

密级: _____



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

银心伽马射线超出的超对称解释和在LHC二期上的探测

作者姓名: _____ 吴培文

指导教师: _____ 杨金民 研究员

中国科学院理论物理研究所

学位类别: _____ 理学博士

学科专业: _____ 理论物理

培养单位: _____ 中国科学院理论物理研究所

2015年5月

**SUSY explanation of the Fermi Galactic Center Excess and
its test at LHC Run-II**

Peiwen Wu

**A Dissertation Submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
In partial fulfillment of the requirement
For the degree of
Ph.D. of Theoretical Physics**

**Institute of Theoretical Physics
Chinese Academy of Sciences**

May, 2015

摘 要

2012年7月欧洲大型强子对撞机LHC的两个实验组ATLAS和CMS同时宣布发现了一个新粒子。后来的分析表明，这非常可能是标准模型（SM）预言的Higgs boson。如果它确实是SM Higgs boson，那么标准模型预言的所有粒子都已经被发现。但是标准模型并不是完美的。宇宙学观测表明宇宙中物质成分的约85%都是非重子性的又暗又冷的物质，即暗物质。而标准模型却不能为此提供合适的解释。

现在基本上有三类暗物质探测实验：直接探测、间接探测和粒子加速器。间接探测是指暗物质通过相互之间作用把自身的能量转化为其它粒子，包括伽马射线、中微子以及带电粒子。由于引力作用，大量的暗物质会聚集在星系中心区域。最近有研究组在分析了银河系中心附近的伽马射线辐射后发现，在天文物理背景之上存在超出，并且呈现出延展弥散的球对称分布。这个超出的峰值在能谱上处于几个GeV的位置，并且在很宽能谱范围上与暗物质湮灭的特征相符。之后Fermi实验组做的分析也初步支持这个结论。

在本文中，我们在超对称框架下讨论用暗物质湮灭来解释银心伽马射线超出（GCE）。我们基于次最小超对称NMSSM，在考虑了众多实验限制后，寻找能够同时解释暗物质残留丰度 Ωh^2 和GCE的参数区域。我们的主要结论包括：

- 一对singlino成分为主的neutralino暗物质，质量在30 ~ 40 GeV之间，通过赝标量 a_1 传播的s-channel湮灭到 $b\bar{b}$ ，利用合适的共振可以得到所需要的湮灭截面，从而能够解释GCE。
- 当 $2m_\chi/m_{a_1}$ 偏离完全共振1.0比较远时，为了得到正确的 Ωh^2 ，早期宇宙热退耦时需要Z波色子在s-channel传播的湮灭贡献来补充。这要求higgsino质量参数 μ 不能太大，上限在350 GeV左右。
- 相关参数空间可以在暗物质直接探测实验的自旋相关(SD)散射中有明显效应。尽管当下LUX实验很难给出限制，但是未来的XENON-1T和LUX-ZEPLIN实验将有能力探测大部分参数区域。

- 可以通过 $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^\pm \tilde{\chi}_j^0 \rightarrow 2\tilde{\chi}_1^0 W^\pm Z \rightarrow 3\ell + E_T^{miss}$ 产生的三轻子信号在14-TeV LHC 上探测相关参数空间。大部分（全部）样本点可以在95%置信度上使用100(200) fb^{-1} 积分亮度的数据来排除。此外，部分样本点也可以在HL-LHC 上使用3000 fb^{-1} 的数据来发现。

关键词： 超对称，暗物质，银心伽马射线超出，探测器模拟

Abstract

On July 2012, both the ATLAS and CMS experiments at LHC announced a discovery of a new particle, which was later shown to be very like the Higgs boson predicted in the Standard Model (SM). If it indeed is the SM Higgs boson, then all particles predicted in SM have been discovered. However, SM is not perfect. It not only contains some theoretical problems, but also fails to explain some cosmological observations. Many cosmological and astrophysical observations have shown that about 85% of the matter content in the Universe is non-baryonic, cold and dark, which is called Dark Matter (DM) and cannot be explained by SM.

There are basically three current methods of detecting the DM: direct detection, indirect detection and collider production. The indirect detection is based on the idea that DM in today's Universe, through annihilation with each other, convert their nearly rest self-energy into other particles including gamma-rays, neutrinos and charged cosmic rays. Due to the gravitational effect, a large amount of DM will concentrate around the center of the galaxies. Recently, several groups analyzed the gamma-ray data from the region around the Galactic Center and found a diffuse extended excess above the astrophysical background, which was later confirmed by Fermi Collaboration's analysis on a similar sky region. The gamma-ray energy spectrum of this excess peaks around several GeVs and is consistent with DM annihilation in a broad range.

In this paper, we explore the explanation of this Fermi Galactic Center Excess (GCE) in the Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model (NMSSM). We systematically consider various experimental constraints and search for proper parameter space which can explain the DM relic density and GCE simultaneously. Our conclusions include:

- The GCE can be explained by the pair annihilation of singlino-like neutralino DM around $30 \sim 40$ GeV, through the s -channel $\chi\chi \rightarrow a_1^* \rightarrow b\bar{b}$ near the resonance region $2m_\chi/m_{a_1} \sim 1$;
- When $2m_\chi/m_{a_1}$ moderately deviates from the resonance, in order to produce the

measured relic density, a sizable Z boson contribution to the DM annihilation in the early universe must be present, resulting in the higgsino mass μ upper bounded by about 350 GeV;

- Although the current experimental bounds on DM-nucleon Spin Dependent (S-D) scattering cross section σ_p^{SD} is less stringent than the Spin Independent (SI) results, the future XENON-1T and LZ data may be capable of testing most parts of the GCE-favored parameter region;
- Detailed simulations on the 3-lepton signal from neutralino/chargino associated production $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^\pm \tilde{\chi}_j^0 \rightarrow 2\tilde{\chi}_1^0 W^\pm Z \rightarrow 3\ell + E_T^{\text{miss}}$ at 14-TeV LHC indicate that the surviving samples can be mostly (completely) excluded at 95% C.L. with an integrated luminosity of 100 (200) fb^{-1} , or a large portion of them may be discovered with an integrated luminosity of 3000 fb^{-1} at HL-LHC.

