{L} 单位: $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \simeq 315 \text{ fb}^{-1} \text{ year}^{-1}$

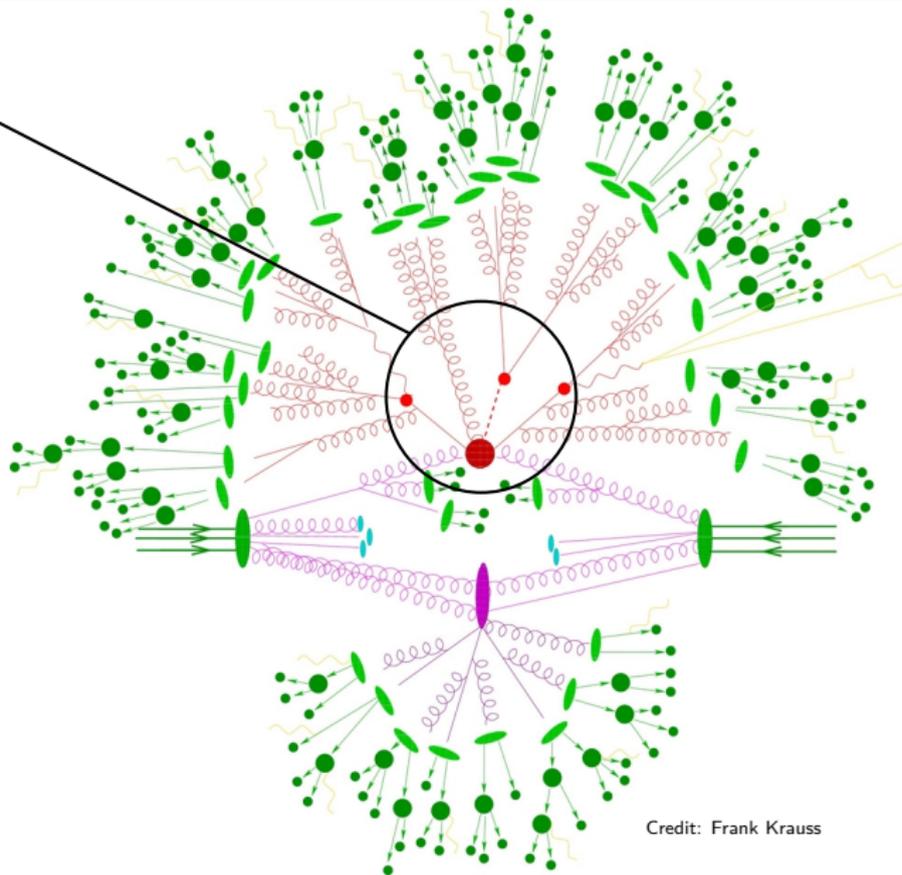


[Han, arXiv:hep-ph/0508097]



Credit: Frank Krauss

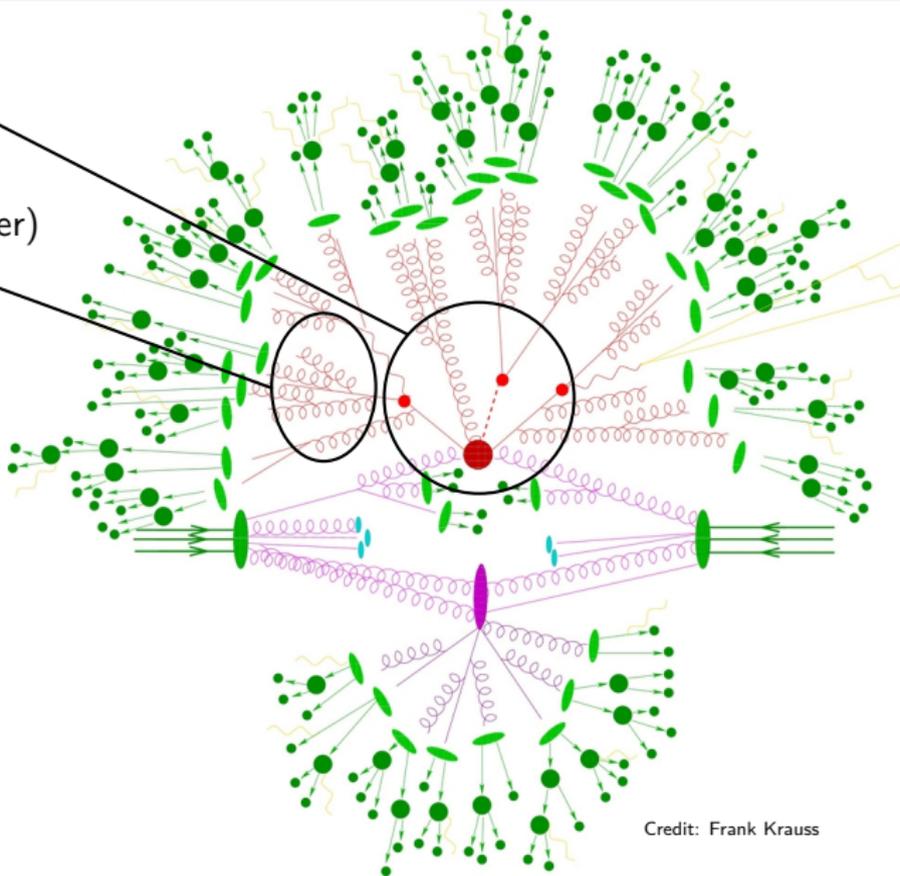
硬散射过程



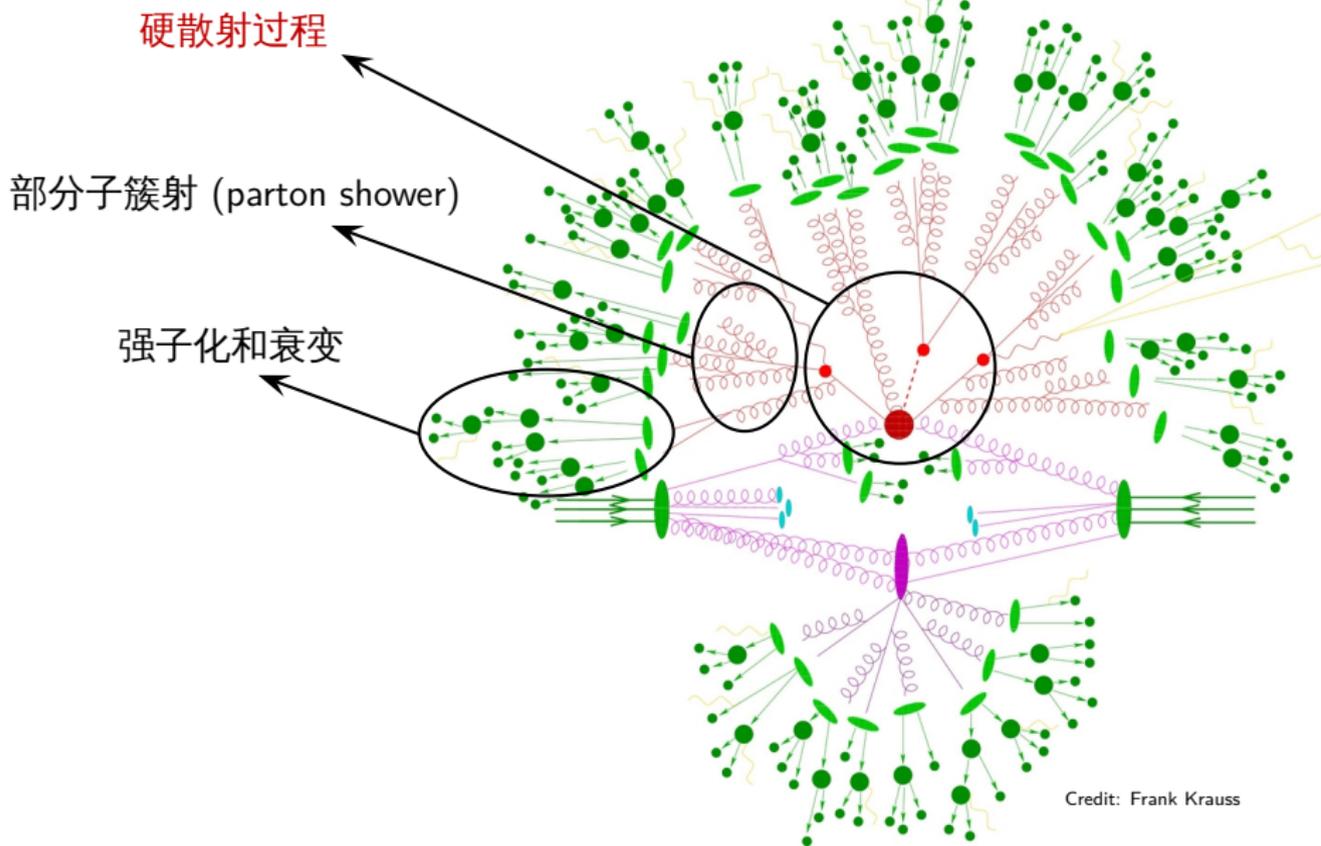
Credit: Frank Krauss

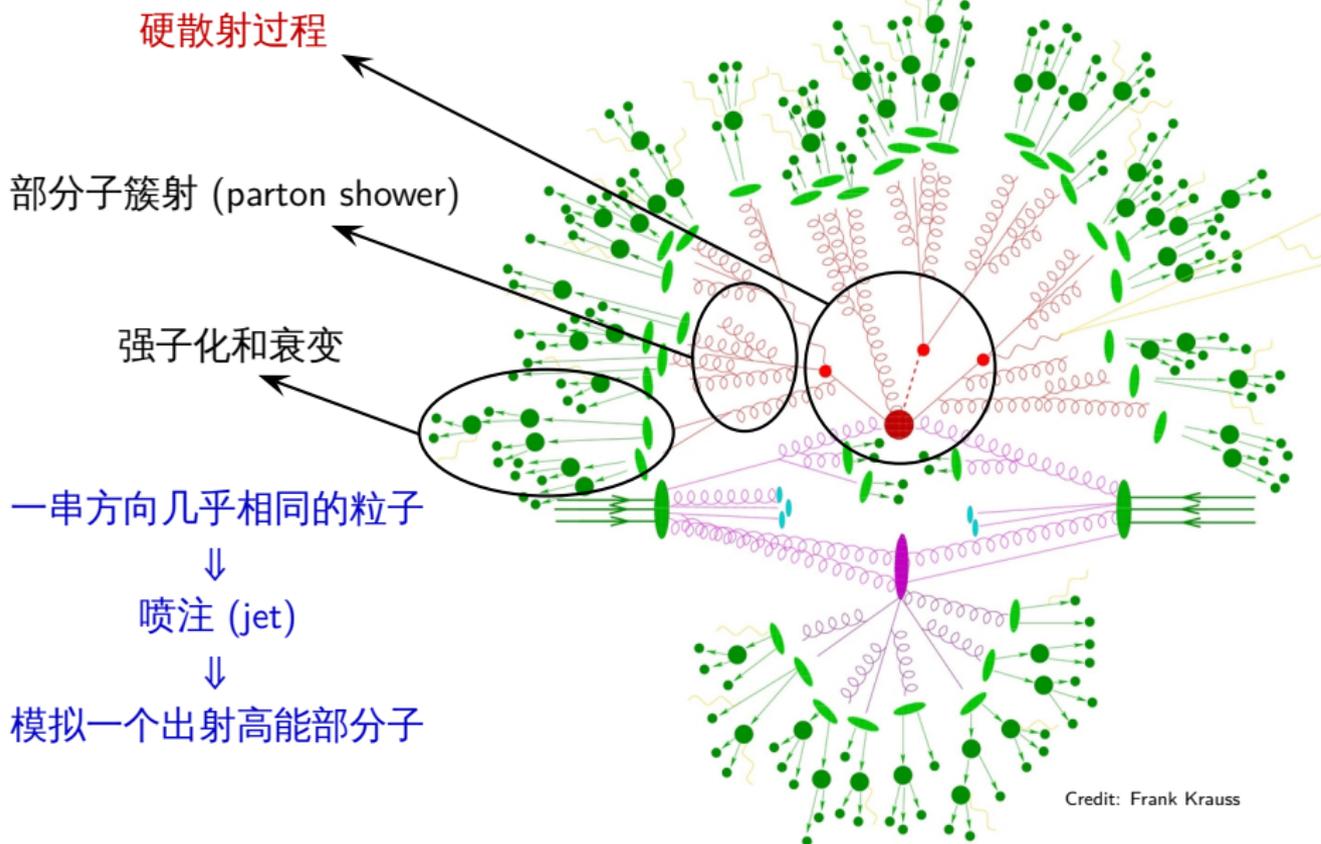
硬散射过程

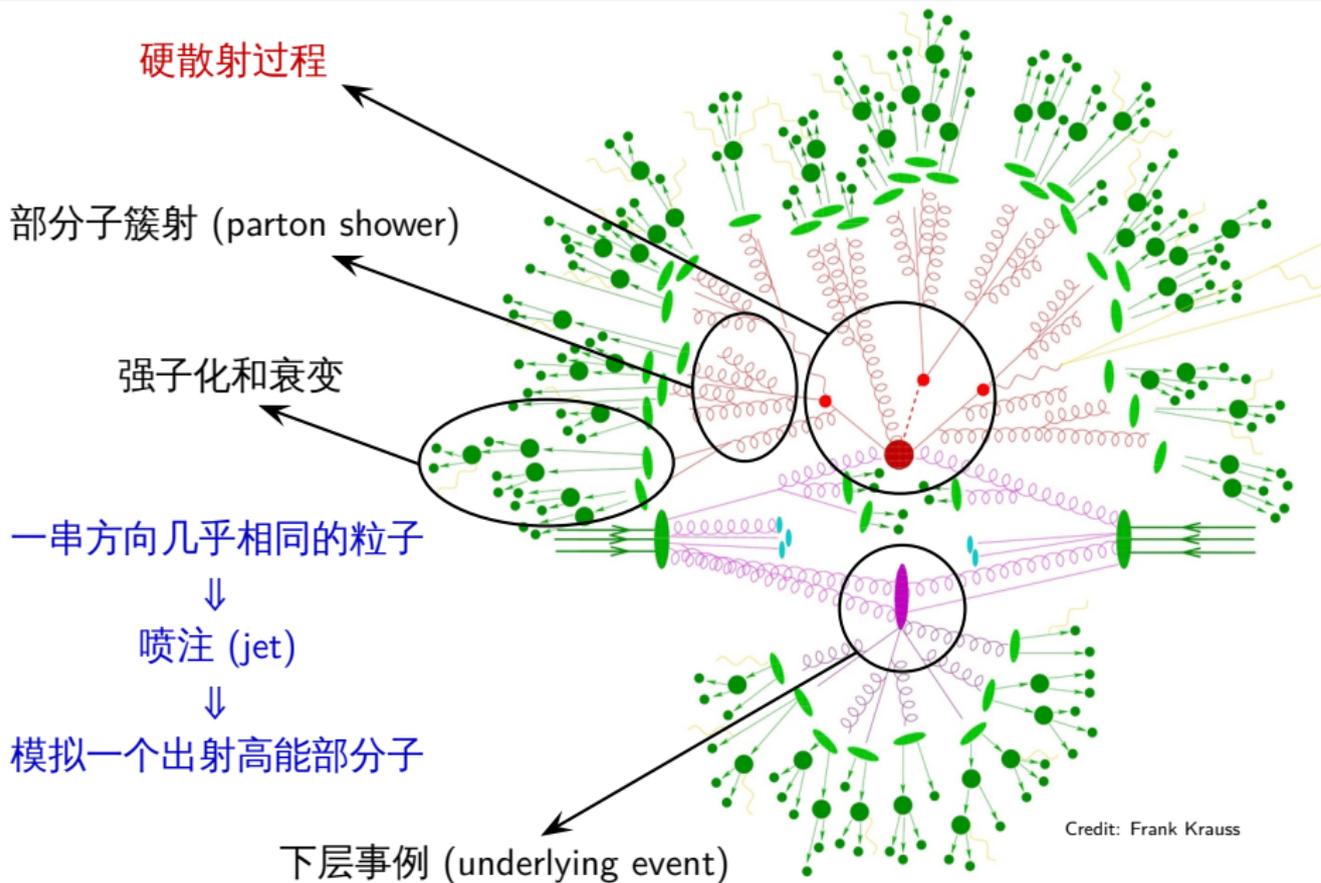
部分子簇射 (parton shower)



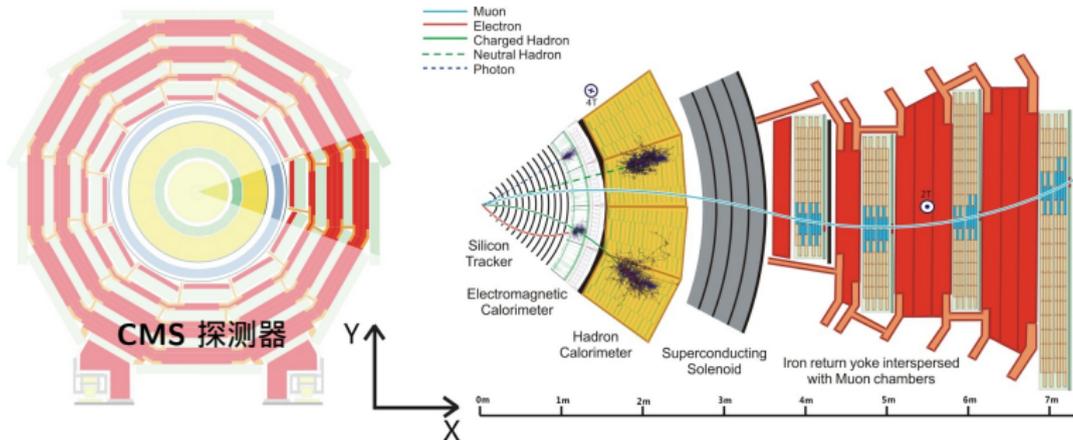
Credit: Frank Krauss





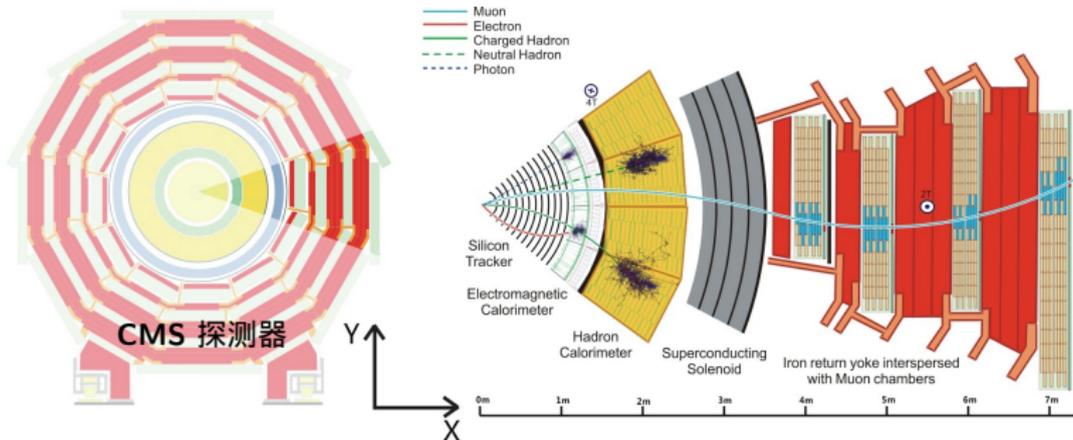


探测器与粒子重建



	γ	e^\pm	μ^\pm	带电强子	中性强子	中微子和暗物质粒子
径迹探测器	×	✓	✓	✓	×	×
电磁量能器	✓	✓	×	×	×	×
强子量能器	×	×	×	✓	✓	×
μ 子探测器	×	×	✓	×	×	×