Keywords: Supersymmetry, Dark Matter, Galactic Center Excess, detector simulation

目 录

摘要	i
Abstract	iii
目录	v
第一章 引言：暗物质是研究新物理的入口	1
第二章 超对称简介	5
2.1 自然性问题	5
2.2 超对称的一般性质	7
2.3 最小超对称：MSSM	9
2.3.1 MSSM的Higgs部分	12
2.3.2 MSSM的neutralino/chargino部分	14
2.4 次最小超对称：NMSSM	15
第三章 银心伽马射线超出(1)：理论分析和选取方案	19
3.1 天文学背景	19
3.2 暗物质湮灭产生的伽马射线谱	21
3.3 简单模型的拟合结果以及受到的限制	23
3.4 SUSY中轻暗物质的湮灭方式	29
3.5 暗物质湮灭截面的热力学平均	31
3.6 热褪偶时Z波色子对湮灭的贡献	32
3.7 选取一个合适的模型方案	33
第四章 银心伽马射线超出(2)：数值分析和对撞机模拟	37
4.1 参数扫描	37

4.2	样本点的性质分析	39
4.3	14-TeV LHC上的3-lepton信号模拟	44
4.3.1	事例重构和预筛选	45
4.3.2	信号区域的选择	47
4.3.3	3-lepton信号的模拟结果	49
第五章	总结	51
	参考文献	53
	简历	63
	发表文章目录	65
	致谢	67

表 格

2.1	MSSM中的矢量超场, 以及其中的粒子成分和量子数[104]。	9
2.2	MSSM中的手征超场, 以及其中的粒子成分和量子数[104]。	10
3.1	[96]中考虑了背景模板中的系统性不确定度后, 不同湮灭末态的拟合结果。	28
3.2	Majorana暗物质在 <i>s</i> -channel湮灭时的量子数关系。	28
3.3	NMSSM中的四种候选方案。	34
4.1	对于文献[117]中6个信号区域以及本文中新添加的SRZd区域, 施加上cut后标准模型背景在14-TeV LHC上预期的剩余截面。	39
4.2	II-S, II-B和I-B方案的Benchmark样本点。这里的具有质量量纲的物理量省略了单位GeV, 而暗物质湮灭截面单位是 cm^3/s , 暗物质直接探测试验中的散射截面单位是pb。	40
4.3	Z-depleted区域的探测器变量要求。	48
4.4	Z-enriched域的探测器变量要求。	48

插 图

1.1	暗物质直接探测实验的现状[54]。	2
2.1	标准模型中Higgs质量受到的来自于fermion和scalar的单圈阶修正[104]。	5
3.1	[84]中展示的GCE能谱以及与暗物质湮灭产生的能谱。带有误差区间的离散点是扣除背景后留下的超出，而连续曲线是简单暗物质模型给出的能谱。	20
3.2	a,b,c,d曲线代表了Fermi考虑了4个不同背景模板后，得到的各自最佳拟合谱。带有误差区间的是[85]中分析得到的GCE谱形状。 ..	21
3.3	[84]中不同湮灭末态关于暗物质质量和湮灭截面的拟合结果，末态包括 $b\bar{b}$, $c\bar{c}$, $s\bar{s}$ 和 $u\bar{u}, d\bar{d}$ 。	24
3.4	[85]中得到的GCE谱形状。带有误差区间的离散点为扣除完背景后的残留GCE谱，既含有统计误差，也有内部相互关联的系统误差。不同曲线代表不同的理论谱模型，包括暗物质湮灭到 $b\bar{b}, \tau^+\tau^-$ 的能谱，以及broken power-law和带有指数因子截断的power-law。	25
3.5	[96]中考虑了背景模板中的系统性不确定度后，不同湮灭末态对于暗物质质量和湮灭截面的拟合结果。三个contour分别代表1, 2, 3 σ 范围。	26
3.6	[101]中反质子和微波信号的观测对暗物质湮灭截面的限制，以及与[84]中拟合结果的比较。上图：PAMELA的反质子数据给出的限制，蓝色/青色/棕色分别对应暗物质湮灭到 $b\bar{b}, c\bar{c}, q\bar{q}$ 的截面上限，实线（虚线）对应公式3.7中暗物质分布inner slope $\gamma = 1.04(1.26)$ 。青色水平线表示在热退耦时暗物质湮灭的经典值 $3.0 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ ；下图：微波信号给出的限制，相比于上图增加了针对 $\tau^+\tau^-$ 末态的分析结果，并且[84]的拟合结果也画在了图中。	27

3.7	矮星系观测对暗物质 $b\bar{b}$ 末态的湮灭截面的限制[100]。蓝色实线代表Fermi Pass 8的最新数据，黑色实线代表之前Pass 7的结果。绿色（黄色）区间分别对应预期的1(2) σ 范围。黑色水平虚线表示在热退耦时暗物质湮灭的经典值 $3.0 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ 。	29
3.8	暗物质通过sbottom在 t/u -channel的湮灭。	30
3.9	暗物质湮灭截面的热力学平均，其中红色（蓝色）对应 $2m_\chi/m_{a_1} > 1(< 1)$ 的情况。	32
4.1	随着质量比例 $2m_\chi/m_{a_1}$ 偏离共振峰， $y_{a_1\chi\chi}, y_{a_1b\bar{b}}$ 以及 $\langle\sigma v\rangle_{a_1, \text{FO}}$ 的变化情况。	41
4.2	随着质量比例 $2m_\chi/m_{a_1}$ 偏离共振峰， $\langle\sigma v\rangle_{a_1, \text{FO}}$ 和 $\Gamma_{Z, \text{inv}}$ 的变化情况。 ..	42
4.3	暗物质直接探测实验中暗物质与核子的自旋相关（SD）散射， t -channel传播子为Z玻色子。	42
4.4	mlsp-SD平面上II-S样本点所处的区域，以及一些直接探测实验现在给出的排除线或者未来的预期能力。	43
4.5	暗物质-核子的自旋无关（SI）散射， t -channel传播子为 h_1 。	44
4.6	chargino和neutralino的衰变方式。	45
4.7	对于II-S方案，14-TeV LHC在95%置信度上排除一个样本点所需要的积分亮度，或者在 5σ 置信度上能够用1000 (3000) fb^{-1} 数据发现的样本点。	50

第一章 引言：暗物质是研究新物理的入口

2012年在LHC上发现的新粒子是之前从未观测到过的物质形态[1, 2]：一个没有自旋的标量粒子，并且多方面性质都与标准模型（SM）预言的Higgs boson很相像。即使这个标量粒子确实是标准模型预言的Higgs，依然有很多未知的问题需要回答。例如，是什么机制决定了它与quark、lepton的耦合大小？这个机制与neutrino质量有什么关系？Higgs粒子是否与暗物质有耦合？Higgs粒子数量是一个还是多个？这个Higgs是基本粒子还是复合粒子？它与正粒子和反粒子的相互作用是否完全相同？因此，虽然现在标准模型预言的所有粒子都已经被发现，但是标准模型并不能回答这些更进一步的问题。

此外，标准模型对于一些天文学观测现象也不能给出解释。许多宇宙学观测表明宇宙中物质成分的约85%是非重子性的又暗又冷的物质，即暗物质（DM）。而标准模型却不能为此提供合适的粒子候选者。人们在新物理模型中提出了许多暗物质候选者，包括WIMP [3–18]，gravitino [19–26]，axion [27–31]，sterile neutrino [32–37]，asymmetric DM [38–45] 等，其中涉及到的粒子质量和相互作用强度跨越了多个数量级。当然，暗物质也有可能是由多个成分构成的。在上面多种可能性中，WIMP是一个很有希望的候选者。WIMP可以通过热褪偶机制来得到与实验观测相符的暗物质残留丰度 $\Omega h^2 \approx 0.11$ [46]，而且所需的WIMP与普通物质相互作用强度正好在电弱相互作用附近。尽管许多天文观测都证明暗物质与普通物质存在引力作用，但是暗物质其它类型的作用形式还没有被最终确认。除了在天文观测上继续寻找非引力作用特征的暗物质证据，现在基本上有三类暗物质探测实验：直接探测、间接探测和粒子加速器。

- 直接探测的原理是，既然暗物质一直在穿过普通物质，那么它就会偶尔与普通物质发生相互作用。一个典型的实验方式是WIMP与原子核碰撞产生的弹性反冲，相关实验包括DAMA/LIBRA [47]，CoGeNT [48, 49]，CRESST [50]和CDMS [51]。这些实验都曾经看到过疑似的反常事例，但是与另外一些实验结果不相容，例如Xenon [52] 和LUX [53]。现在直接探测的实验现状如图1.1 所示[54]。

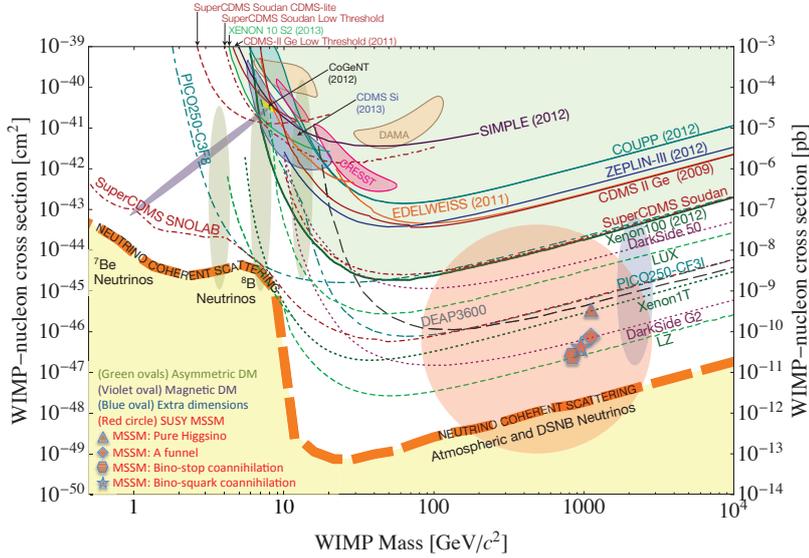


图 1.1: 暗物质直接探测实验的现状[54]。

- 间接探测的原理是，暗物质通过相互之间作用把自身能量转化为其它粒子，包括伽马射线，neutrino和其它带电粒子。由于引力作用，大量暗物质会聚集在星系内部。信号源发射出的信号强度依赖于今天的暗物质湮灭截面，而这同时也会影响早期暗物质的湮灭速率，从而影响今天暗物质的残留丰度。相关的卫星实验包括PAMELA [55, 56]，AMS [57, 58]，Fermi等，而地面实验包括VERITAS [59–61]、HESS [62, 63]等。
- 暗物质也有可能在高能对撞机上直接产生，这样我们可以在一个可控的实验室环境中研究它们的性质。由于暗物质与标准模型物质相互作用可能很弱，因此如果在对撞机上通过 $pp \rightarrow \tilde{\chi}\tilde{\chi}$ 产生一对暗物质 $\tilde{\chi}$ ，那么类似中微子的特征，末态将体现为不可见的丢失能动量（MET）。为了探测这种产生过程，通常需要在初态或者末态有一个可见的粒子辐射出来，从而给暗物质系统一个反冲。这类寻找方法统称为mono-X信号，具体包括mono-jet [64, 65]，mono-photon [66, 67]，mono-Z [68, 69]，mono-W [70]，mono-Higgs [71–73]，mono-b [74–76]，mono-top [74–76] 等。对撞机上的寻找主要针对低质量暗物质，因为这样会有一个较大的产生截面，

从而有更多的信号事例。

因此，暗物质将是我们探索新物理的一个重要途径。虽然在理论上可以构造许多含有暗物质的模型，但是具有紫外完整性（UV-completed）的模型却需要满足更多的理论要求。超对称是一个很有潜力的理论框架，它不仅可以（部分）解决标准模型中的精细调节问题和等级问题，也可以提供标准模型中规范耦合在高能标的统一，并且可以提供一个合适的WIMP暗物质候选者。

最近，有人在分析了银河系中心（GC）附近几度角的伽马射线辐射后发现，在标准天文物理背景之上存在超出，并且呈现出延展弥散的球对称特征[77–85]。这个超出的峰值在能谱上处于几个GeV的位置，并且在很宽范围上与暗物质湮灭的性质相符。

对于这个银心伽马射线超出（GCE），也有人提出了天文物理的解释[86–93]。首先，可能在银心区域存在与星团相关的毫秒级脉冲星（MSP），它们也可以产生伽马射线辐射，只是它们尚未被Fermi-LAT望远镜发现。但是有研究表明这种可能性很低，MSP贡献的辐射只占观测到的GCE的5%–10% [90]。另外一个解释是宇宙线和气体的相互作用。例如在银心附近2度内，通过电子与中性分子云的散射，或者银心超级黑洞所加速的质子与气体的相互作用，或许也能产生观测到的GCE。但是这些解释通常都会依赖于气体分布。最近，Fermi实验组也对银河系中心附近的区域进行了分析[94]。他们研究了几个不同的背景模型后发现，对于每个背景模型如果假如存在一个球对称的成分，而且形态和谱结构上都类似于湮灭的暗物质，那么拟合结果将有极大改善。