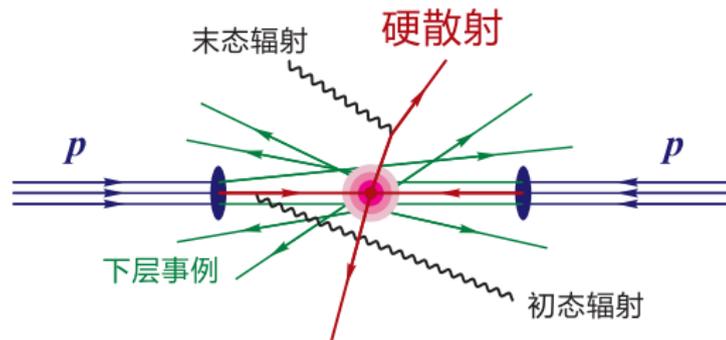
探测器与粒子重建



	γ	e^\pm	μ^\pm	带电强子	中性强子	中微子和暗物质粒子
径迹探测器	×	✓	✓	✓	×	×
电磁量能器	✓	✓	×	×	×	×
强子量能器	×	×	×	✓	✓	×
μ 子探测器	×	×	✓	×	×	×

⇒ 丢失能量
 E 或 E_T

蒙特卡洛模拟

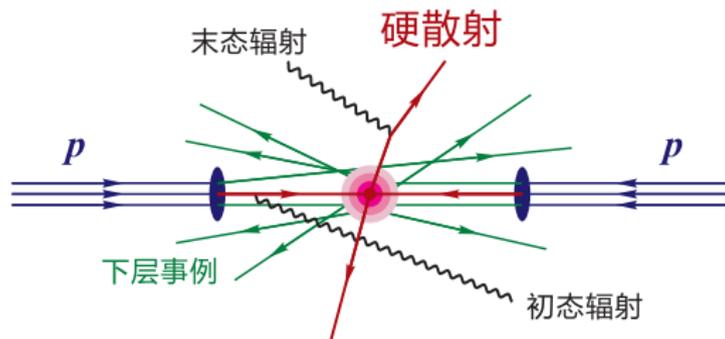


蒙特卡洛模拟

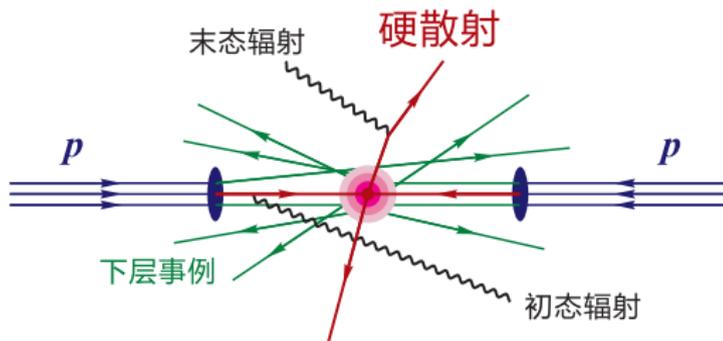
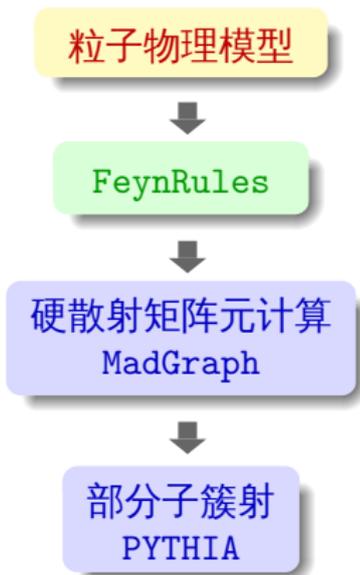
粒子物理模型



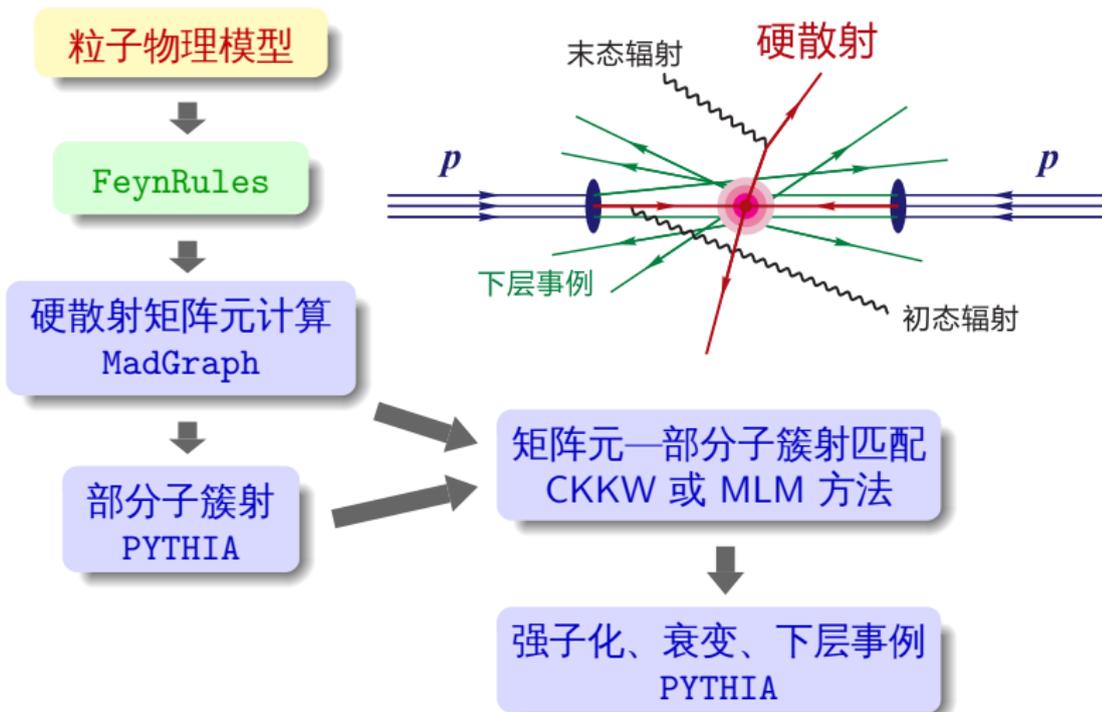
FeynRules



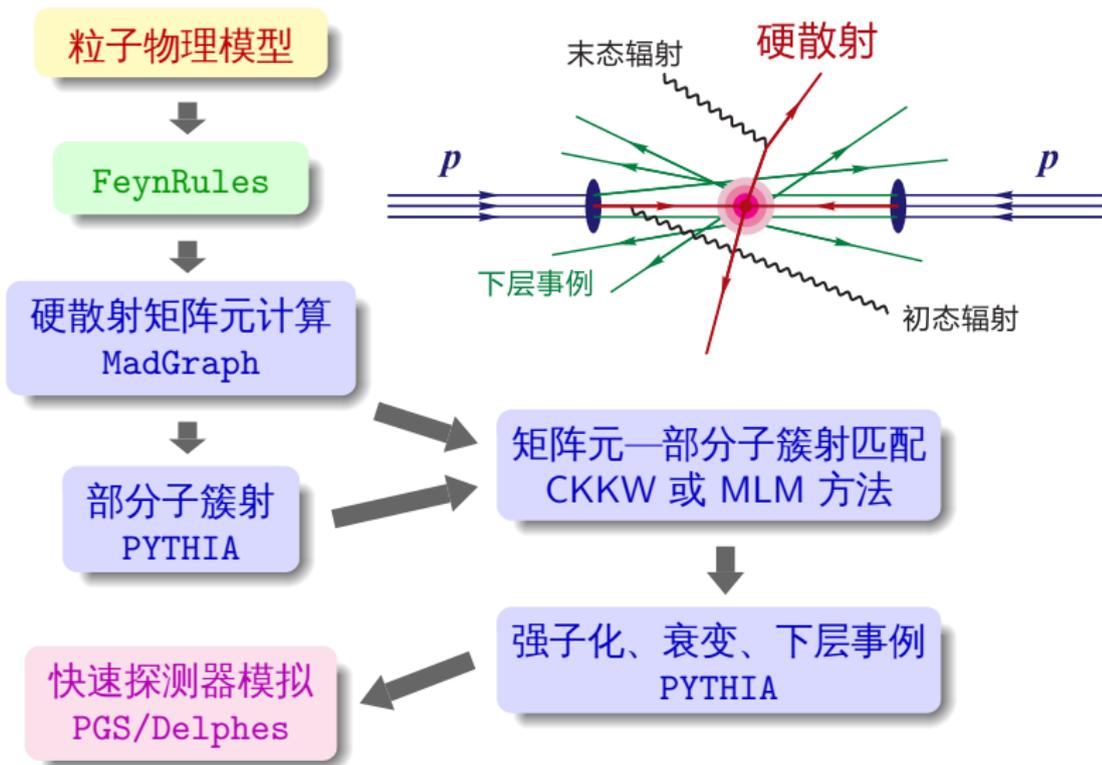
蒙特卡洛模拟



蒙特卡洛模拟



蒙特卡洛模拟



正负电子对撞机上的暗物质有效相互作用研究

- 相比于强子对撞机， e^+e^- 对撞机不会受到大量强作用过程的影响，标准模型背景比较干净，适合对物理过程进行**精确测量**。
- 不过，对撞能量相对较低，探测质量较大的粒子会比较困难。
- 设想中的未来高能 e^+e^- 对撞机实验有 CEPC, TLEP, ILC 和 CLIC，对撞能量从 240 GeV 到 3 TeV。通过丢失能量信号，可以在这些对撞机上研究暗物质粒子产生过程。

正负电子对撞机上的暗物质有效相互作用研究

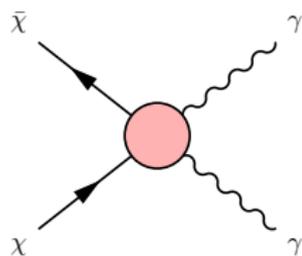
- 相比于强子对撞机， e^+e^- 对撞机不会受到大量强作用过程的影响，标准模型背景比较干净，适合对物理过程进行**精确测量**。
- 不过，对撞能量相对较低，探测质量较大的粒子会比较困难。
- 设想中的未来高能 e^+e^- 对撞机实验有 CEPC, TLEP, ILC 和 CLIC，对撞能量从 240 GeV 到 3 TeV。通过丢失能量信号，可以在这些对撞机上研究暗物质粒子产生过程。
- e^+e^- 对撞机对**暗物质与 e^\pm 的相互作用**和**暗物质与电弱规范玻色子的相互作用**比较灵敏。
- 我们用**有效算符**描述这些相互作用，通过**单光子 (monophoton)** 和**单 Z (mono-Z)** 两个**搜寻道**研究 e^+e^- 对撞机对暗物质粒子的探测能力。

相关文章：ZHY, Yan, Yin, *Phys. Rev.* **D88**, 075015 [arXiv:1307.5740]

ZHY, Bi, Yan, Yin, *Phys. Rev.* **D90**, 055010 [arXiv:1404.6990]

暗物质湮灭到双光子：线谱信号

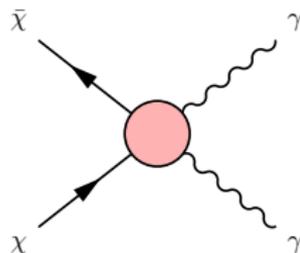
在**树图水平**上，暗物质粒子不带电荷，与光子没有耦合
 在**圈图水平**上，暗物质粒子对有可能湮灭到光子对，但
 截面可能只有其它树图阶过程的 $\sim 10^{-4} - 10^{-1}$



暗物质湮灭到双光子：线谱信号

在**树图水平**上，暗物质粒子不带电荷，与光子没有耦合
 在**圈图水平**上，暗物质粒子对有可能湮灭到光子对，但
 截面可能只有其它树图阶过程的 $\sim 10^{-4} - 10^{-1}$

当今星系中**非相对论性**暗物质通过 $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$ 过程湮灭
 会产生**单能光子**，引起能量 $\sim m_\chi$ 的伽马射线**线谱信号**
 \Rightarrow 暗物质湮灭的决定性证据



暗物质湮灭到双光子：线谱信号

在**树图水平**上，暗物质粒子不带电荷，与光子没有耦合
 在**圈图水平**上，暗物质粒子对有可能湮灭到光子对，但
 截面可能只有其它树图阶过程的 $\sim 10^{-4} - 10^{-1}$

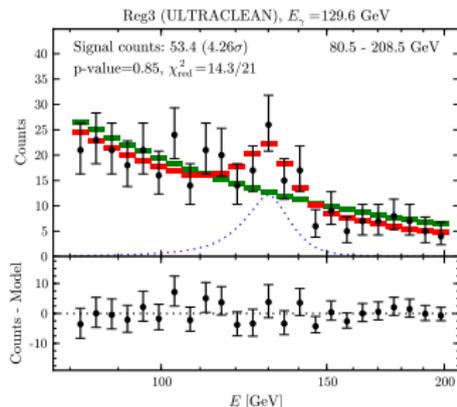
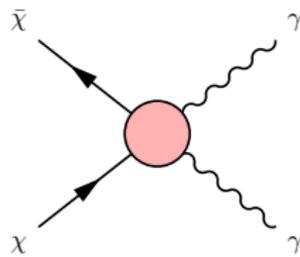
当今星系中**非相对论性**暗物质通过 $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$ 过程湮灭
 会产生**单能光子**，引起能量 $\sim m_\chi$ 的伽马射线**线谱信号**

⇒ 暗物质湮灭的决定性证据

2012 年，一些研究小组在分析 Fermi-LAT 伽马
 射线数据时发现，**银心附近区域**可能存在**能量**
 ~ 130 GeV 的**线谱信号**，局域显著性约 $3 - 4\sigma$

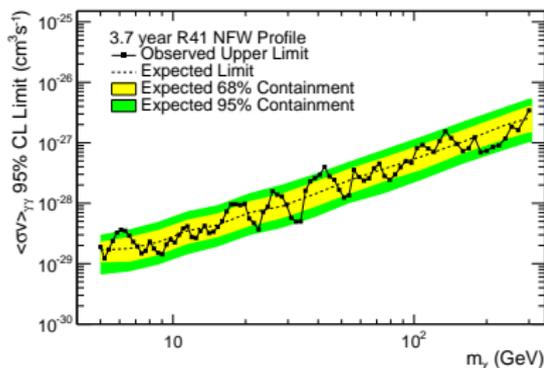
如果用暗物质湮灭到双光子来解释，湮灭截面为

$$\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle \sim 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$



[Weniger, arXiv:1204.2797]

2013 年，Fermi-LAT 合作组本身分析积累了 3.7 年的数据，他们发现，虽然线谱信号的局域显著性在 133 GeV 处达到 3.3σ ，转换为全局显著性却只有 1.6σ 。他们认为不能确证这个信号，因而为暗物质湮灭设置了截面上限。



[Fermi-LAT Collaboration, arXiv:1305.5597]

2013 年，Fermi-LAT 合作组本身分析积累了 3.7 年的数据，他们发现，虽然线谱信号的局域显著性在 133 GeV 处达到 3.3σ ，转换为全局显著性却只有 1.6σ 。他们认为不能确证这个信号，因而为暗物质湮灭设置了截面上限。

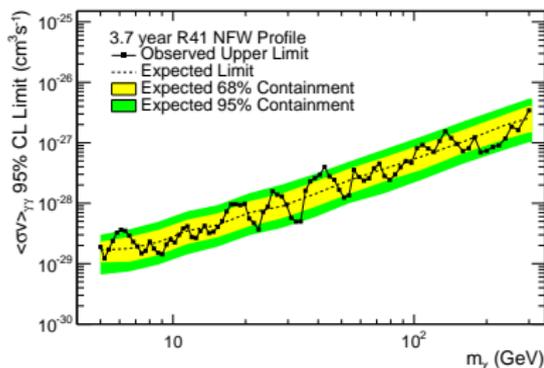
另一方面，如果暗物质能够通过 $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$ 过程造成线谱信号，在 e^+e^- 对撞机上就会引起 $e^+e^- \rightarrow \chi\chi\gamma$ 过程



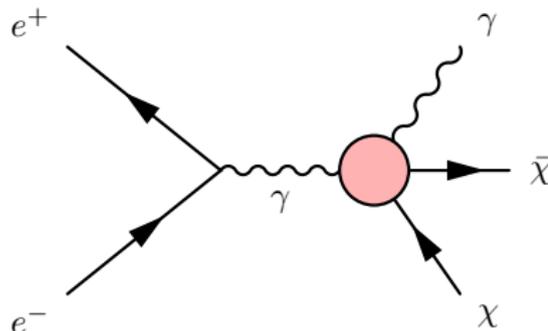
Monophoton 信号 ($\gamma + \cancel{E}$)



可在 TeV 量级的未来 e^+e^- 对撞机上检验



[Fermi-LAT Collaboration, arXiv:1305.5597]



我们分别用下列**有效算符**描述暗物质粒子与光子的相互作用：

假设暗物质粒子是 **Dirac** 费米子，考虑算符 $\mathcal{O}_F = \frac{1}{\Lambda^3} \bar{\chi} i \gamma_5 \chi F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}$

$$\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle_{\chi \bar{\chi} \rightarrow 2\gamma} \simeq \frac{4m_\chi^4}{\pi\Lambda^6} = 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \left(\frac{m_\chi}{130 \text{ GeV}} \right)^4 \left(\frac{1272 \text{ GeV}}{\Lambda} \right)^6, \quad \sigma(e^+e^- \rightarrow \chi \bar{\chi} \gamma) \sim \frac{s^2}{\Lambda^6}$$

假设暗物质粒子是复标量粒子，考虑算符 $\mathcal{O}_S = \frac{1}{\Lambda^2} \chi^* \chi F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$

$$\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle_{\chi \chi^* \rightarrow 2\gamma} \simeq \frac{2m_\chi^2}{\pi\Lambda^4} = 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \left(\frac{m_\chi}{130 \text{ GeV}} \right)^2 \left(\frac{3348 \text{ GeV}}{\Lambda} \right)^4, \quad \sigma(e^+e^- \rightarrow \chi \chi^* \gamma) \sim \frac{s}{\Lambda^4}$$