在早期的分析中，Dan Hooper等人发现[84]，一对WIMP暗物质湮灭到 $b\bar{b}$ 、 $\tau^+\tau^-$ 或者轻quark可以给出GCE很好的拟合。例如31 ~ 40 GeV的暗物质湮灭到 $b\bar{b}$ ，湮灭截面在 $2 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ 附近。而质量在10 GeV附近的暗物质可以湮灭到 $\tau^+\tau^-$ ，倾向的截面在 $0.5 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ 附近。但是在后续的讨论中[85, 95, 96]，Calore等人在分析Fermi-LAT数据时考虑了背景模板中的系统性不确定度，得到的伽马射线谱在低能端和高能端都有了延伸，因此有更多的湮灭道可以较好地拟合光子谱，而且倾向的暗物质范围得到了拓宽。不仅湮灭到一对几乎静止的SM Higgs粒子可以给出 χ^2 很小的伽马射线谱，如果把标准放宽到 3σ ，那么湮灭到一对WW或者ZZ也可以给出可以接受的拟合。但是，湮灭到 $t\bar{t}$ 的结果不太理想，因为top quark质量很重，导致它衰变末态的boost很强，因此最终产生的光子谱偏硬，峰值处在4 ~ 5 GeV，而不是分析数据扣除背景后剩下的1 ~ 3

GeV。

但是，上述简单模型的拟合结果还受到其它宇宙线观测的限制[97–103]，例如反质子、正电子、微波信号以及对矮星系的观测结果。反质子和微波段的观测数据都与上述简单模型所倾向的湮灭截面范围有一定的冲突。此外，由于矮星系的背景亮度很低，具有质量-亮度比很高的特点。如果没有在矮星系中观测到伽马射线超出，那么将会对暗物质的湮灭截面给出限制。但是这些宇宙线观测给出的限制都依赖于一些天文学假设，并且所使用的实验数据中存在难以确定的系统性不确定度，因此上述限制都很可能被弱化很多。

另外需要注意的是，在具有紫外完整性的具体模型中，简单模型给出的结果往往只有部分能够得到实现。例如在超对称模型中，作为 s -channel传播子的赝标量粒子 a 与末态up-type quark耦合会被中等大小或者很大的 $\tan\beta$ 压低，从而导致暗物质湮灭截面很小，而且这种湮灭道往往也不能作为暗物质湮灭的主导部分。与之相对的是down-type quark末态，这种湮灭反而会受到 $\tan\beta$ 的增强，因此相对容易在超对称模型中实现。

在本文中，我们在超对称框架下讨论用暗物质湮灭来解释银心伽马射线超出。其余章节安排如下：第二章我们简要回顾超对称的基本概念，并且重点关注最小超对称MSSM和次最小超对称NMSSM的基本性质；第三章我们介绍银心伽马射线超出的相关物理背景和理论方案选择；第四章我们在NMSSM中讨论合适的参数空间来解释GCE；最后我们在第五章进行总结。

第二章 超对称简介

粒子物理中的标准模型，除去中微子的质量问题，对于现在已知的现象学都有很精确的描述。虽然现在LHC的对撞能量已经提升到了TeV量级，但是依然没有确凿的新物理存在的证据。因此标准模型依然是一个低能标的有效理论，在能标需要对它进行拓展。在普朗克能标 $M_P = (8\pi G_N)^{-1/2} \sim 10^{18} \text{ GeV}$ ，量子引力效应将变得非常明显，因此在那里必须存在一个新的理论框架。标准模型中电弱对称性破缺的能标 $\sim 100 \text{ GeV}$ 和普朗克能标之间相差16个数量级。在这个广阔的区域中，应该存在着新物理，其中一个理论线索是标准模型中Higgs粒子质量受到的圈图修正，即自然性问题，亦称为精细调节问题。

2.1 自然性问题

当计算SM Higgs质量受到的辐射修正时，我们会碰到依赖于紫外截断 Λ 的平方发散。这里 Λ 一般代表标准模型不再成立的能标，而且在那里新物理开始出现。图2.1中(a)展示了来自于fermion的单圈阶Higgs质量受到的修正[104]，这里费米子 f 带有自由度重度 N_f ，与Higgs的耦合为 λ_f 。假设圈中的费米子非常重以至于外腿Higgs的动量平方可以忽略，那么我们可以得到：

$$\Delta m_h^2 = N_f \frac{\lambda_f^2}{8\pi^2} \left[-\Lambda^2 + 6m_f^2 \log \frac{\Lambda}{m_f} - 2m_f^2 \right] + O(1/\Lambda^2) \quad (2.1)$$

这里可以看到依赖于 Λ 的平方发散，即 $\Delta m_h^2 \propto \Lambda^2$ 。如果我们选择 Λ 为大统一能标 $M_{\text{GUT}} \sim 10^{16} \text{ GeV}$ 或者普朗克能标 $M_P \sim 10^{18} \text{ GeV}$ ，那么 m_h^2 所受到的修正大小大约是最终 $|m_h^2| \sim (100 \text{ GeV})^2$ 的 10^{30} 倍。如此精确的相消显得很自然。这个问题

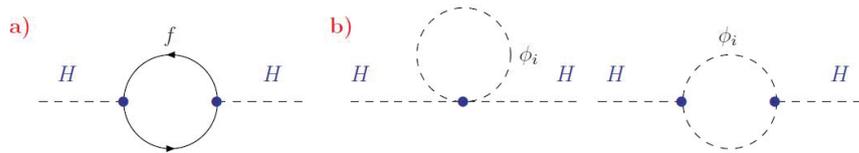


图 2.1: 标准模型中Higgs质量受到的来自于fermion和scalar的单圈阶修正[104]。

题一般称为自然性问题，或者精细调节问题。至于为何 $\Lambda \gg m_Z$ ，人们一般称之为等级问题。

产生自然性问题的原因可以被理解为，标准模型缺少一个针对高能标修正从而能够保护 m_h 的对称性。对于费米子，手征对称性可以避免费米子质量受到太大的辐射修正。即使手征对称性破缺了，费米子质量受到的修正也只是依赖于 Λ 的对数发散，因此并不严重。对于光子，定域对称性可以避免它获得质量。然而对于Higgs粒子，并不存在这样一个保护它质量的对称性。值得注意的是，公式2.1中费米子圈产生的修正并不依赖于Higgs质量，因此即使 $m_h = 0$ 那里的平方发散也不会消失。这可以理解为， $m_h = 0$ 并不会增加标准模型中的对称性。