我们分别用下列**有效算符**描述暗物质粒子与光子的相互作用：

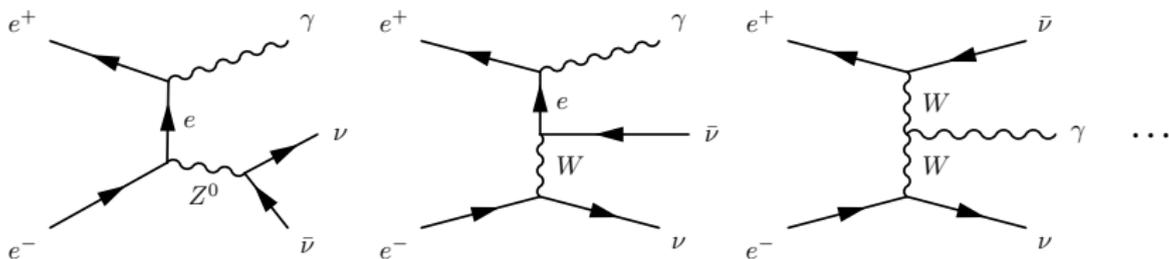
假设暗物质粒子是 **Dirac 费米子**，考虑算符 $\mathcal{O}_F = \frac{1}{\Lambda^3} \bar{\chi} i \gamma_5 \chi F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}$

$$\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle_{\chi \bar{\chi} \rightarrow 2\gamma} \simeq \frac{4m_\chi^4}{\pi \Lambda^6} = 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \left(\frac{m_\chi}{130 \text{ GeV}} \right)^4 \left(\frac{1272 \text{ GeV}}{\Lambda} \right)^6, \quad \sigma(e^+e^- \rightarrow \chi \bar{\chi} \gamma) \sim \frac{s^2}{\Lambda^6}$$

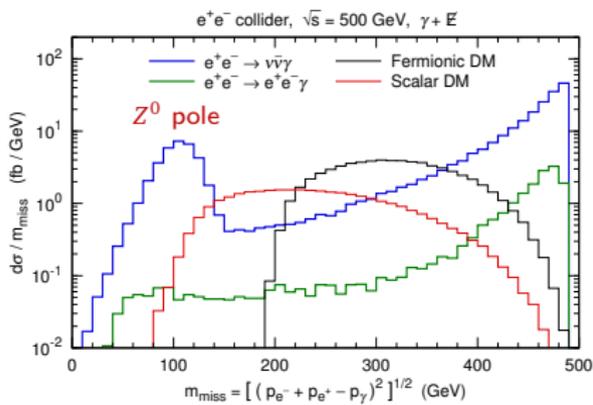
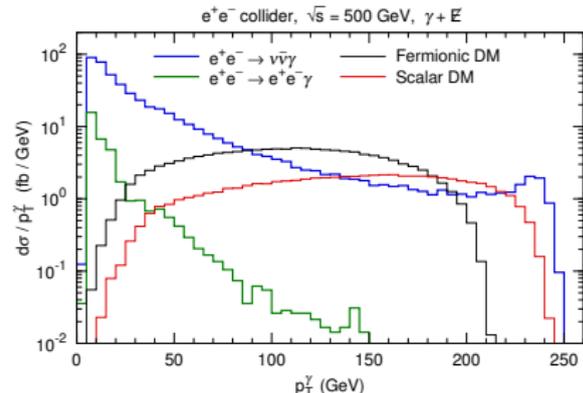
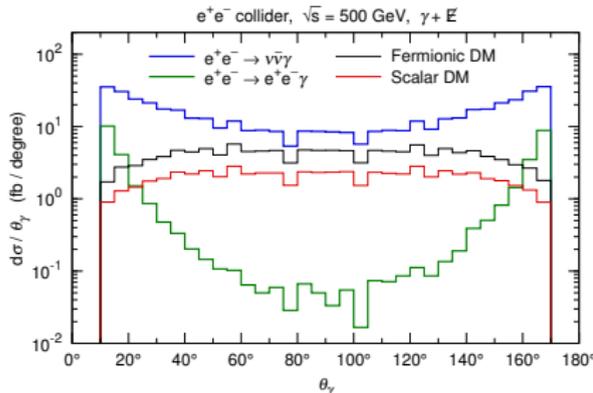
假设暗物质粒子是复标量粒子，考虑算符 $\mathcal{O}_S = \frac{1}{\Lambda^2} \chi^* \chi F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$

$$\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle_{\chi \chi^* \rightarrow 2\gamma} \simeq \frac{2m_\chi^2}{\pi \Lambda^4} = 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \left(\frac{m_\chi}{130 \text{ GeV}} \right)^2 \left(\frac{3348 \text{ GeV}}{\Lambda} \right)^4, \quad \sigma(e^+e^- \rightarrow \chi \chi^* \gamma) \sim \frac{s}{\Lambda^4}$$

$\gamma + \cancel{E}$ 搜寻道主要背景是 $e^+e^- \rightarrow \nu \bar{\nu} \gamma$



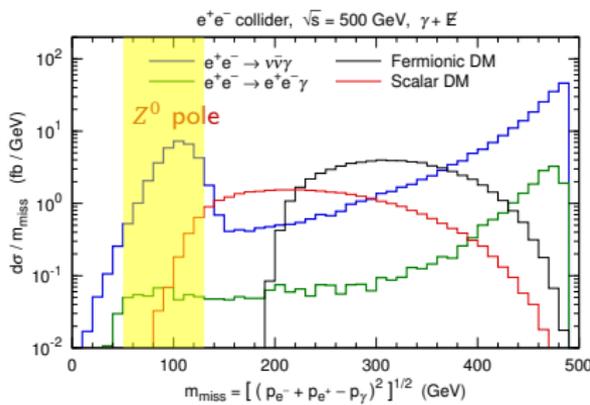
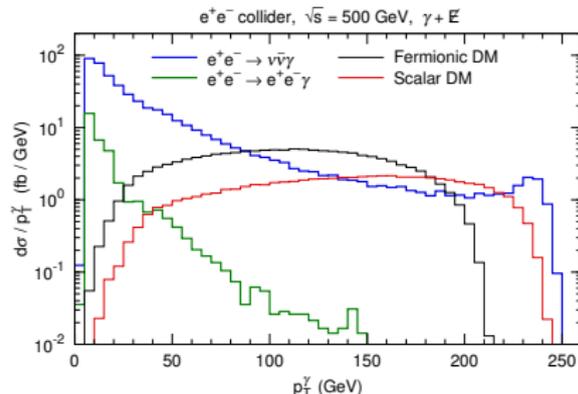
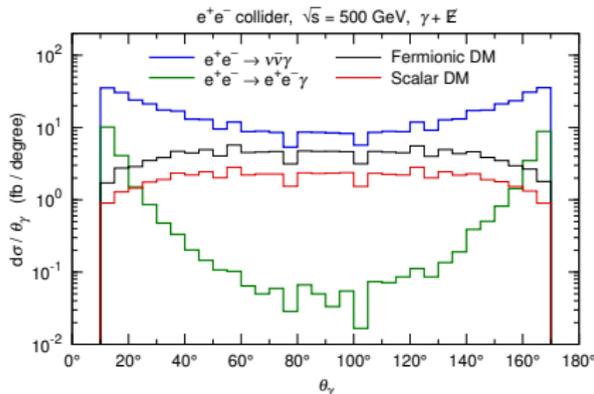
次要背景包括 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$.



$\sqrt{s} = 500$ GeV 时, 采用如下筛选条件

Cut 1: 要求末态包含 1 个光子, 且满足 $E_\gamma > 10$ GeV 和 $10^\circ < \theta_\gamma < 170^\circ$. 不能有其它粒子

信号基准点: 对于费米子 (标量) 暗物质, $\Lambda = 200$ GeV, $m_\chi = 100$ (50) GeV

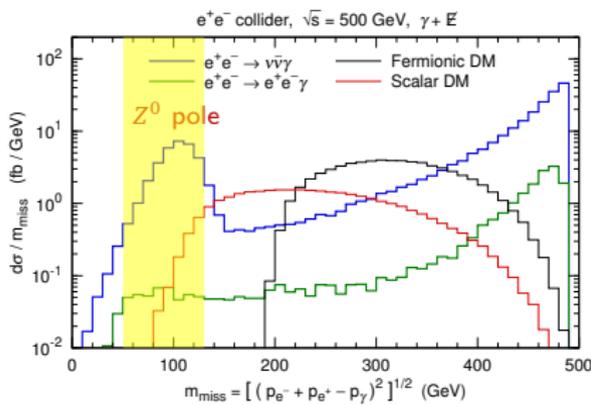
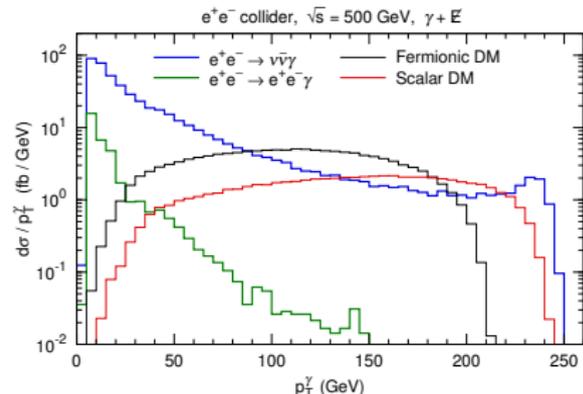
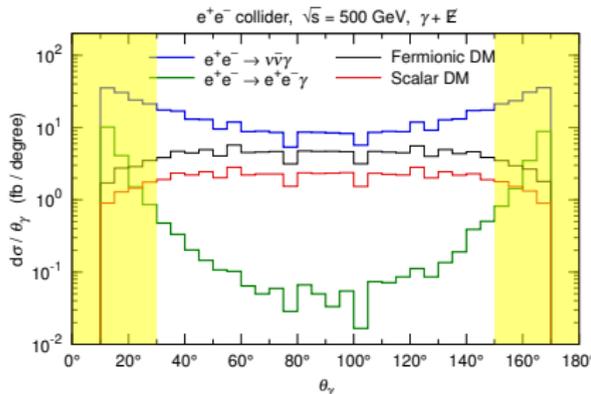


$\sqrt{s} = 500$ GeV 时, 采用如下筛选条件

Cut 1: 要求末态包含 1 个光子, 且满足 $E_\gamma > 10$ GeV 和 $10^\circ < \theta_\gamma < 170^\circ$. 不能有其它粒子

Cut 2: 剔除 $50 \text{ GeV} < m_{\text{miss}} < 130 \text{ GeV}$

信号基准点: 对于费米子 (标量) 暗物质, $\Lambda = 200$ GeV, $m_\chi = 100$ (50) GeV



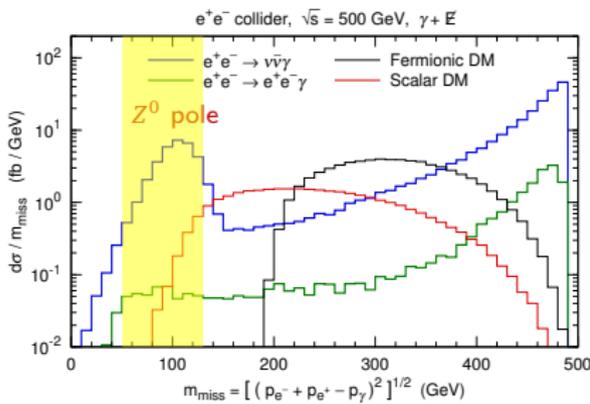
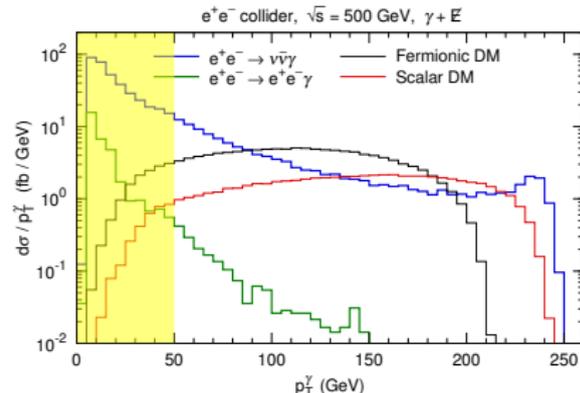
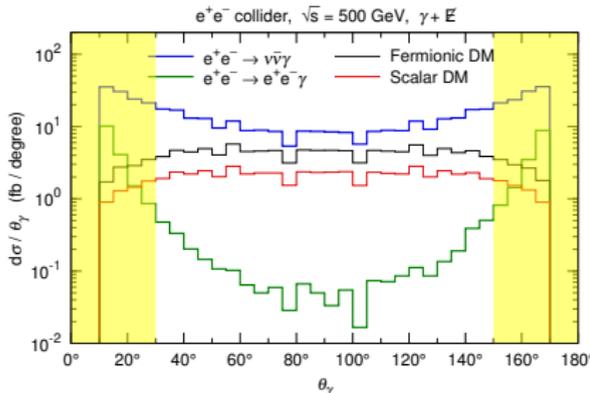
$\sqrt{s} = 500$ GeV 时, 采用如下筛选条件

Cut 1: 要求末态包含 1 个光子, 且满足 $E_\gamma > 10$ GeV 和 $10^\circ < \theta_\gamma < 170^\circ$. 不能有其它粒子

Cut 2: 剔除 $50 \text{ GeV} < m_{\text{miss}} < 130 \text{ GeV}$

Cut 3: 要求 $30^\circ < \theta_\gamma < 150^\circ$

信号基准点: 对于费米子 (标量) 暗物质, $\Lambda = 200$ GeV, $m_\chi = 100$ (50) GeV



$\sqrt{s} = 500$ GeV 时, 采用如下筛选条件

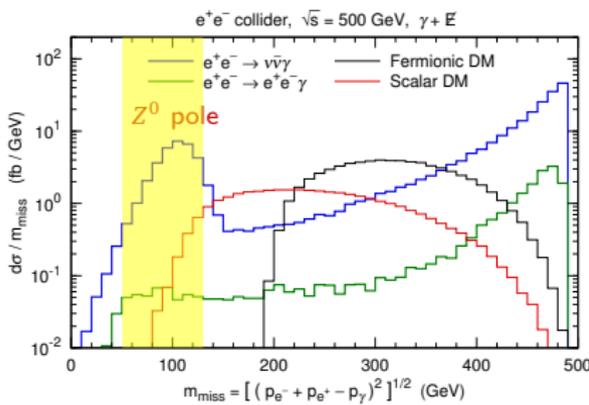
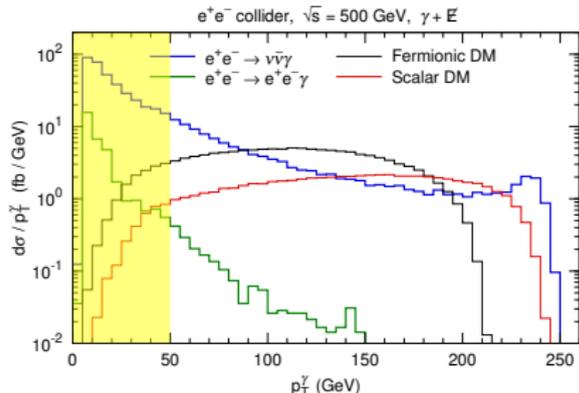
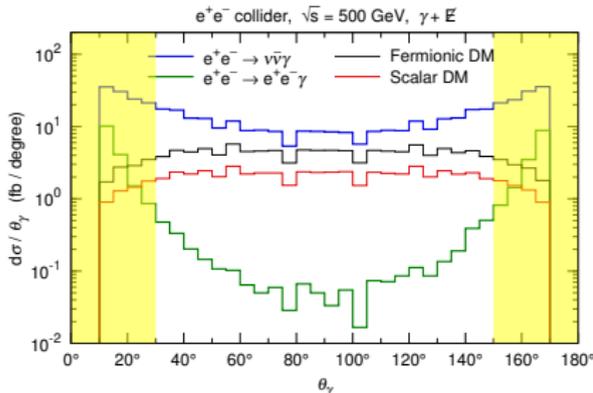
Cut 1: 要求末态包含 1 个光子, 且满足 $E_\gamma > 10$ GeV 和 $10^\circ < \theta_\gamma < 170^\circ$. 不能有其它粒子

Cut 2: 剔除 $50 \text{ GeV} < m_{\text{miss}} < 130 \text{ GeV}$

Cut 3: 要求 $30^\circ < \theta_\gamma < 150^\circ$

Cut 4: 要求 $p_T^\gamma > \sqrt{s}/10$

信号基准点: 对于费米子 (标量) 暗物质, $\Lambda = 200$ GeV, $m_\chi = 100$ (50) GeV



应用这些筛选条件之后

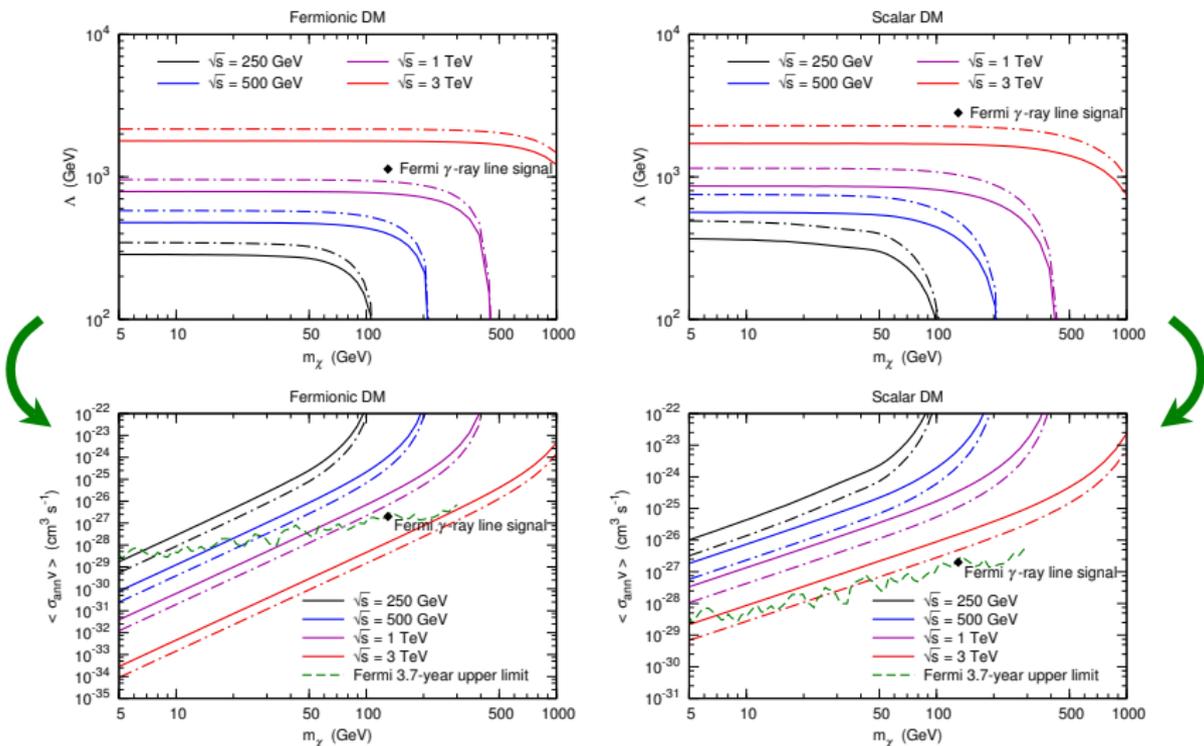
$\nu\bar{\nu}\gamma$ 背景降低了 1 个量级

$e^+e^-\gamma$ 背景降低了 2 个量级

信号损失比较少, 显著性明显提升

信号基准点: 对于费米子 (标量) 暗物质, $\Lambda = 200$ GeV, $m_\chi = 100$ (50) GeV

3 σ 灵敏度曲线

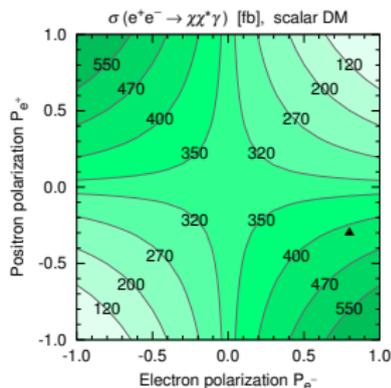
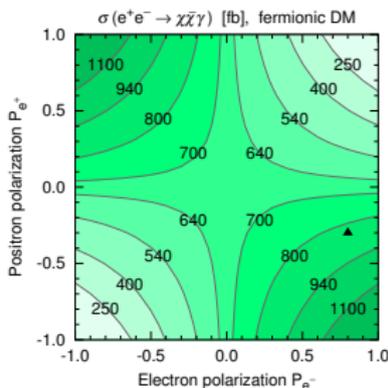
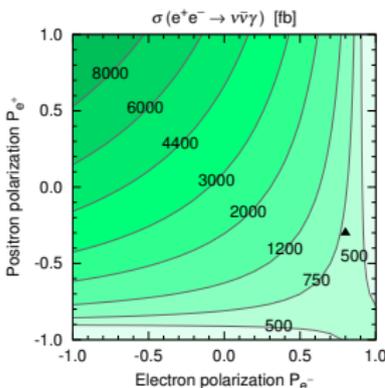


实线对应于 100 fb^{-1} , 虚线对应于 1000 fb^{-1} ($S/\sqrt{B} = 3$)

极化束流

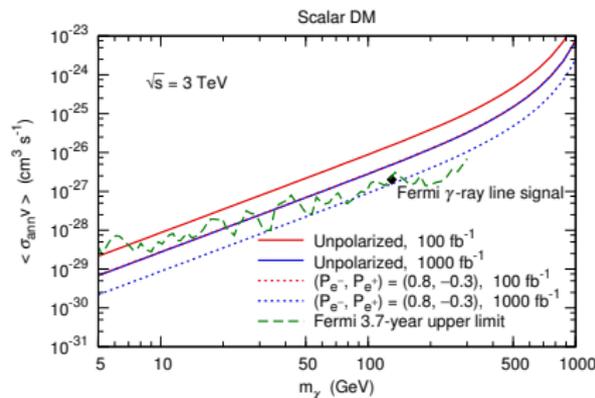
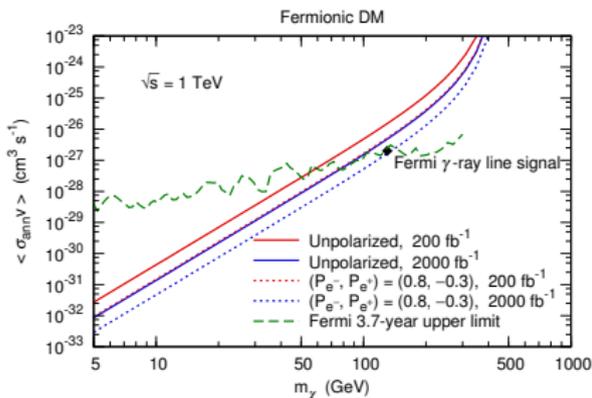
采用极化束流时， e^+e^- 对撞机上某个过程的截面为

$$\sigma(P_{e^-}, P_{e^+}) = \frac{1}{4} \left[(1 + P_{e^-})(1 + P_{e^+})\sigma_{RR} + (1 - P_{e^-})(1 - P_{e^+})\sigma_{LL} \right. \\ \left. + (1 + P_{e^-})(1 - P_{e^+})\sigma_{RL} + (1 - P_{e^-})(1 + P_{e^+})\sigma_{LR} \right]$$



▲ $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (0.8, -0.3)$: ILC 设计中可以达到的极化度

[ILC technical design report, Vol. 1, arXiv:1306.6327]

采用极化束流前后的 3σ 灵敏度曲线

$$(S/\sqrt{B} = 3)$$

使用极化束流大约相当于积分亮度提高 1 个量级

若采用极化束流，对于费米子 (标量) 暗物质，当 $\sqrt{s} = 1$ (3) TeV 时，采集 2000 (1000) fb^{-1} 数据就足以在 e^+e^- 对撞机上检验 Fermi 疑似线谱信号

Mono-Z 搜寻道：暗物质与 $ZZ/Z\gamma$ 的相互作用

在前面讨论的 monophoton 信号末态中，除了 \cancel{e} ，只有 1 个光子，现在将它替换成 Z 玻色子，讨论未来高能 e^+e^- 对撞机上的 **mono-Z + \cancel{e} 搜寻道**。

Mono-Z 搜寻道：暗物质与 $ZZ/Z\gamma$ 的相互作用

在前面讨论的 monophoton 信号末态中，除了 \cancel{e} ，只有 1 个光子，现在将它替换成 Z 玻色子，讨论未来高能 e^+e^- 对撞机上的 **mono-Z + \cancel{e} 搜寻道**。

通过这个搜寻道，可以研究**暗物质与 $ZZ/Z\gamma$ 的相互作用**。假设暗物质粒子是 Dirac 费米子，考虑如下有效算符：

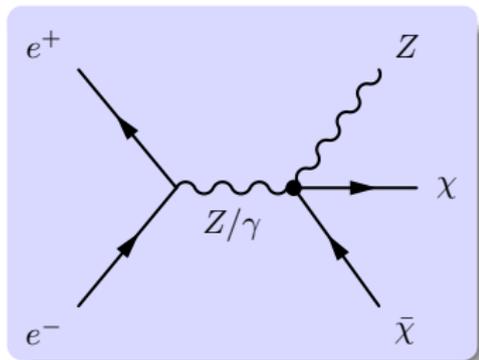
$$\mathcal{O}_{F1} = \frac{1}{\Lambda_1^3} \bar{\chi} \chi B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \frac{1}{\Lambda_2^3} \bar{\chi} \chi W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu}$$

$$\supset \bar{\chi} \chi (G_{ZZ} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + G_{AZ} A_{\mu\nu} Z^{\mu\nu})$$

$$\mathcal{O}_{F2} = \frac{1}{\Lambda_1^3} \bar{\chi} i\gamma_5 \chi B_{\mu\nu} \tilde{B}^{\mu\nu} + \frac{1}{\Lambda_2^3} \bar{\chi} i\gamma_5 \chi W_{\mu\nu}^a \tilde{W}^{a\mu\nu}$$

$$\supset \bar{\chi} i\gamma_5 \chi (G_{ZZ} Z_{\mu\nu} \tilde{Z}^{\mu\nu} + G_{AZ} A_{\mu\nu} \tilde{Z}^{\mu\nu})$$

$$\mathcal{O}_{FH} = \frac{1}{\Lambda^3} \bar{\chi} \chi (D_\mu H)^\dagger D_\mu H \rightarrow \frac{m_Z^2}{2\Lambda^3} \bar{\chi} \chi Z_\mu Z^\mu$$

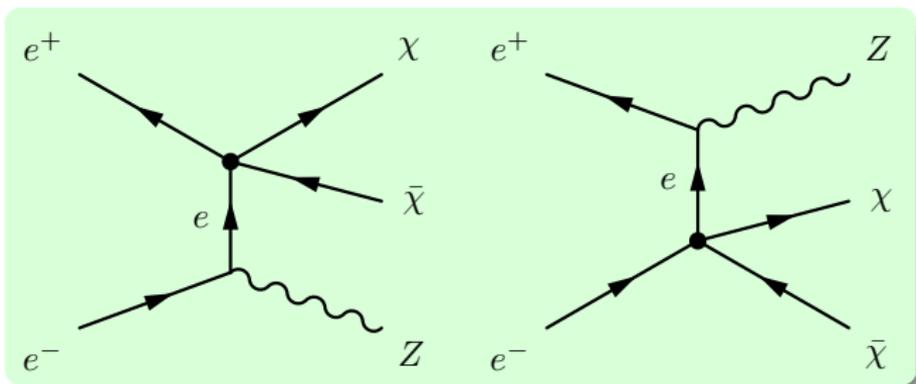


$$G_{ZZ} \equiv \frac{\sin^2 \theta_W}{\Lambda_1^3} + \frac{\cos^2 \theta_W}{\Lambda_2^3}$$

$$G_{AZ} \equiv 2 \sin \theta_W \cos \theta_W \left(\frac{1}{\Lambda_2^3} - \frac{1}{\Lambda_1^3} \right)$$

Mono-Z 搜寻道：暗物质与 e^\pm 的相互作用

通过这个搜寻道，也可以研究暗物质与 e^+e^- 的相互作用。此时，Z 玻色子来自正负电子的初末辐射。



考虑如下有效算符：

$$\mathcal{O}_{\text{FP}} = \frac{1}{\Lambda^2} \bar{\chi} \gamma_5 \chi \bar{e} \gamma_5 e, \quad \mathcal{O}_{\text{FA}} = \frac{1}{\Lambda^2} \bar{\chi} \gamma^\mu \gamma_5 \chi \bar{e} \gamma_\mu \gamma_5 e$$

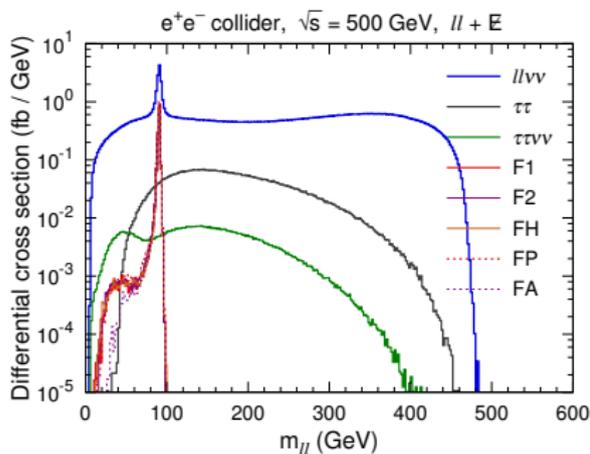
带电轻子道: $Z \rightarrow l^+l^-$ ($l = e, \mu$)

标准模型背景: $e^+e^- \rightarrow l^+l^-\bar{\nu}\nu$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\bar{\nu}\nu$

带电轻子道: $Z \rightarrow l^+ l^-$ ($l = e, \mu$)

标准模型背景: $e^+ e^- \rightarrow l^+ l^- \bar{\nu} \nu$, $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$, $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^- \bar{\nu} \nu$

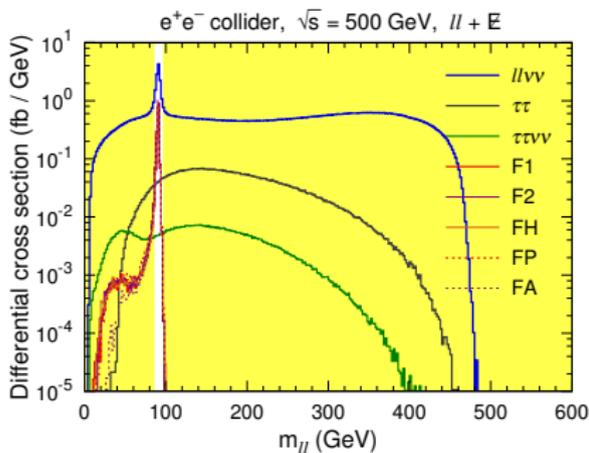
重建 Z 玻色子: 要求只有 2 个带电轻子 (e^\pm 或 μ^\pm), 满足 $p_T > 10$ GeV 和 $|\eta| < 3$, 它们同味异号; 没有其它粒子;



带电轻子道: $Z \rightarrow l^+l^-$ ($l = e, \mu$)

标准模型背景: $e^+e^- \rightarrow l^+l^- \bar{\nu}\nu$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\bar{\nu}\nu$

重建 Z 玻色子: 要求只有 2 个带电轻子 (e^\pm 或 μ^\pm), 满足 $p_T > 10$ GeV 和 $|\eta| < 3$, 它们同味异号; 没有其它粒子; 要求这两个轻子的不变质量满足 $|m_{\ell\ell} - m_Z| < 5$ GeV

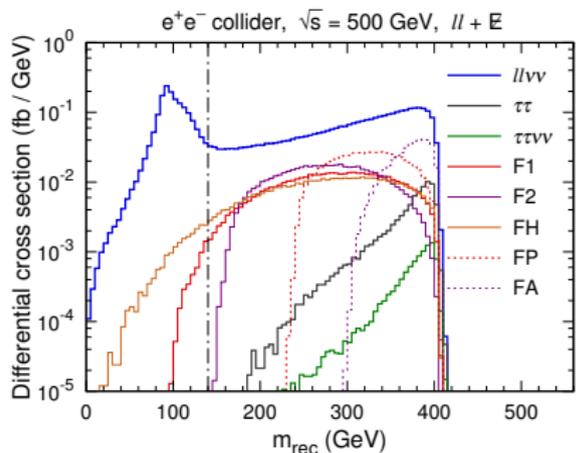
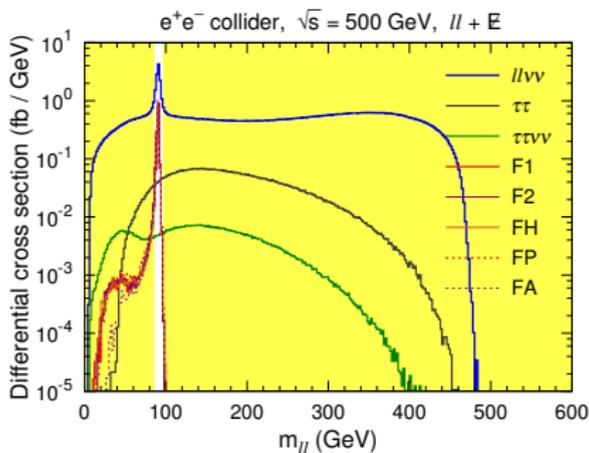


带电轻子道: $Z \rightarrow l^+ l^-$ ($l = e, \mu$)

标准模型背景: $e^+ e^- \rightarrow l^+ l^- \bar{\nu} \nu$, $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$, $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^- \bar{\nu} \nu$

重建 Z 玻色子: 要求只有 2 个带电轻子 (e^\pm 或 μ^\pm), 满足 $p_T > 10$ GeV 和 $|\eta| < 3$, 它们同味异号; 没有其它粒子; 要求这两个轻子的不变质量满足 $|m_{\ell\ell} - m_Z| < 5$ GeV

重建反冲质量: $m_{\text{rec}} = \sqrt{(p_{e^+} + p_{e^-} - p_{\ell_1} - p_{\ell_2})^2}$;

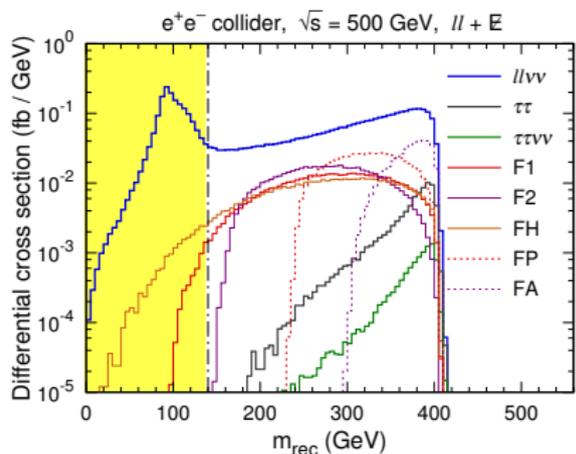
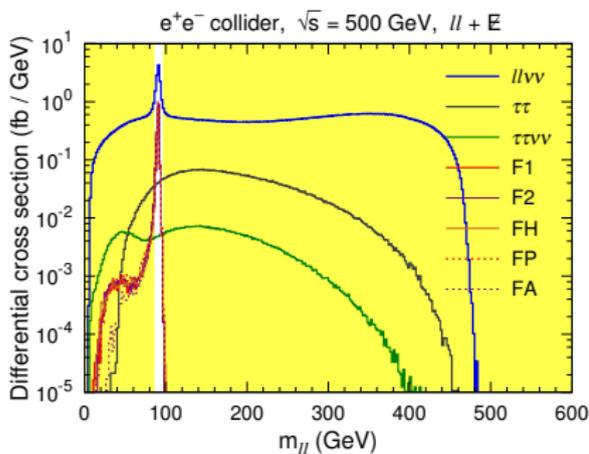


带电轻子道: $Z \rightarrow l^+l^-$ ($l = e, \mu$)

标准模型背景: $e^+e^- \rightarrow l^+l^- \bar{\nu}\nu$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\bar{\nu}\nu$

重建 Z 玻色子: 要求只有 2 个带电轻子 (e^\pm 或 μ^\pm), 满足 $p_T > 10$ GeV 和 $|\eta| < 3$, 它们同味异号; 没有其它粒子; 要求这两个轻子的不变质量满足 $|m_{\ell\ell} - m_Z| < 5$ GeV

重建反冲质量: $m_{\text{rec}} = \sqrt{(p_{e^+} + p_{e^-} - p_{\ell_1} - p_{\ell_2})^2}$; 剔除 $m_{\text{rec}} < 140$ GeV 的事例



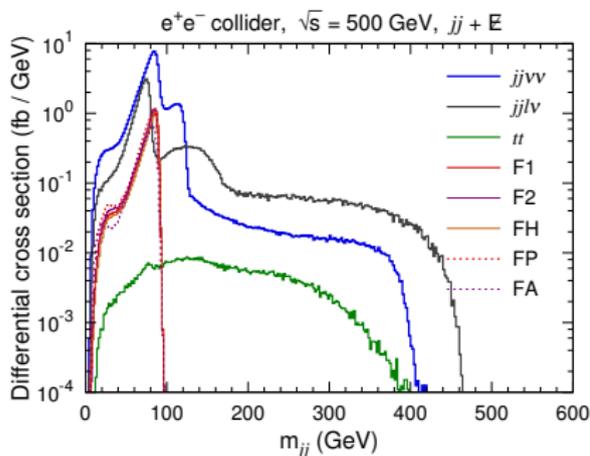
强子道: $Z \rightarrow jj$

标准模型背景: $e^+e^- \rightarrow jj\bar{\nu}\nu$, $e^+e^- \rightarrow jjl\nu$, $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$