现在让我们考虑存在质量为 m_S 的标量粒子，具有自由度重数 N_S ，它与Higgs粒子的三线性耦合和四线性耦合分别为 $\nu\lambda_S$ 和 λ_S 。图2.1中(b)展示了它们对Higgs自能的修正，对应的结果为

$$\Delta m_h^2 = \frac{\lambda_S N_S}{16\pi^2} \left[-\Lambda^2 + 2m_S^2 \log\left(\frac{\Lambda}{m_S}\right) \right] - \frac{\lambda_S^2 N_S}{16\pi^2} v^2 \left[-1 + 2\log\left(\frac{\Lambda}{m_S}\right) \right] + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\Lambda^2}\right) \quad (2.2)$$

可以看到，这里也有平方发散。但是，如果我们假设 $\lambda_f^2 = 2m_f^2/v^2 = -\lambda_S$ ，即Higgs与这两种粒子的耦合之间存在联系，而且两种粒子自由度重数之间满足 $N_S = 2N_f$ ，那么当我们把两种粒子的贡献求和，可以得到

$$\Delta m_h^2 = \frac{\lambda_f^2 N_f}{4\pi^2} \left[(m_f^2 - m_S^2) \log\left(\frac{\Lambda}{m_S}\right) + 3m_f^2 \log\left(\frac{m_S}{m_f}\right) \right] + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\Lambda^2}\right) \quad (2.3)$$

我们发现，平方发散已经消失了。虽然依然有对数发散，但是即使对于 $\Lambda \sim M_p$ 这也不严重。如果我们进一步假设费米子和标量粒子质量之间满足 $m_S = m_f$ ，那么在单圈阶这两种粒子对Higgs质量的总修正为零。

上面的结论告诉我们，如果存在一种对称性能够把某种新标量粒子与Higgs的耦合，与标准模型中费米子与Higgs的耦合联系起来，那么Higgs质量修正将不会存在平方发散，进而自然性问题就得到了解决。更进一步，如果要求新标量粒子质量与对应的标准模型费米子质量相同，那么对数发散也会消失。因此，Higgs粒子质量将会受到这种超对称性的保护。这个逻辑可以推广到Higgs质量受到的标准模型中其它粒子的修正。例如，对于W,Z波色子和Higgs粒子自身，可以引入新的费米子伴子，通过调节新粒子与Higgs粒子的耦合，原本Higgs质量受到的所有平方发散都会消失。

然而，如果这个新对称性被破缺了，而且新引入的标量粒子对标准模型费米子和Higgs粒子都重很多，那么等级问题和自然性问题依然会存在，因为这时总的辐射修正将正比于二者的质量差，即 $(m_f^2 - m_S^2)\log(\Lambda/m_S)$ 。因此，为了保证最终的Higgs粒子质量处于电弱对称性破缺的能标 $O(100 \text{ GeV})$ ，那么质量平方差不能太大。更进一步，如果我们希望辐射修正能够与树图阶Higgs质量处于同一个量级，那么新的粒子质量不能超过 $O(1 \text{ TeV})$ 太多。

2.2 超对称的一般性质

超对称是一种联系整数自旋粒子（包括自旋为0的标量粒子和自旋为1的矢量粒子）和1/2自旋粒子（费米子）的对称性。这里我们不讨论自旋为2的引力子和它的伴子。超对称变换把一个波色子态变为费米子态，反之亦然。把变换的生成元算符记为 \hat{Q} ，我们有如下表达式[105]：

$$\hat{Q}|\text{Boson}\rangle = |\text{Fermion}\rangle, \quad \hat{Q}|\text{Fermion}\rangle = |\text{Boson}\rangle. \quad (2.4)$$

如果对称性是完全保持的，那么自旋为0的标量场和自旋为1的规范矢量场与各自自旋为1/2的费米子场伴子相比，除了自旋不同，此外具有完全相同的质量和量子数。而且它们自身与伴子组成超场。最简单的例子是手征超场，也称为标量超场，它含有一个复标量场 S （自由度为2），一个二分量Weyl旋量场 ζ 。另外还有一种矢量超场，在Wess-Zumino规范条件下，它含有一个无质量规范矢量场 A_μ^a ，一个二分量Weyl旋量场 λ_a ，这里 a 是规范指标。

上述提到的所有场都具有如下动能拉氏量：

$$\mathcal{L}_{\text{kin}} = \sum_i \left\{ (D_\mu S_i)^* (D^\mu S_i) + i\bar{\psi}_i D_\mu \gamma^\mu \psi_i \right\} + \sum_a \left\{ -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} + \frac{i}{2} \bar{\lambda}_a \sigma^\mu D_\mu \lambda_a \right\} \quad (2.5)$$

这里 D_μ 是规范协变导数， $F_{\mu\nu}$ 是场强张量， $\sigma_{1,2,3}, -\sigma_0$ 是 2×2 泡利矩阵和单位矩阵。注意这里 ψ 和 λ 分别含有4个和2个分量。满足超对称和规范不变性的相互作用拉氏量是：

$$\mathcal{L}_{\text{int. scalar-fermion-gauginos}} = -\sqrt{2} \sum_{i,a} g_a \left[S_i^* T^a \bar{\psi}_{iL} \lambda_a + \text{h.c.} \right] \quad (2.6)$$

$$\mathcal{L}_{\text{int. quartic scalar}} = -\frac{1}{2} \sum_a \left(\sum_i g_a S_i^* T^a S_i \right)^2 \quad (2.7)$$

这里 T^a 和 g_a 分别是对应规范群的生成元和耦合常数。至此，所有的相互作用都是由规范耦合常数给出的。也就是说，如果超对称是严格成立的，那么所有的相互作用都已经被确定，而且没有可以调节的自由参数。唯一可以调节的自由度是关于超势 W 的选择，它会给出标量势能的形式，以及费米场和标量场之间的作用。然而超势也必须满足超对称和规范变换，并且还需要满足以下三个条件[104]:

- i) 它只能是超场 z_i 的函数，而不能含有超场的共轭 z_i^* ;
- ii) 它只能含有超场自身，而不能含有超场的导数;
- iii) 为了保证可重整化，它每一项的量纲只能是2或者3。

超势 W 导出的拉氏量包括:

$$\mathcal{L}_W = - \sum_i \left| \frac{\partial W}{\partial z_i} \right|^2 - \frac{1}{2} \sum_{ij} \left[\bar{\psi}_{iL} \frac{\partial^2 W}{\partial z_i \partial z_j} \psi_j + \text{h.c.} \right] \quad (2.8)$$

这里需要对每一个超场 z_i 中的标量场 S_i 进行计算。

树图阶标量势能 V_{tree} 中的超对称部分是如下 F 项和 D 项之和。 F 项来自于超势 W 对所有标量场 S_i 求导:

$$V_F = \sum_i |W^i|^2, \quad W^i = \partial W / \partial S_i \quad (2.9)$$

而 D 项来自于上面提到的三个规范群 $SU(3)_C$, $SU(2)_L$, $U(1)_Y$:

$$V_D = \frac{1}{2} \sum_{a=1}^3 \left(\sum_i g_a S_i^* T^a S_i \right)^2 \quad (2.10)$$

然而，由于我们并没有在实验上发现与标准模型中费米子具有相同质量的超对称伴子，因此超对称一定被破缺了。但是，我们要求超对称破缺的方式必须使得超对称伴子质量不会太重，否则等级问题和精细调节问题又会变得严重。此外，我们还希望超对称能够解决标准模型的另外两个问题，即规范耦合在高能标的统一问题以及暗物质问题。此外在超对称的破缺中，我们还要求保证规范不变性以及理论的可重整化。至今在理论上还没有找到完全动力学性质的超对称破缺机制，因此一个实际操作的方法是先不管具体的破缺机制，而是直接写下破缺后的拉氏量形式，进而研究相关的现象学。这对应着低能有效超对称理论，其中最简单的是最小超对称MSSM。

2.3 最小超对称: MSSM

最一般的最小超对称包含如下假设[104]:

(a) 最小的规范群: 最小超对称MSSM基于与标准模型相同的规范群, 即 $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ 。这意味着MSSM含有自旋为1的规范矢量波色子以及自旋为1/2的伴子gauginos, 其中 $U(1)$ 、 $SU(2)$ 和 $SU(3)$ 规范群分别对应着一个bino \tilde{B} , 三个winos \tilde{W}_{1-3} 和8个gluinos \tilde{G}_{1-8} 。这些粒子组成如下矢量超多重态:

超场	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	粒子成分
\hat{G}_a	8	1	0	G_a^μ, \tilde{G}_a
\hat{W}_a	1	3	0	W_a^μ, \tilde{W}_a
\hat{B}	1	1	0	B^μ, \tilde{B}

表 2.1: MSSM中的矢量超场, 以及其中的粒子成分和量子数[104]。

(b) 最少的粒子谱: 和标准模型一样, 最小超对称只含有三代自旋为1/2的夸克和轻子, 而且不含有右手中微子。标准模型中自旋为1/2的左手和右手费米子场与它们的自旋为0的超对称伴子场共同组成手征超场, 包括 $\hat{Q}, \hat{U}_R, \hat{D}_R, \hat{L}, \hat{E}_R$ 。此外, 为了消除手征反常, MSSM引入了两个Higgs手征超场 \hat{H}_d, \hat{H}_u , 分别具有超荷-1/2和+1/2。由于超对称的超势中不能含有共轭场, 因此我们不能只用同一个二重态来产生同位旋为-1/2和+1/2的费米子场质量。 \hat{H}_d, \hat{H}_u 的标量成分 H_d, H_u 分别用来产生同位旋为-1/2和+1/2的费米子场的质量。表2.2中列出了这些粒子组分。此外, \hat{H}_d, \hat{H}_u 的标量成分 H_d, H_u 将通过混合产生两个CP-even Higgs h, H , 一个CP-odd Higgs A 以及两个带电Higgs H^\pm 。 \hat{H}_d, \hat{H}_u 的费米场成分, 即higgsinos \tilde{H}_d, \tilde{H}_u , 将与bino和winos混合产生4个电中性的neutralinos $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$ 和两个带电的charginos $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ 。

(c) R宇称守恒: 为了保证重子数和轻子数守恒, 我们定义一种离散的可相乘的对称性, 称为R宇称:

$$R_p = (-1)^{2s+3B+L} \quad (2.11)$$

这里 B 和 L 分别为重子数和轻子数, s 为自旋量子数。可以看到, 对于标准模型中的粒子(包括费米子、规范波色子和Higgs波色子), R 宇称量子数为 $R_p = +1$ 。而对于它们的超对称伴子, 则有 $R_p = -1$ 。这意味着, R 宇称守恒将要求超对称

超场	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	粒子成分
\hat{Q}	3	2	$\frac{1}{6}$	$(u_L, d_L), (\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$
\hat{U}^c	$\bar{3}$	1	$-\frac{2}{3}$	\bar{u}_R, \tilde{u}_R^*
\hat{D}^c	$\bar{3}$	1	$\frac{1}{3}$	\bar{d}_R, \tilde{d}_R^*
\hat{L}	1	2	$-1/2$	$(\nu_L, e_L), (\tilde{\nu}_L, \tilde{e}_L)$
\hat{E}^c	1	1	1	\bar{e}_R, \tilde{e}_R^*
\hat{H}_d	1	2	$-1/2$	H_d, \tilde{H}_d
\hat{H}_u	1	2	$1/2$	H_u, \tilde{H}_u

表 2.2: MSSM中的手征超场, 以及其中的粒子成分和量子数[104].

粒子必须是成对产生. 它们各自的衰变产物总是带有奇数个超对称粒子, 而且最轻的超对称粒子 (LSP) 是稳定的.

上述三个条件已经可以构建一个完全满足超对称变换的拉氏量. 动能部分就是把标准模型中的协变导数扩展到超对称形式. 而最一般的MSSM超势, 如果它满足规范不变性、可重整化性以及 R 宇称守恒, 将具有如下形式:

$$W^{\text{MSSM}} = \sum_{i,j=\text{gen}} Y_{ij}^u \hat{u}_{Ri} \hat{Q}_j \cdot \hat{H}_u - Y_{ij}^d \hat{d}_{Ri} \hat{Q}_j \cdot \hat{H}_d - Y_{ij}^\ell \hat{\ell}_{Ri} \hat{L}_j \cdot \hat{H}_d + \mu \hat{H}_u \cdot \hat{H}_d \quad (2.12)$$

这里 $SU(2)_L$ 二重态之间的乘积运算满足 $Q \cdot H \equiv \epsilon_{ab} Q^a H^b$, 这里 a, b 是 $SU(2)_L$ 指标, 而 ϵ 满足 $\epsilon_{12} = 1 = -\epsilon_{21}$. $Y_{ij}^{u,d,\ell}$ 对应着不同代之间的Yukawa耦合. 前三项把标准模型中Yukawa耦合推广到了超对称空间, 而最后一项是一个满足超对称变换的Higgs质量项. 通过这个超势, 我们可以推导出树图阶标量势能 V_{tree} 中的 F 项2.9.