强子道: $Z \rightarrow jj$

标准模型背景: $e^+e^- \rightarrow jj\bar{\nu}\nu$, $e^+e^- \rightarrow jjl\nu$, $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$

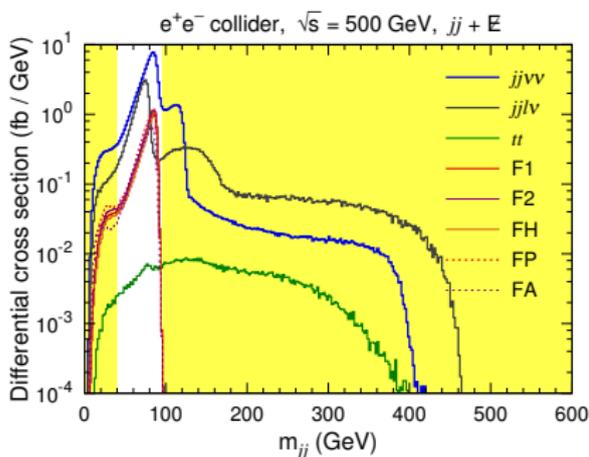
重建 Z 玻色子: 要求只有 2 个 jet, 满足 $p_T > 10$ GeV 和 $|\eta| < 3$; 没有其它粒子;



强子道: $Z \rightarrow jj$

标准模型背景: $e^+e^- \rightarrow jj\bar{\nu}\nu$, $e^+e^- \rightarrow jjl\nu$, $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$

重建 Z 玻色子: 要求只有 2 个 jet, 满足 $p_T > 10$ GeV 和 $|\eta| < 3$; 没有其它粒子; 要求这两个 jet 的不变质量满足 $40 \text{ GeV} < m_{jj} < 95 \text{ GeV}$

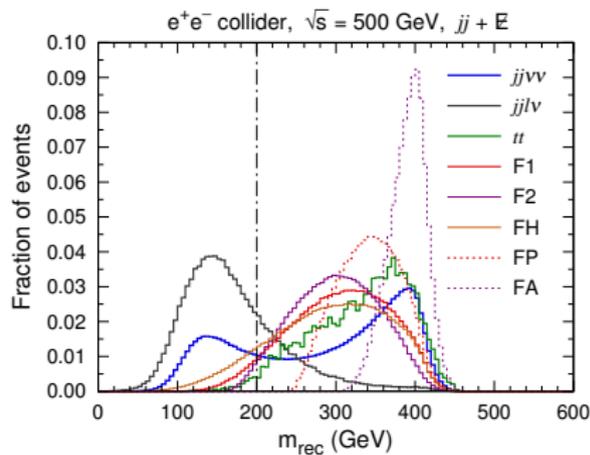
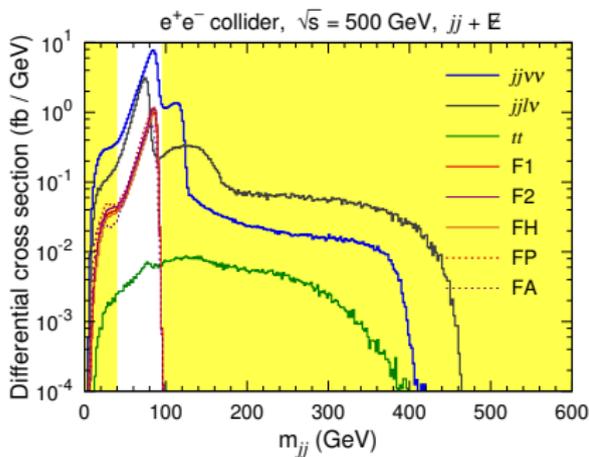


强子道: $Z \rightarrow jj$

标准模型背景: $e^+e^- \rightarrow jj\bar{\nu}\nu$, $e^+e^- \rightarrow jjl\nu$, $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$

重建 Z 玻色子: 要求只有 2 个 jet, 满足 $p_T > 10$ GeV 和 $|\eta| < 3$; 没有其它粒子; 要求这两个 jet 的不变质量满足 $40 \text{ GeV} < m_{jj} < 95 \text{ GeV}$

重建反冲质量: $m_{\text{rec}} = \sqrt{(p_{e^+} + p_{e^-} - p_{j_1} - p_{j_2})^2}$;

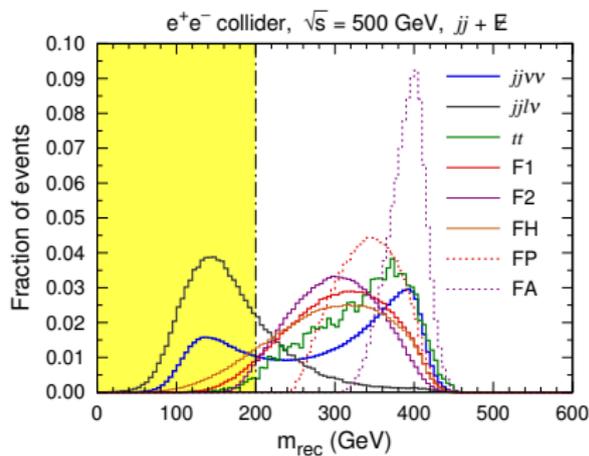
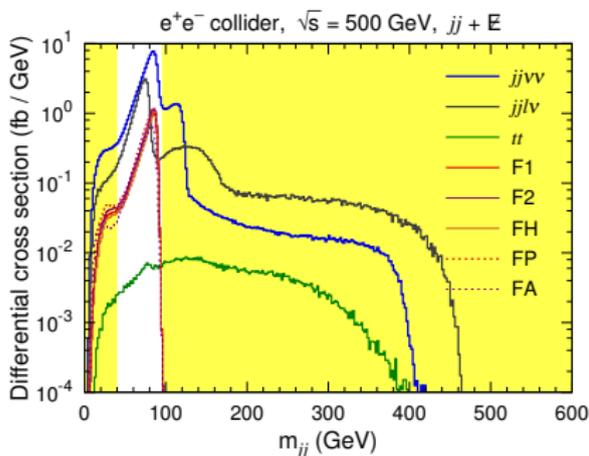


强子道: $Z \rightarrow jj$

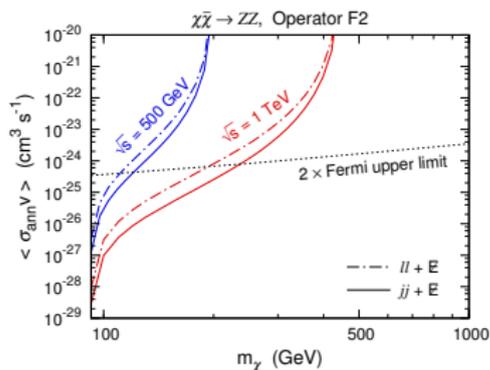
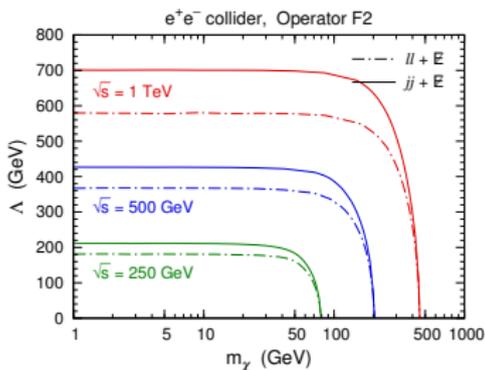
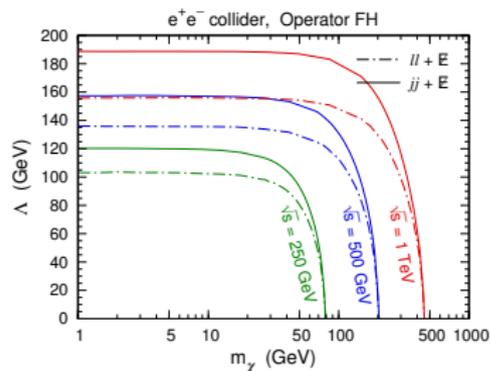
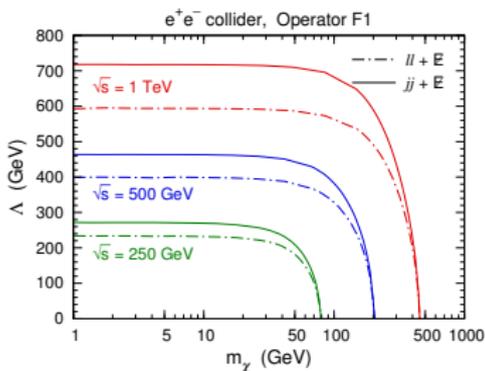
标准模型背景: $e^+e^- \rightarrow jj\bar{\nu}\nu$, $e^+e^- \rightarrow jjl\nu$, $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$

重建 Z 玻色子: 要求只有 2 个 jet, 满足 $p_T > 10$ GeV 和 $|\eta| < 3$; 没有其它粒子; 要求这两个 jet 的不变质量满足 $40 \text{ GeV} < m_{jj} < 95 \text{ GeV}$

重建反冲质量: $m_{\text{rec}} = \sqrt{(p_{e^+} + p_{e^-} - p_{j_1} - p_{j_2})^2}$; 剔除 $m_{\text{rec}} < 200$ GeV 的事例

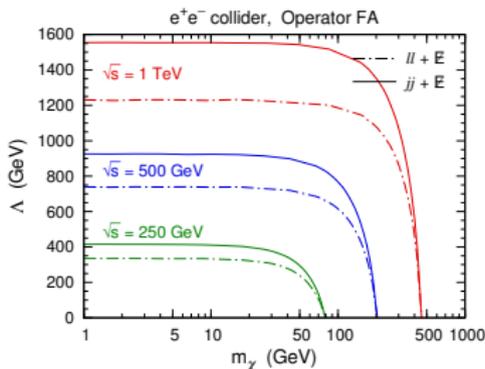
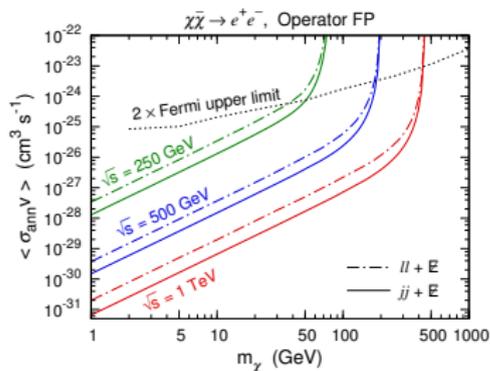
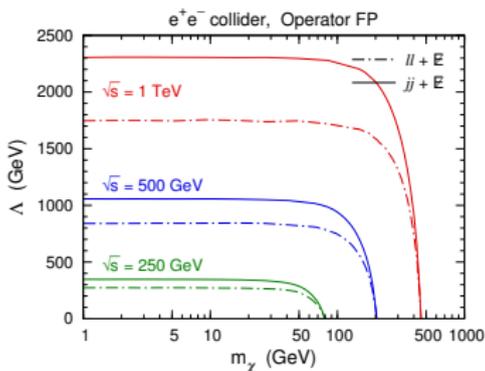


3 σ 灵敏度：暗物质与 ZZ/Z γ 的相互作用



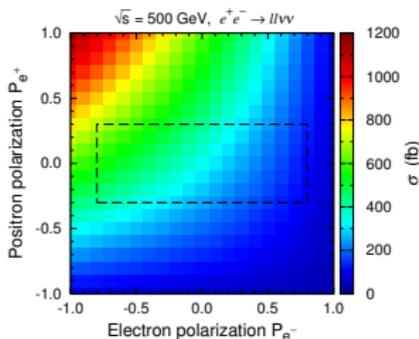
(积分亮度取为 1000 fb^{-1} ; 对 \mathcal{O}_{F1} 和 \mathcal{O}_{F2} 算符假设 $\Lambda = \Lambda_1 = \Lambda_2$)

3 σ 灵敏度: 暗物质与 e^\pm 的相互作用

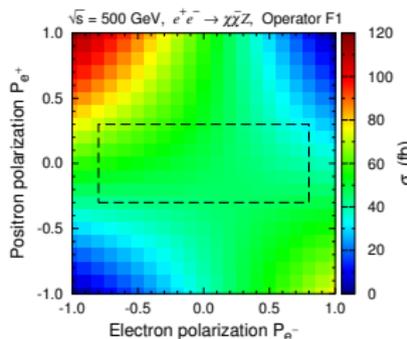


(积分亮度取为 1000 fb^{-1} ; Fermi 给出的排除限来自 [arXiv:1310.0828](https://arxiv.org/abs/1310.0828))

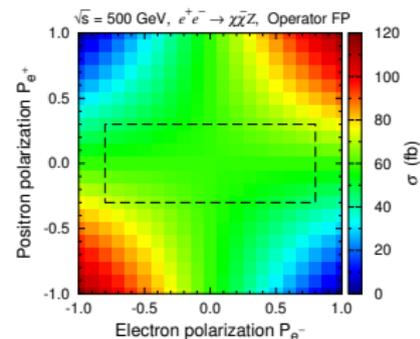
极化截面



($ll\nu\nu, jj\nu\nu, jjl\nu$ 行为相似)



($\mathcal{O}_{F1}, \mathcal{O}_{F2}, \mathcal{O}_{FH}, \mathcal{O}_{FA}$ 行为相似)

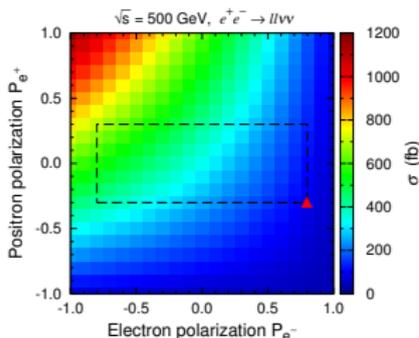


(\mathcal{O}_{FP})

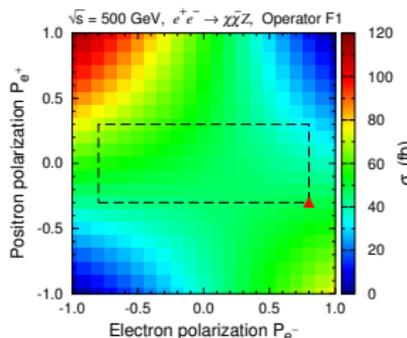
虚线方框表示 ILC 可以达到的极化范围：

$$-0.8 \leq P_{e^-} \leq +0.8, \quad -0.3 \leq P_{e^+} \leq +0.3$$

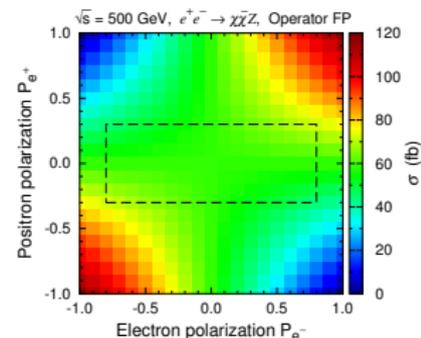
极化截面



($ll\nu\nu, jj\nu\nu, jjl\nu$ 行为相似)



($\mathcal{O}_{F1}, \mathcal{O}_{F2}, \mathcal{O}_{FH}, \mathcal{O}_{FA}$ 行为相似)



(\mathcal{O}_{FP})

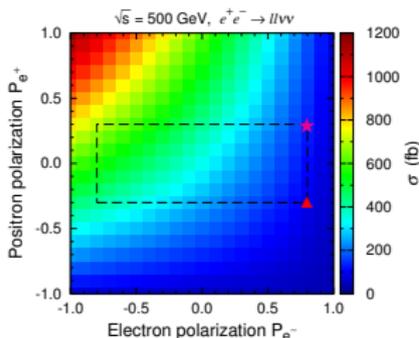
虚线方框表示 ILC 可以达到的极化范围：

$$-0.8 \leq P_{e^-} \leq +0.8, \quad -0.3 \leq P_{e^+} \leq +0.3$$

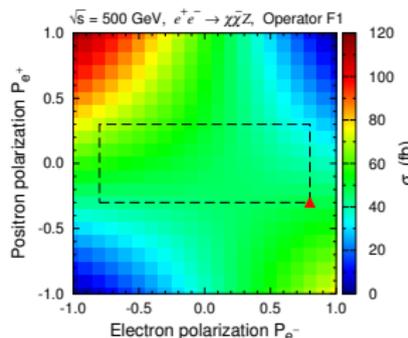
要得到最大的信号显著性，可选择适当的极化束流：

▲ $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (+0.8, -0.3)$ 对 $\mathcal{O}_{F1}, \mathcal{O}_{F2}, \mathcal{O}_{FH}$ 和 \mathcal{O}_{FA} 算符而言最优

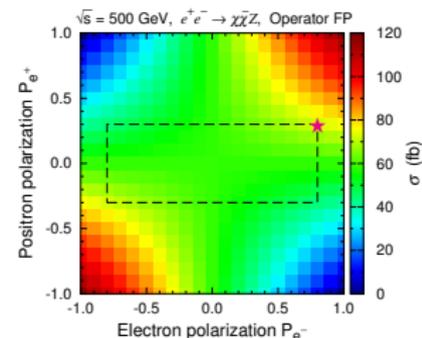
极化截面



($ll\nu\nu, jj\nu\nu, jjl\nu$ 行为相似)



($\mathcal{O}_{F1}, \mathcal{O}_{F2}, \mathcal{O}_{FH}, \mathcal{O}_{FA}$ 行为相似)



(\mathcal{O}_{FP})

虚线方框表示 ILC 可以达到的极化范围：

$$-0.8 \leq P_{e^-} \leq +0.8, \quad -0.3 \leq P_{e^+} \leq +0.3$$

要得到最大的信号显著性，可选择适当的极化束流：

▲ $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (+0.8, -0.3)$ 对 $\mathcal{O}_{F1}, \mathcal{O}_{F2}, \mathcal{O}_{FH}$ 和 \mathcal{O}_{FA} 算符而言最优

★ $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (+0.8, +0.3)$ 对 \mathcal{O}_{FP} 算符而言最优