(d) 最少的超对称软破缺项: 为了在破缺超对称的同时不重新带来平方发散问题, 我们引入超对称软破缺项, 它含有如下部分:

- gluinos, winos和binos的质量项

$$-\mathcal{L}_{\text{gaugino}} = \frac{1}{2} \left(M_1 \tilde{B} \tilde{B} + M_2 \sum_{a=1}^3 \tilde{W}^a \tilde{W}_a + M_3 \sum_{a=1}^8 \tilde{G}^a \tilde{G}_a + \text{h.c.} \right) \quad (2.13)$$

- 费米子伴子sfermions的质量项:

$$-\mathcal{L}_{\text{sfermions}} = \sum_{i=\text{gen}} m_{\tilde{Q}_i}^2 \tilde{Q}_i^\dagger \tilde{Q}_i + m_{\tilde{L}_i}^2 \tilde{L}_i^\dagger \tilde{L}_i + m_{\tilde{u}_i}^2 |\tilde{u}_{Ri}|^2 + m_{\tilde{d}_i}^2 |\tilde{d}_{Ri}|^2 + m_{\tilde{e}_i}^2 |\tilde{e}_{Ri}|^2 \quad (2.14)$$

- Higgs的质量项以及双线性项:

$$-\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = m_{H_u}^2 H_u^\dagger H_u + m_{H_d}^2 H_d^\dagger H_d + \mu B(H_u \cdot H_d + \text{h.c.}) \quad (2.15)$$

- sfermions和Higgs的三线性耦合项:

$$-\mathcal{L}_{\text{tril.}} = \sum_{i,j=\text{gen}} \left(A_{ij}^u Y_{ij}^u \tilde{u}_{R_i}^* \tilde{Q}_j \cdot H_u - A_{ij}^d Y_{ij}^d \tilde{d}_{R_i}^* \tilde{Q}_j \cdot H_d - A_{ij}^l Y_{ij}^l \tilde{\ell}_{R_i}^* \tilde{L}_j \cdot H_d + \text{h.c.} \right) \quad (2.16)$$

而超对称软破缺标量势能含有如下部分:

$$V_{\text{soft}} = -\mathcal{L}_{\text{sfermions}} - \mathcal{L}_{\text{Higgs}} - \mathcal{L}_{\text{tril.}} \quad (2.17)$$

至此, MSSM就已经构建完毕。其中涉及到的参数没有进行任何限制, 在现象学上它们往往带来严重问题, 例如味道改变中性流 (FCNC)、过大的CP破坏效应等等。我们称它为未受限制的最小超对称。模型中可以含有不同代之间的混合以及复的相位, 而且软破缺项中涉及到的自由参数可以达到105个, 远远比标准模型中的19个要多。这将使得研究相关的现象学变得非常困难, 更何况大多数参数空间将会被不同的实验现象所排除。因此我们可以对上述模型进一步做假设和限制, 从而得到一个更容易研究的最小超对称模型, 例如:

- i) 所有的超对称软破缺参数都为实数, 因此除了标准模型CKM矩阵中含有的CP破坏相角, 不含有新的CP破坏来源。
- ii) sfermion质量和三线性耦合的混合矩阵都对角化, 因此在树图阶不会产生FCNC过程。
- iii) 前两代sfermion的软破缺质量和三线性耦合可以假设为相同, 以满足一些很强的实验限制, 例如 $K^0-\bar{K}^0$ 混合的测量。

上面的这些假设将使得最小超对称只包含22个新自由参数:

- $\tan\beta$: 两个Higgs二重态场真空期望值的比值 v_u/v_d ;
- $m_{H_d}^2, m_{H_u}^2$: 软破缺Higgs质量参数的平方;
- M_1, M_2, M_3 : bino, wino和gluino的质量参数;

- $m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{u}_R}, m_{\tilde{d}_R}, m_{\tilde{l}}, m_{\tilde{e}_R}$: 前两代sfermion的软破缺质量;
- A_u, A_d, A_e : 前两代的三线性耦合参数;
- $m_{\tilde{Q}}, m_{\tilde{\nu}_R}, m_{\tilde{b}_R}, m_{\tilde{L}}, m_{\tilde{\tau}_R}$: 第三代sfermion软破缺质量参数;
- A_t, A_b, A_τ : 第三代的三线性耦合参数。

需要注意的是, Higgs和Higgsino的超对称质量参数 $|\mu|$ 和软破缺双线性Higgs项 B , 可以通过电弱对称性破缺条件, 由上述参数计算出来。或者, 我们也可以用更加物理的赝标量Higgs质量 M_A 和参数 $|\mu|$ 来替换上面的 $m_{H_d}^2, m_{H_u}^2$ 。此外, 由于三线性耦合总是与费米子质量相乘, 因此一般情况下只有第三代的三线性耦合才比较重要。

经过上述简化得到的MSSM一般称为现象学最小超对称pMSSM。它比较容易研究, 而且当我们只关注超对称粒子谱的某些部分时, 还可以通过一些假设作进一步的简化。

2.3.1 MSSM的Higgs部分

为了得到物理的Higgs场以及它们的质量, 我们需要把两个复标量Higgs二重态 H_u, H_d 分解为真空期望值、实部和复部:

$$\begin{aligned} H_u &= (H_u^+, H_u^0) = \left(\frac{1}{\sqrt{2}} H_u^+, v_u + \frac{1}{\sqrt{2}} (H_{uR} + iH_{uI}) \right) \\ H_d &= (H_d^0, H_d^-) = \left(v_d + \frac{1}{\sqrt{2}} (H_{dR} + iH_{dI}), \frac{1}{\sqrt{2}} H_d^- \right) \end{aligned} \quad (2.18)$$

这里 $v_u^2 + v_d^2 = v^2 \approx (174 \text{ GeV})^2$, 实部对应 CP -even Higgs部分, 复部对应 CP -odd Higgs和Goldstone波色子。对于 CP -even Higgs部分, 以 (H_{dR}, H_{uR}) 为基矢, 它们的质量混合矩阵为:

$$\mathcal{M}_R^2 = \begin{pmatrix} \mu B \tan \beta + m_Z^2 \cos^2 \beta & -\mu B - m_Z^2 \sin \beta \cos \beta \\ -\mu B - m_Z^2 \sin \beta \cos \beta & \mu B \cot \beta + m_Z^2 \sin^2 \beta \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