极化束流对灵敏度的提升

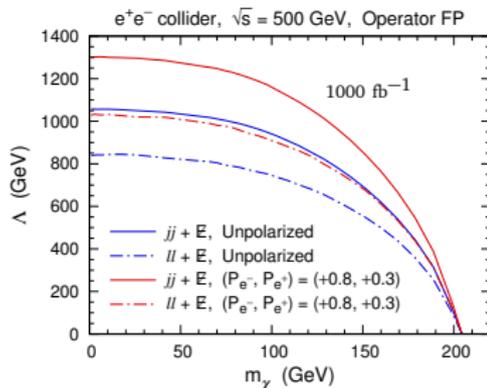
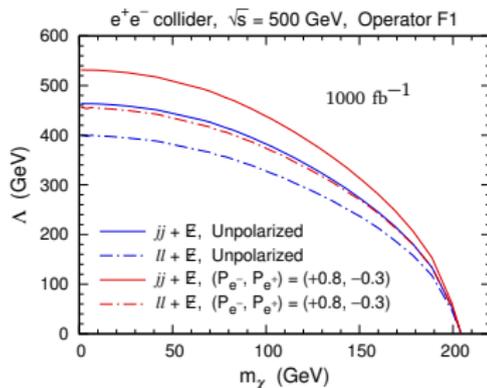
$\sqrt{s} = 500$ GeV, 积分亮度为 100 fb^{-1} 时,
采用最优极化束流后的信号显著性 S_{pol} 与
不采用极化束流时的信号显著性 S_{unpol} :

带电轻子道 $l^+l^- + \cancel{E}$

	S_{unpol}	S_{pol}	$S_{\text{pol}}/S_{\text{unpol}}$
\mathcal{O}_{F1}	5.69	10.1	1.78
\mathcal{O}_{F2}	6.24	10.9	1.75
\mathcal{O}_{FH}	5.50	9.70	1.76
\mathcal{O}_{FP}	7.47	13.4	1.79
\mathcal{O}_{FA}	5.25	9.29	1.77

强子道 $jj + \cancel{E}$

	S_{unpol}	S_{pol}	$S_{\text{pol}}/S_{\text{unpol}}$
\mathcal{O}_{F1}	14.3	26.0	1.82
\mathcal{O}_{F2}	16.1	28.6	1.78
\mathcal{O}_{FH}	13.5	24.8	1.84
\mathcal{O}_{FP}	18.7	34.4	1.84
\mathcal{O}_{FA}	12.3	23.0	1.87



强子对撞机上的暗物质简化模型研究

- 与正负电子对撞机相比，强子对撞机可达到的对撞能量要高得多，有可能会产生非常重的粒子，适合作为“发现机器”。
- 不过，强作用过程引起的背景较为庞大和复杂，因而在强子对撞机上进行精确测量有一定难度。
- 目前能量最高的强子对撞机 LHC 尚未发现任何超出标准模型的新粒子。
- 大家对 LHC 下一阶段实验寄予厚望的同时，也开始设计下一代强子对撞机，如 SppC 和 VHE-LHC，希望能将对撞能量提升到 $\mathcal{O}(100)$ TeV。

强子对撞机上的暗物质简化模型研究

- 接下来，我们将用**简化模型 (Simplified Model)** 来描述暗物质相互作用，讨论 pp 对撞机现有数据对暗物质性质的限制和未来实验灵敏度。
- 相比于 UV 完整模型，这里所说的简化模型**不需要包含完整的粒子谱**，而将与特定唯象学研究相关的粒子单独抽取出来讨论，达到简化的目的，也更贴近于对撞机实验的特定搜寻道。
- 另一方面，不同于高量纲有效算符，简化模型中的相互作用一般由可重整的低量纲算符描述，因而考虑了**较轻传播子的效应**，预言出来的过程具有更加合理的截面和分布。

相关文章：ZHY, Bi, Yan, Yin, *Phys. Rev.* **D87**, 055007 [arXiv:1211.2997]

ZHY, Bi, Yan, Yin, *Phys. Rev.* **D91**, 035008 [arXiv:1410.3347]

Xiang, Bi, Yin, ZHY, *Phys. Rev.* **D91**, 095020 [arXiv:1503.02931]

超对称模型暗物质遗留密度

在超对称模型中， $\tilde{\chi}_1^0$ 湮灭到标准模型费米子的过程受到螺旋度压低，截面偏小，一般情况下给出的暗物质遗留密度偏大，需要考虑特殊的参数区域

① **Bulk 区域**: $\tilde{\chi}_1^0$ 的主要分量是 bino, 主要通过交换 t 道较轻的 sfermion 湮灭

② **Focus point 区域**:

$\tilde{\chi}_1^0$ 是 bino 与 higgsino/wino 的混合态

$m_{\tilde{\chi}_1^0} \sim m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ 或 $m_{\tilde{\chi}_2^0}$

$\tilde{\chi}_1^0$ 与 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 或 $\tilde{\chi}_2^0$ 共湮灭 (coannihilation)

③ **Sfermion 共湮灭区域**:

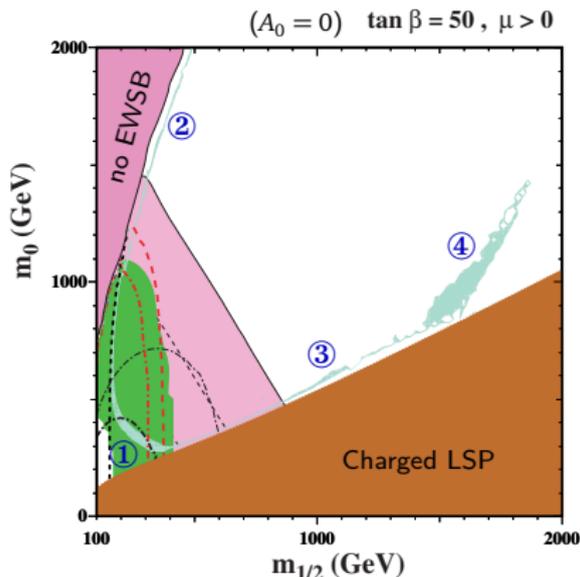
$m_{\tilde{\chi}_1^0} \sim m_{\tilde{\tau}_1}$ 或 $m_{\tilde{t}_1}$

$\tilde{\chi}_1^0$ 与 $\tilde{\tau}_1$ 或 \tilde{t}_1 共湮灭

④ **Higgs funnel 区域**:

$2m_{\tilde{\chi}_1^0} \simeq m_{A^0}, m_{h^0}$ 或 m_{H^0}

$\tilde{\chi}_1^0$ 通过某个中性 Higgs 粒子的共振峰湮灭



[Ellis, Olive, Sandick, arXiv:0704.3446]

共湮灭图像

一般来说，要通过共湮灭机制来得出正确的暗物质遗留密度，次最轻超对称粒子 (NLSP) 的质量 m_{NLSP} 应满足

$$\frac{m_{\text{NLSP}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}}{m_{\tilde{\chi}_1^0}} \lesssim 20\%$$

[Profumo, Yaguna, arXiv:hep-ph/0407036]

在这里，我们考虑 3 种与较轻的 \tilde{t}_1 有关的共湮灭图像

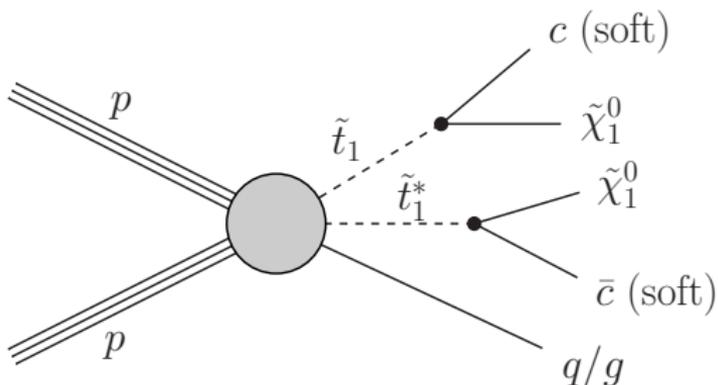
- $\tilde{t}_1 - \tilde{\chi}_1^0$ 共湮灭图像: $m_{\tilde{\chi}_1^0} \sim m_{\tilde{t}_1}$
- $\tilde{\chi}_1^\pm - \tilde{\chi}_1^0$ 共湮灭图像: $m_{\tilde{\chi}_1^0} \sim m_{\tilde{\chi}_1^\pm} < m_{\tilde{t}_1}$
- $\tilde{\tau}_1 - \tilde{\chi}_1^0$ 共湮灭图像: $m_{\tilde{\chi}_1^0} \sim m_{\tilde{\tau}_1} < m_{\tilde{t}_1}$

假设其它超对称粒子比较重，研究这些图像对 LHC 搜寻 $\tilde{t}_1 \tilde{t}_1^*$ 对产生过程的影响

$\tilde{t}_1 - \tilde{\chi}_1^0$ 共湮灭图像

在此图像中，假设 \tilde{t}_1 是 NLSP，且 $m_{\tilde{\chi}_1^0} \sim m_{\tilde{t}_1}$ ，则 $\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ 和 $\tilde{t}_1 \rightarrow bW\tilde{\chi}_1^0$ 衰变模式很可能在运动学上被禁闭，而 $\tilde{t}_1 \rightarrow ff'b\tilde{\chi}_1^0$ 衰变模式被 4 体相空间严重压低，于是圈图过程 $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ 很可能成为主要衰变模式

对于 $m_{\tilde{\chi}_1^0} + m_c < m_{\tilde{t}_1} < m_{\tilde{\chi}_1^0} + m_b + m_W$ 参数区域，我们假设 $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ (100%)



LHC 搜寻道: monojet + \cancel{E}_T

标准模型背景: $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu}) + \text{jets}$, $W(\rightarrow \ell\nu) + \text{jets}$, ...

$\tilde{t}_1 - \tilde{\chi}_1^0$ 共湮灭图像: $\tilde{t}_1 \rightarrow c \tilde{\chi}_1^0$

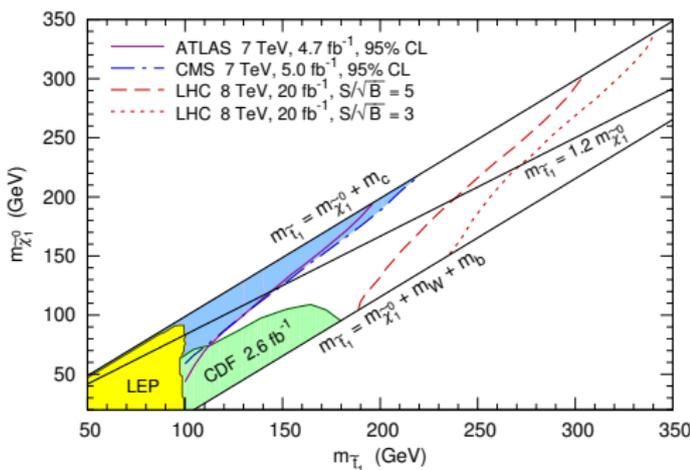
$\sqrt{s} = 7$ TeV 时, 利用 ATLAS 和 CMS 合作组在 monojet + \cancel{E}_T 搜寻道的 $\sim 5 \text{ fb}^{-1}$ 数据分析结果, 我们模拟了信号产生过程, 给出对“共湮灭区域” ($m_{\tilde{t}_1} < 1.2 m_{\tilde{\chi}_1^0}$) 的限制:

$$m_{\tilde{t}_1} \gtrsim 150 - 220 \text{ GeV (95\% CL)}$$

接着, 我们通过模拟估算在 $\sqrt{s} = 8$ TeV 的 LHC 上采集 20 fb^{-1} 数据的实验灵敏度, 将筛选条件取为:

$\cancel{E}_T > 300$ GeV; 领头 jet 满足 $p_T > 150$ GeV 和 $|\eta| < 2.4$; $p_T > 50$ GeV 的 jet 不能超过 2 个; $\Delta\phi(j_1, j_2) < 2.5$; 没有孤立轻子

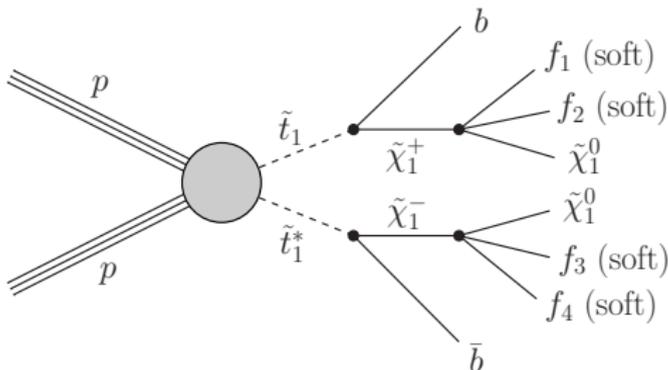
⇒ 可以探索到 $m_{\tilde{t}_1} \gtrsim 270 - 340$ GeV (3σ 灵敏度)



$\tilde{\chi}_1^\pm - \tilde{\chi}_1^0$ 共湮灭图像

在此图像中，假设 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 是 NLSP，且 $m_{\tilde{\chi}_1^0} \sim m_{\tilde{\chi}_1^\pm} < m_{\tilde{t}_1}$ ， $\tilde{\chi}_1^\pm$ 的 2 体衰变道 (如 $\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow W^+ \tilde{\chi}_1^0$ 和 $\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \nu_\tau \tilde{\tau}_1$ 等) 在运动学上被禁止， $\tilde{\chi}_1^\pm$ 主要通过 3 体过程衰变到 $\tilde{\chi}_1^0$ 及两个轻子或夸克

我们固定 $(m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0})/m_{\tilde{\chi}_1^0} = 10\%$ ，对于 $m_b + m_{\tilde{\chi}_1^\pm} < m_{\tilde{t}_1} < m_{\tilde{\chi}_1^0} + m_t$ 区域，假设 $\tilde{t}_1 \rightarrow b \tilde{\chi}_1^\pm$ (100%) 和 $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow f f' \tilde{\chi}_1^0$ (100%)



LHC 搜寻道: 1-2 b -jets + \cancel{E}_T

标准模型背景: top pair, Z/W + heavy flavors, single top, ...

$\tilde{\chi}_1^\pm - \tilde{\chi}_1^0$ 共湮灭图像: $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$, $\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow ff'\tilde{\chi}_1^0$

$\sqrt{s} = 7$ TeV 时, LHC 限制来自:

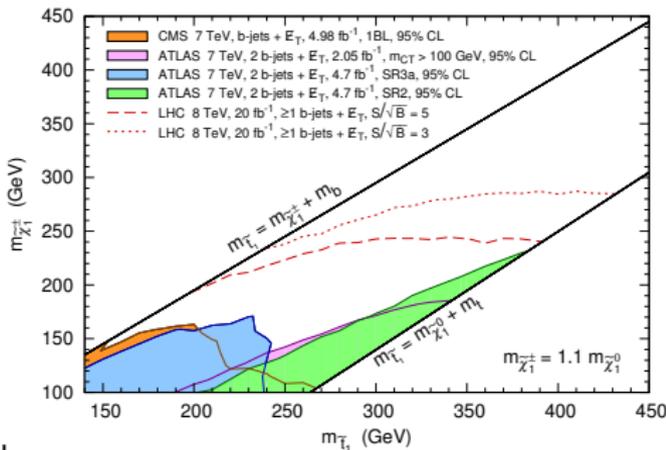
ATLAS, 2.05 fb^{-1} , $2b$ -jets + \cancel{E}_T 分析

ATLAS, 4.7 fb^{-1} , $2b$ -jets + \cancel{E}_T 分析

CMS, 4.98 fb^{-1} , b -jets + \cancel{E}_T 分析



至多排除到 $m_{\tilde{t}_1} \simeq 380 \text{ GeV}$ (95% CL)



$\sqrt{s} = 8$ TeV, 20 fb^{-1} 数据量 LHC 模拟:

没有孤立轻子; $\cancel{E}_T > 200 \text{ GeV}$; $H_T > 300 \text{ GeV}$;

$n_{\text{jet}} \geq 3$ ($p_T > 60 \text{ GeV}$); $n_{b\text{-jet}} \geq 1$ ($p_T > 30 \text{ GeV}$);

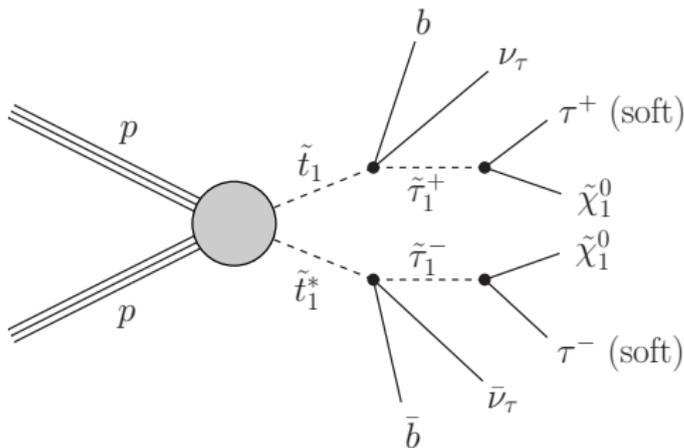
$\Delta\phi(j_{1,2,3}, \cancel{E}_T) > 0.4$; $m_{jjj} \notin (130, 200) \text{ GeV}$

⇒ 至多探索到 $m_{\tilde{t}_1} \simeq 430 \text{ GeV}$ (3σ 灵敏度)

$\tilde{\tau}_1 - \tilde{\chi}_1^0$ 共湮灭图像

在此图像中，假设 $\tilde{\tau}_1$ 是 NLSP，且 $m_{\tilde{\chi}_1^0} \sim m_{\tilde{\tau}_1} < m_{\tilde{t}_1}$

我们固定 $(m_{\tilde{\tau}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0})/m_{\tilde{\chi}_1^0} = 10\%$ ，对于 $m_b + m_{\tilde{\tau}_1} < m_{\tilde{t}_1} < m_{\tilde{\chi}_1^0} + m_t$ 区域，假设 $\tilde{t}_1 \rightarrow b \tilde{\tau}_1^+ \nu_\tau$ (100%) 和 $\tilde{\tau}_1^\pm \rightarrow \tau^\pm \tilde{\chi}_1^0$ (100%)



LHC 搜寻道: 1-2 b -jets + \cancel{E}_T (与 $\tilde{\chi}_1^\pm - \tilde{\chi}_1^0$ 共湮灭图像相同)

$\tilde{\tau}_1 - \tilde{\chi}_1^0$ 共湮灭图像: $\tilde{t}_1 \rightarrow b \tilde{\tau}_1^+ \nu_\tau$, $\tilde{\tau}_1^+ \rightarrow \tau^+ \tilde{\chi}_1^0$

$\sqrt{s} = 7$ TeV 时, LHC 限制来自:

ATLAS, 4.7 fb^{-1} , $2b\text{-jets} + \cancel{E}_T$ 分析

CMS, 4.98 fb^{-1} , $b\text{-jets} + \cancel{E}_T$ 分析



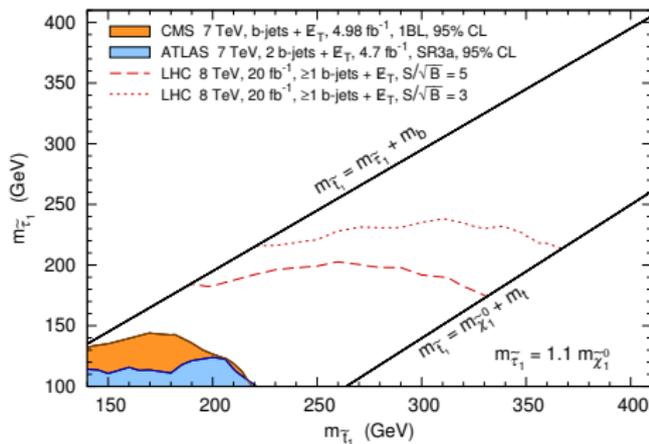
至多排除到 $m_{\tilde{\tau}_1} \simeq 220 \text{ GeV}$ (95% CL)

$\sqrt{s} = 8$ TeV, 20 fb^{-1} 数据量 LHC 模拟:

采用的事例筛选条件与 $\tilde{\chi}_1^\pm - \tilde{\chi}_1^0$ 共湮灭图像相同

(末态中微子较多, 使得 b 夸克偏软, \cancel{E}_T 偏小)

⇒ 至多探索到 $m_{\tilde{\tau}_1} \simeq 370 \text{ GeV}$ (3σ 灵敏度)



银心 GeV 连续谱超出

银心区域暗物质密度很大，一直受到间接探测实验的重点关注。不过，银心附近天体物理环境比较复杂，伽马射线源较多，通过伽马射线连续谱来寻找暗物质信号并不容易。

银心 GeV 连续谱超出

银心区域暗物质密度很大，一直受到间接探测实验的重点关注。不过，银心附近天体物理环境比较复杂，伽马射线源较多，通过伽马射线连续谱来寻找暗物质信号并不容易。

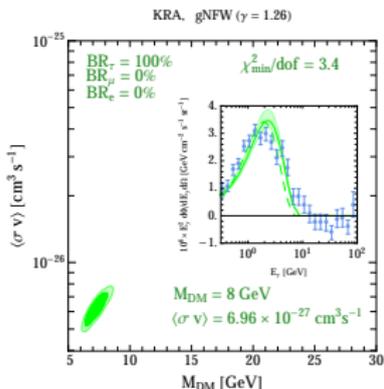
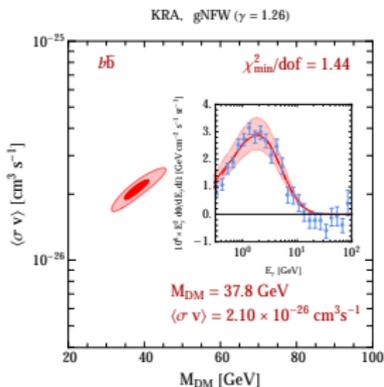
自 2009 年以来，一些研究组发现，在银心区域的 Fermi-LAT 伽马射线数据中，扣除已知天体物理背景之后，存在着显著性很高的**连续谱超出信号**，峰值在 GeV 附近，而且信号的空间分布与 NFW 暗物质密度分布的平方类似。

若用暗物质粒子湮灭到 $b\bar{b}$ 解释，需要

$$m_\chi \simeq 30 - 40 \text{ GeV}, \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle \sim 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

若用暗物质粒子湮灭到 $\tau^+\tau^-$ 解释，需要

$$m_\chi \sim 9 \text{ GeV}, \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle \sim 5 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$



[Cirelli et al., arXiv:1407.2173]

τ portal 暗物质简化模型

我们研究一类 τ portal 暗物质简化模型，用暗物质粒子 χ 湮灭到 $\tau^+\tau^-$ 来解释银心 GeV 超出信号，然后讨论在 LHC 上如何验证这个解释

τ portal 暗物质简化模型

我们研究一类 τ portal 暗物质简化模型，用暗物质粒子 χ 湮灭到 $\tau^+\tau^-$ 来解释银心 GeV 超出信号，然后讨论在 LHC 上如何验证这个解释

假设有一个中介粒子，与右手 τ 子的相加性量子数相同，考虑两种情形：

- χ 是自旋为 1/2 的费米子，中介粒子自旋为 0，记作 ϕ
- χ 是自旋为 0 的标量粒子，中介粒子自旋为 1/2，记作 ψ

对于费米子暗物质的情形，讨论两个模型 DFDM 和 MFDM，其中 χ 分别为 Dirac 费米子和 Majorana 费米子，通过 Yukawa 耦合与右手 τ 子相互作用：

$$\mathcal{L}_\phi = \lambda\phi\bar{\tau}_R\chi_L + \text{h.c.}$$

对于标量暗物质的情形，讨论两个模型 CSDM 和 RSDM，其中 χ 分别为复标量粒子和实标量粒子，也通过 Yukawa 耦合与右手 τ 子相互作用：

$$\mathcal{L}_\psi = \kappa\chi\bar{\tau}_R\psi_L + \text{h.c.}$$

低速极限下暗物质湮灭到 $\tau^+\tau^-$ 的截面

DFDM 模型:

$$\frac{1}{2} \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle = \frac{\lambda^4 m_\chi^2 \beta_\tau}{64\pi(m_\phi^2 + m_\chi^2 - m_\tau^2)^2} \simeq 5 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \left(\frac{m_\chi}{9.4 \text{ GeV}} \right)^2 \left(\frac{\lambda}{m_\phi/179 \text{ GeV}} \right)^4$$

MFDM 模型:

$$\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle = \frac{\lambda^4 m_\tau^2 \beta_\tau}{32\pi(m_\phi^2 + m_\chi^2 - m_\tau^2)^2} \simeq 5 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \left(\frac{\lambda}{m_\phi/93 \text{ GeV}} \right)^4$$

CSDM 模型:

$$\frac{1}{2} \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle = \frac{\kappa^4 m_\tau^2 \beta_\tau^3}{32\pi(m_\psi^2 + m_\chi^2 - m_\tau^2)^2} \simeq 5 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \left(\frac{\kappa}{m_\psi/93 \text{ GeV}} \right)^4$$

RSDM 模型:

$$\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle = \frac{\kappa^4 m_\tau^2 \beta_\tau^3}{4\pi(m_\psi^2 + m_\chi^2 - m_\tau^2)^2} \simeq 5 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \left(\frac{\kappa}{m_\psi/156 \text{ GeV}} \right)^4$$

$(\beta_\tau \equiv \sqrt{1 - m_\tau^2/m_\chi^2}, \text{ 近似结果对应于 } m_\tau \ll m_\chi \ll m_\phi, m_\psi)$

低速极限下暗物质湮灭到 $\tau^+\tau^-$ 的截面

DFDM 模型:

$$\frac{1}{2} \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle = \frac{\lambda^4 m_\chi^2 \beta_\tau}{64\pi(m_\phi^2 + m_\chi^2 - m_\tau^2)^2} \simeq 5 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \left(\frac{m_\chi}{9.4 \text{ GeV}} \right)^2 \left(\frac{\lambda}{m_\phi/179 \text{ GeV}} \right)^4$$

MFDM 模型: 螺旋度压低

$$\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle = \frac{\lambda^4 (m_\tau^2) \beta_\tau}{32\pi(m_\phi^2 + m_\chi^2 - m_\tau^2)^2} \simeq 5 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \left(\frac{\lambda}{m_\phi/93 \text{ GeV}} \right)^4$$

CSDM 模型: 螺旋度压低

$$\frac{1}{2} \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle = \frac{\kappa^4 (m_\tau^2) \beta_\tau^3}{32\pi(m_\psi^2 + m_\chi^2 - m_\tau^2)^2} \simeq 5 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \left(\frac{\kappa}{m_\psi/93 \text{ GeV}} \right)^4$$

RSDM 模型: 螺旋度压低

$$\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle = \frac{\kappa^4 (m_\tau^2) \beta_\tau^3}{4\pi(m_\psi^2 + m_\chi^2 - m_\tau^2)^2} \simeq 5 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \left(\frac{\kappa}{m_\psi/156 \text{ GeV}} \right)^4$$

$(\beta_\tau \equiv \sqrt{1 - m_\tau^2/m_\chi^2}, \text{ 近似结果对应于 } m_\tau \ll m_\chi \ll m_\phi, m_\psi)$

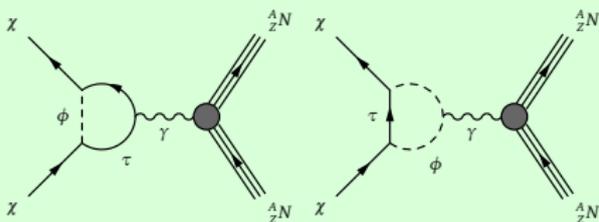
直接探测

DFDM 和 **CSDM** 模型中暗物质粒子与核子的自旋无关散射截面分别为

$$\sigma_{\chi N} = \frac{Z^2 e^2 B^2 \mu_{\chi N}^2}{\pi A^2} \quad \text{和} \quad \sigma_{\chi N} = \frac{Z^2 e^2 C^2 \mu_{\chi N}^2}{8\pi A^2}, \quad \mu_{\chi N} \equiv \frac{m_\chi m_N}{m_\chi + m_N}$$

形状因子 $B \simeq -\frac{\lambda^2 e}{64\pi^2 m_\phi^2} \left[\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \ln\left(\frac{m_\tau^2}{m_\phi^2}\right) \right]$ 匹配 $[\bar{\chi}\gamma^\mu(1-\gamma_5)\partial^\nu\chi + \text{h.c.}]F_{\mu\nu}$ 算符

形状因子 $C \simeq -\frac{\kappa^2 e}{16\pi^2 m_\psi^2} \left[1 + \frac{2}{3} \ln\left(\frac{m_\tau^2}{m_\psi^2}\right) \right]$ 匹配 $(\partial^\mu\chi)(\partial^\nu\chi^*)F_{\mu\nu}$ 算符



费米子暗物质与原子核散射

($\phi \leftrightarrow \psi$: 复标量暗物质与原子核散射)

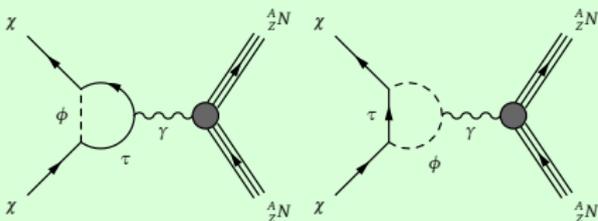
直接探测

DFDM 和 **CSDM** 模型中暗物质粒子与核子的自旋无关散射截面分别为

$$\sigma_{\chi N} = \frac{Z^2 e^2 B^2 \mu_{\chi N}^2}{\pi A^2} \quad \text{和} \quad \sigma_{\chi N} = \frac{Z^2 e^2 C^2 \mu_{\chi N}^2}{8\pi A^2}, \quad \mu_{\chi N} \equiv \frac{m_\chi m_N}{m_\chi + m_N}$$

形状因子 $B \simeq -\frac{\lambda^2 e}{64\pi^2 m_\phi^2} \left[\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \ln\left(\frac{m_\tau^2}{m_\phi^2}\right) \right]$ 匹配 $[\bar{\chi}\gamma^\mu(1-\gamma_5)\partial^\nu\chi + \text{h.c.}]F_{\mu\nu}$ 算符

形状因子 $C \simeq -\frac{\kappa^2 e}{16\pi^2 m_\psi^2} \left[1 + \frac{2}{3} \ln\left(\frac{m_\tau^2}{m_\psi^2}\right) \right]$ 匹配 $(\partial^\mu\chi)(\partial^\nu\chi^*)F_{\mu\nu}$ 算符



费米子暗物质与原子核散射

($\phi \leftrightarrow \psi$: 复标量暗物质与原子核散射)

在 **MFDM** 模型中，领头阶贡献来自 anapole moment 算符

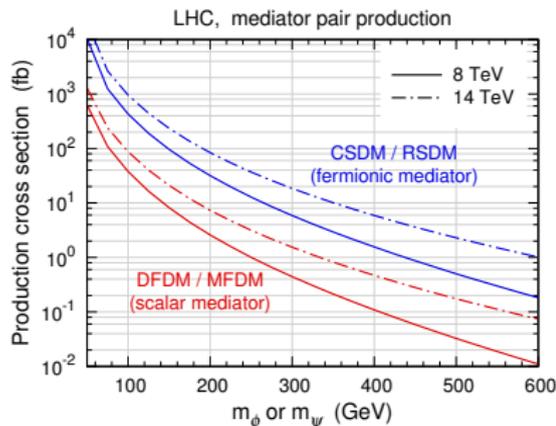
$$[-\bar{\chi}\gamma^\mu\gamma_5\partial^\nu\chi + \text{h.c.}]F_{\mu\nu}$$

在 **RSDM** 模型中，领头阶贡献来自交换 2 个虚光子的双圈图

不受实验限制

LHC 搜寻: $pp \rightarrow \phi\phi^*/\psi\bar{\psi} \rightarrow \tau^+\tau^-\chi\chi$

中介粒子 ϕ 和 ψ 带有弱超荷和电荷，可以通过 **Drell-Yan 过程 (交换 s 道 γ/Z)** 在对撞机上成对产生，然后衰变为 τ^\pm 和 χ



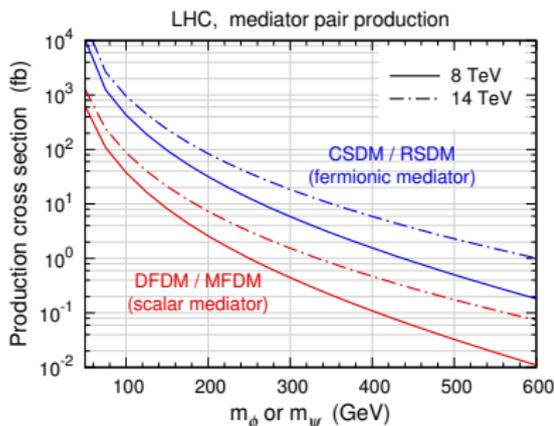
LHC 搜寻: $pp \rightarrow \phi\phi^*/\psi\bar{\psi} \rightarrow \tau^+\tau^-\chi\chi$

中介粒子 ϕ 和 ψ 带有弱超荷和电荷，可以通过 **Drell-Yan 过程** (交换 s 道 γ/Z) 在对撞机上成对产生，然后衰变为 τ^\pm 和 χ

τ 轻子衰变分支比：

$e\nu_e\nu_\tau$ 为 17.9%， $\mu\nu_\mu\nu_\tau$ 为 17.4%

强子模式总共 64.7%



强子衰变的 τ 子会形成 jet，在 LHC 上能通过 τ -tagging 技术将它重建出来：

$\sqrt{s} = 8$ TeV 时，采用 ATLAS **适中 (严格)** 的 τ -tagging 技术，

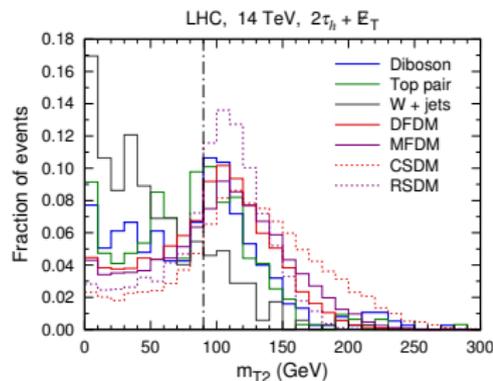
正确率约为 **60% (40%)**，QCD jet 误判率约为 **5% (2%)**

我们模拟信号并对比实验结果，发现 8 TeV LHC 数据**还不能限制这些模型**

下面研究 14 TeV LHC 的搜寻能力，假设采用**严格的** τ -tagging 技术

14 TeV LHC 搜寻: $pp \rightarrow \phi\phi^*/\psi\bar{\psi} \rightarrow \tau^+\tau^-\chi\chi$

$2\tau_h + \cancel{E}_T$ 搜寻道: 要求有 2 个异号 τ_h ; 没有其它粒子; $m_{T2} > 90$ GeV



信号基准点:

DFDM 模型

$m_\phi = 225$ GeV

MFDM 模型

$m_\phi = 250$ GeV

CSDM 模型

$m_\psi = 300$ GeV

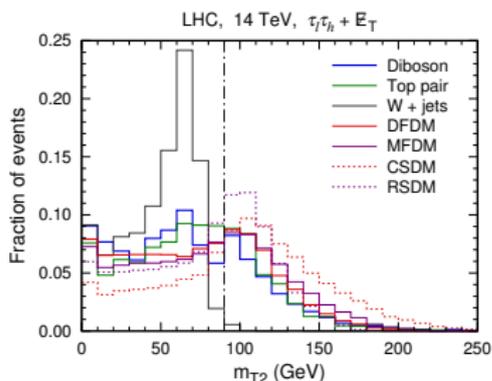
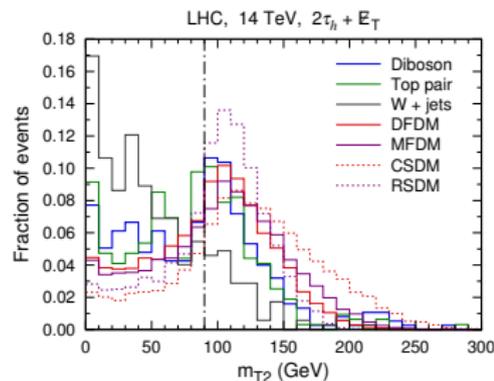
RSDM 模型

$m_\psi = 200$ GeV

14 TeV LHC 搜寻: $pp \rightarrow \phi\phi^*/\psi\bar{\psi} \rightarrow \tau^+\tau^-\chi\chi$

$2\tau_h + \cancel{E}_T$ 搜寻道: 要求有 2 个异号 τ_h ; 没有其它粒子; $m_{T2} > 90$ GeV

$\tau_\ell\tau_h + \cancel{E}_T$ 搜寻道: 要求有 1 个 τ_h 和 1 个 ℓ , 符号相反; 没有其它粒子; $m_{T2} > 90$ GeV



信号基准点:

DFDM 模型

$m_\phi = 225$ GeV

MFDM 模型

$m_\phi = 250$ GeV

CSMD 模型

$m_\psi = 300$ GeV

RSDM 模型

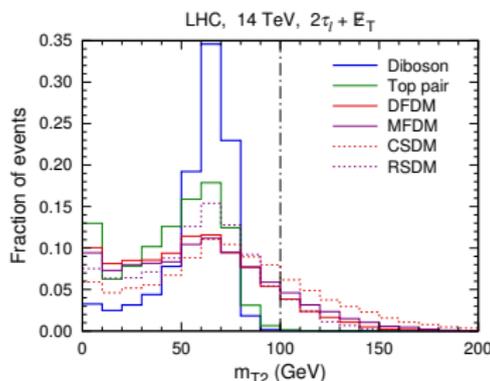
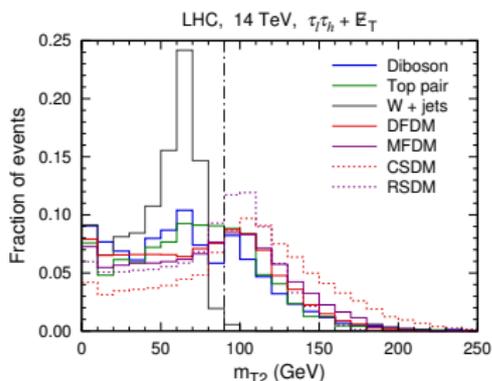
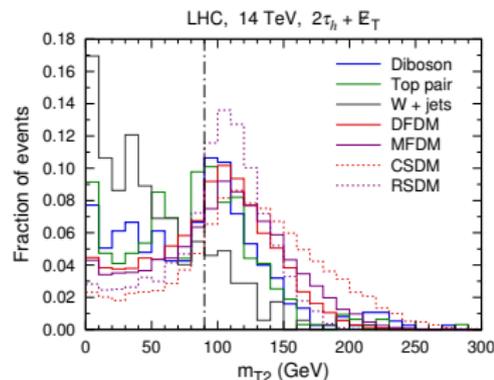
$m_\psi = 200$ GeV

14 TeV LHC 搜寻: $pp \rightarrow \phi\phi^*/\psi\bar{\psi} \rightarrow \tau^+\tau^-\chi\chi$

$2\tau_h + \cancel{E}_T$ 搜寻道: 要求有 2 个异号 τ_h ; 没有其它粒子; $m_{T2} > 90$ GeV

$\tau_\ell\tau_h + \cancel{E}_T$ 搜寻道: 要求有 1 个 τ_h 和 1 个 ℓ , 符号相反; 没有其它粒子; $m_{T2} > 90$ GeV

$2\tau_\ell + \cancel{E}_T$ 搜寻道: 要求有 2 个异号 ℓ , 如果同味, 要求 $|m_{\ell\ell} - m_Z| > 10$ GeV; 没有其它粒子; $m_{T2} > 100$ GeV



信号基准点:

DFDM 模型

$m_\phi = 225$ GeV

MFDM 模型

$m_\phi = 250$ GeV

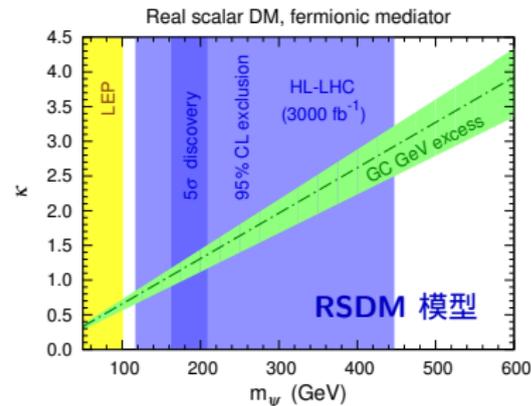
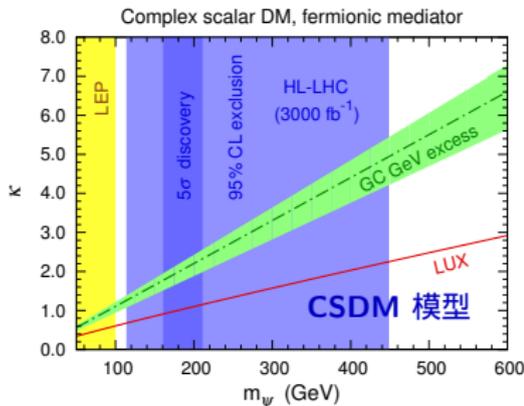
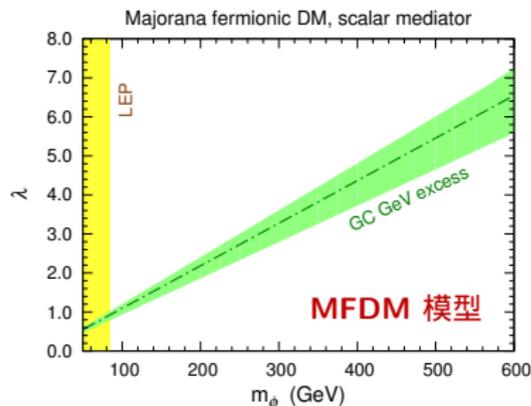
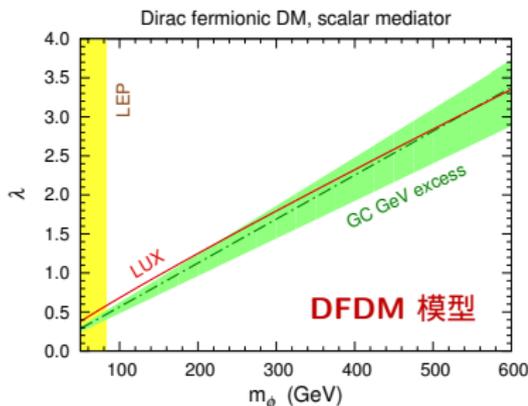
CSDM 模型

$m_\psi = 300$ GeV

RSDM 模型

$m_\psi = 200$ GeV

综合结果



LHC monojet + \cancel{E}_T 搜寻道

在 LHC 上产生暗物质粒子对的同时, 为了重建出 \cancel{E}_T 信号, 可以要求有一个来自初态辐射的部分子与之伴随产生, 形成 **monojet + \cancel{E}_T 信号**。

在**有效场论框架**下, 用**有效算符**描述暗物质粒子与夸克的相互作用, 可以很方便地比较对撞机搜寻结果与其它探测实验结果。7 TeV 和 8 TeV 的 LHC 运行数据为暗物质相互作用设置了排除限。

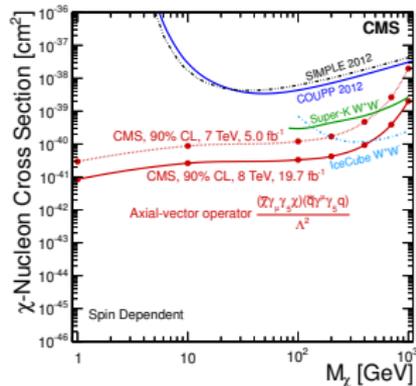
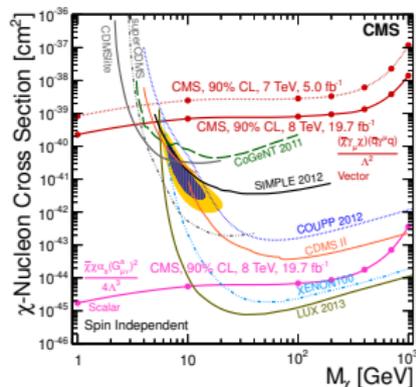
LHC monojet + \cancel{E}_T 搜寻道

在 LHC 上产生暗物质粒子对的同时, 为了重建出 \cancel{E}_T 信号, 可以要求有一个来自初态辐射的部分子与之伴随产生, 形成 **monojet + \cancel{E}_T** 信号。

在**有效场论框架**下, 用**有效算符**描述暗物质粒子与夸克的相互作用, 可以很方便地比较对撞机搜寻结果与其它探测实验结果。7 TeV 和 8 TeV 的 LHC 运行数据为暗物质相互作用设置了排除限。

右上图对应于**自旋无关**散射截面, 对于 $\bar{\chi}\gamma_\mu\chi\bar{q}\gamma^\mu q$ 算符, LHC 的排除能力只有在 m_χ 小于几个 GeV 时才能够胜过直接探测实验。

右下图对应于**自旋相关**散射截面, 直接探测实验灵敏度比较低, 对于 $\bar{\chi}\gamma_\mu\gamma_5\chi\bar{q}\gamma^\mu\gamma_5q$ 算符, LHC 的排除能力要比直接探测实验强得多。



[CMS coll., arXiv:1408.3583]

Z' portal 暗物质简化模型

有效场论的适用范围有限，当相互作用过程的动量转移足够大，可与中介粒子质量比拟，甚至超过中介粒子质量时，有效场论就失效了

为此，更合理而又简单的方式是研究简化模型，此处我们讨论一类 **Z' portal 暗物质简化模型**，假设中介粒子是自旋为 1 的中性粒子 Z'，考虑 3 种情况

- **FV 模型**：暗物质粒子是 **Dirac 费米子**，发生**矢量流耦合**

$$\mathcal{L}_{\text{FV}} = \sum_q g_q Z'_\mu \bar{q} \gamma^\mu q + g_\chi Z'_\mu \bar{\chi} \gamma^\mu \chi$$

- **FA 模型**：暗物质粒子是 **Dirac 费米子**，发生**轴矢量流耦合**

$$\mathcal{L}_{\text{FA}} = \sum_q g_q Z'_\mu \bar{q} \gamma^\mu \gamma_5 q + g_\chi Z'_\mu \bar{\chi} \gamma^\mu \gamma_5 \chi$$

- **SV 模型**：暗物质粒子是**复标量粒子**，发生**矢量流耦合**

$$\mathcal{L}_{\text{SV}} = \sum_q g_q Z'_\mu \bar{q} \gamma^\mu q + i g_\chi Z'_\mu [\chi^* \partial^\mu \chi - (\partial^\mu \chi^*) \chi]$$

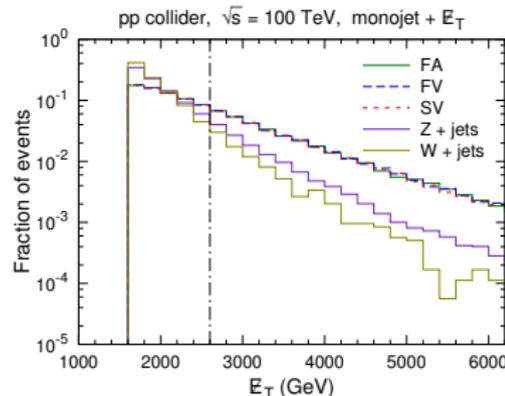
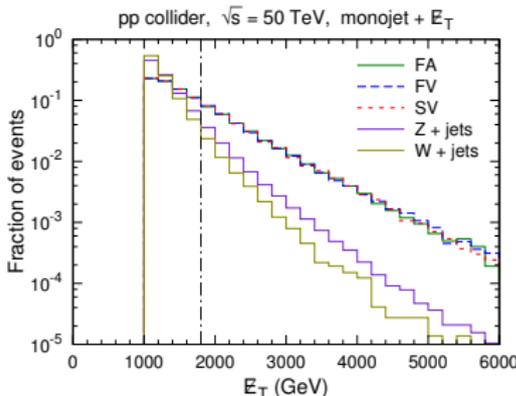
这部分工作属于 SppC pre-CDR，将对撞能量取为 33 TeV, 50 TeV 和 100 TeV

Monojet + \cancel{E}_T 搜寻事例筛选条件

暗物质产生信号: $pp \rightarrow Z'^{(*)}(\rightarrow \chi\bar{\chi}/\chi\chi^*) + \text{jets}$

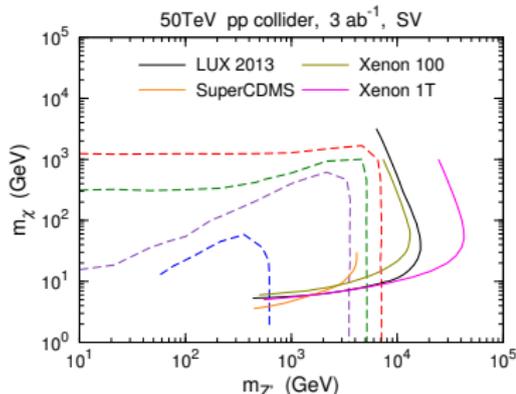
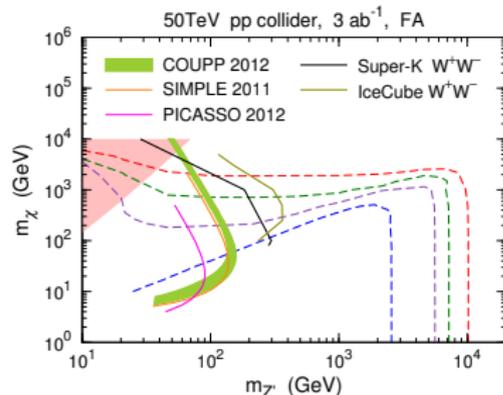
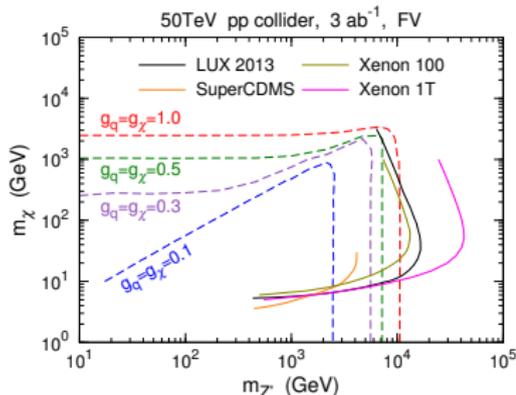
主要标准模型背景: $pp \rightarrow Z(\rightarrow \nu\bar{\nu}) + \text{jets}$, $pp \rightarrow W(\rightarrow l\nu) + \text{jets}$

- 要求末态中至少有 1 个高能 jet, 对于 $\sqrt{s} = 33/50/100$ TeV, 要求领头 jet j_1 满足 $|\eta(j_1)| < 2.4$ 和 $p_T(j_1) > 1.6/1.8/2.6$ TeV, $\cancel{E}_T > 1.6/1.8/2.6$ TeV
- $p_T > 100$ GeV 且 $|\eta| < 4$ 的 jet 不能超过 2 个, 第 2 个 jet j_2 是允许的, 只要它满足 $\Delta\phi(j_1, j_2) < 2.5$
- 不能含有 $p_T > 20$ GeV 且 $|\eta| < 2.5$ 的孤立电子、 μ 子、 τ_h 和光子



信号基准点:
 $m_\chi = 1$ TeV
 $m_{Z'} = 5$ TeV
 $g_q = g_\chi = 0.1$

SppC 预期排除能力 (90% 置信度) 与直接探测实验排除限



虚线为对撞机预期排除限

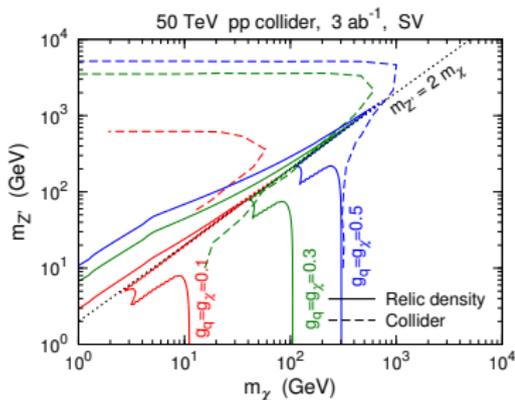
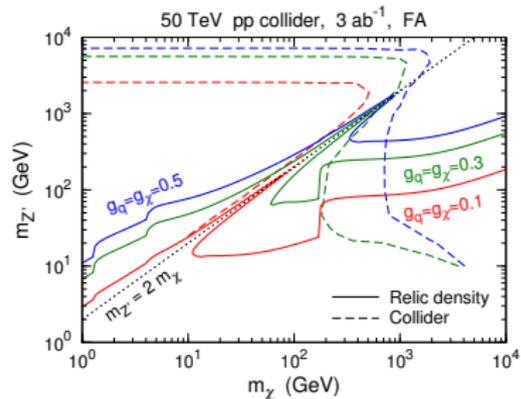
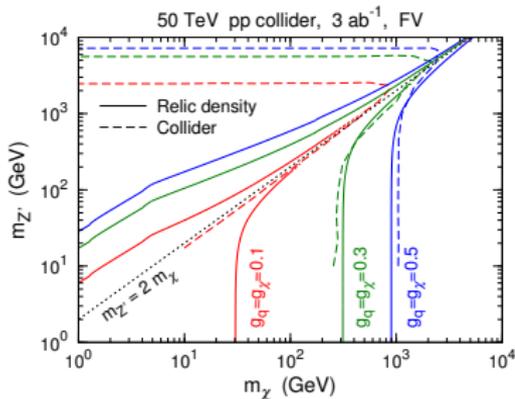
实线为直接探测排除限，对应于

$$g_q = g_\chi = 0.5$$

淡红色区域破坏么正性，对应于

$$g_q = g_\chi = 1$$

SppC 预期排除能力 (90% 置信度) 与暗物质遗留密度



虚线为对撞机预期排除限

实线对应于暗物质遗留密度观测值

总结

在以上工作中，我们主要研究对撞机上的暗物质唯象学。由于对撞机上的探测器不能探测暗物质粒子，暗物质产生过程表现为“**丢失能量**”信号。通过蒙特卡洛模拟，我们考查了对撞机搜寻暗物质的灵敏度，并与直接和间接探测实验的灵敏度比较。

- (1) 在**有效算符**框架下，我们研究了未来正负电子对撞机上 **monophoton** 和 **mono-Z** 搜寻道的灵敏度。我们发现，采用适当的**极化束流**可以非常有效地提高灵敏度。如果对撞能量达到 1 TeV 或 3 TeV, monophoton 搜寻道可以检验 Fermi-LAT 数据中的**银心线谱疑似信号**。
- (2) 在**超对称模型**中，通过**共湮灭效应**能够提高暗物质候选粒子 $\tilde{\chi}_1^0$ 的有效湮灭截面，从而得出正确的暗物质遗留密度。我们考虑了 3 种可能的共湮灭图像，并讨论它们对 LHC 搜寻**标量顶夸克** \tilde{t}_1 的影响。在这些图像中，LHC 对 \tilde{t}_1 的限制要比一般情况弱。

总结

在以上工作中，我们主要研究对撞机上的暗物质唯象学。由于对撞机上的探测器不能探测暗物质粒子，暗物质产生过程表现为“**丢失能量**”信号。通过蒙特卡洛模拟，我们考查了对撞机搜寻暗物质的灵敏度，并与直接和间接探测实验的灵敏度比较。

- (3) 在一类 τ portal 暗物质简化模型中，我们用暗物质湮灭到 $\tau^+\tau^-$ 来解释 Fermi-LAT 数据中的**银心 GeV 连续谱疑似超出信号**。在 LHC 上，可以通过 $2\tau_h + \cancel{E}_T$, $\tau_\ell\tau_h + \cancel{E}_T$ 和 $2\tau_\ell + \cancel{E}_T$ 这三个搜寻道来寻找模型里中介粒子的产生过程。我们发现，对于以费米子为中介粒子的模型，LHC 有能力检验这种解释。
- (4) 作为 **SppC pre-CDR** 的一部分，通过 **monojet + \cancel{E}_T** 搜寻道，我们研究了对撞能量分别为 33, 50 和 100 TeV 的未来 pp 对撞机对 3 种 Z' portal 暗物质简化模型的探测能力。对撞机搜寻灵敏度在一些情况下能够胜过直接探测，也有可能探索遗留密度观测值允许的大部分参数空间。

谢谢大家!