这里 $\tan \beta = v_u/v_d$ 。容易计算得到两个 CP -even Higgs的质量本征值为:

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left(m_A^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta} \right) \quad (2.20)$$

而质量本征态可以通过如下旋转得到：

$$\begin{pmatrix} h \\ H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_{uR} \\ H_{dR} \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

这里的旋转角可以表达为

$$\cos 2\alpha = -\cos 2\beta \frac{m_A^2 - m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2}, \quad \sin 2\alpha = -\sin 2\beta \frac{m_H^2 + m_h^2}{m_H^2 - m_h^2} \quad (2.22)$$

或者是

$$\alpha = \frac{1}{2} \arctan\left(\tan 2\beta \frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_A^2 - m_Z^2}\right), \quad -\frac{\pi}{2} \leq \alpha \leq 0 \quad (2.23)$$

对于 CP -odd Higgs和Goldstone波色子，以 (H_{dI}, H_{uI}) 为基矢，它们的质量矩阵为：

$$\mathcal{M}_I^2 = \begin{pmatrix} \mu B \tan \beta & -\mu B \\ -\mu B & \mu B \cot \beta \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

注意，这里的 $\text{Det}(\mathcal{M}_I^2) = 0$ ，意味着有一个质量本征态为0，它对应着Goldstone波色子 G 。而另外一个质量本征态就是赝标量Higgs A ，它的质量为：

$$M_A^2 = \mu B (\tan \beta + \cot \beta) = \frac{2\mu B}{\sin 2\beta} \quad (2.25)$$

而质量本征态可以通过如下旋转得到

$$\begin{pmatrix} A \\ G \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_{uI} \\ H_{dI} \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

最后对于带电Higgs和带电Goldstone波色子，它们的旋转矩阵类似

$$\begin{pmatrix} H^\pm \\ G^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_u^\pm \\ H_d^\pm \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

除去质量为零的带电Goldstone波色子，带电Higgs的质量为：

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2 \quad (2.28)$$

可以看到，超对称的理论结构对Higgs质量谱给出了非常严格的限制。最小超对称的Higgs部分含有6个参数，即 $m_h, m_H, m_A, m_{H^\pm}, \beta$ 和 α ，但是由于上述质量关

系，在树图阶只有两个参数是自由的，通常取为 $\tan\beta$ 和 m_A 。而且Higgs质量谱有明显的限制，例如 $m_H > \max(m_A, m_Z)$ 以及 $m_{H^\pm} > m_W$ 。但是更重要的还是最轻的 CP -even Higgs h 在树图阶的质量，它有如下上限：

$$m_h \leq \min(m_A, m_Z) \cdot |\cos 2\beta| \leq m_Z \quad (2.29)$$

因此为了达到LHC上测得的Higgs质量 ~ 125 GeV，MSSM中 m_h 必须受到很大的圈图修正。

2.3.2 MSSM的neutralino/chargino部分

MSSM中的neutralino质量矩阵来自于bino，电中性wino和电中性higgsino的混合。拉氏量中它们的质量项为

$$\mathcal{L} \ni -\frac{1}{2}(\psi_N^0)^T \mathcal{M}_N (\psi_N^0) + \text{h.c.} \quad (2.30)$$

其中 $(\psi_N^0)^T = (\tilde{B}, \tilde{W}_3, \tilde{H}_d^0, \tilde{H}_u^0)$ 。混合矩阵为

$$\mathcal{M}_N = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z s_W c_\beta & m_Z s_W s_\beta \\ & M_2 & m_Z c_W c_\beta & -m_Z c_W s_\beta \\ & & 0 & -\mu \\ & & & 0 \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

这里左下角部分与右上角对称，并且我们使用了缩写 $s_\beta \equiv \sin\beta$ ， $c_\beta \equiv \cos\beta$ 以及 $s_W \equiv \sin\theta_W$ ， $c_W \equiv \cos\theta_W$ ，其中 θ_W 是电弱Weinberg角。通过 4×4 的旋转矩阵 N ，我们可以把相互作用本征态转换为质量本征态： $\tilde{\chi}_i^0 = N_{ij} \psi_{N,j}^0$ ，从而把质量矩阵 \mathcal{M}_N 对角化。

对于chargino部分，质量矩阵来自于带电wino $\tilde{W}^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{W}_1 \mp i\tilde{W}_2)$ 和带电higgsino $\tilde{H}_{u,d}^\pm$ 的混合。拉氏量中chargino部分的质量项为

$$\mathcal{L} \ni -\frac{1}{2}(\psi_C^+, \psi_C^-) \begin{pmatrix} 0 & \mathcal{M}_C^T \\ \mathcal{M}_C & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_C^+ \\ \psi_C^- \end{pmatrix} + \text{h.c.} \quad (2.32)$$

其中 ψ_C^+, ψ_C^- 分别为

$$\psi_C^+ = \begin{pmatrix} \tilde{W}^+ \\ \tilde{H}_u^+ \end{pmatrix}, \quad \psi_C^- = \begin{pmatrix} \tilde{W}^- \\ \tilde{H}_d^- \end{pmatrix}, \quad (2.33)$$

而分块矩阵 \mathcal{M}_C 为

$$\mathcal{M}_C = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}m_W s_\beta \\ \sqrt{2}m_W c_\beta & \mu \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

通过 2×2 的旋转矩阵 U, V ，我们可以把相互作用本征态转换为质量本征态： $\tilde{\chi}_i^+ = V_{ij} \psi_{C,j}^+$ 和 $\tilde{\chi}_i^- = U_{ij} \psi_{C,j}^-$ ，从而把质量矩阵 \mathcal{M}_C 对角化。

2.4 次最小超对称：NMSSM

正如2.3.1节中提到的，MSSM中 m_h 在树图阶总是小于 m_Z ，因此需要很大的圈图修正才能达到实验上测得的Higgs质量 ~ 125 GeV。在这些修正中，由于top quark的Yukawa耦合最大，因此stop sector的贡献占主导，并具有如下形式[106]：

$$m_h^2 \simeq m_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{3m_t^4}{4\pi^2 v^2} \ln \frac{m_S^2}{m_t^2} + \frac{3m_t^4}{4\pi^2 v^2} \frac{X_t^2}{m_S^2} \left(1 - \frac{X_t^2}{12m_S^2}\right), \quad (2.35)$$

右边第一项是树图阶Higgs质量，后两项来自于top-stop部分的贡献。这里 $X_t \equiv A_t - \mu \cot \beta$ 代表了stop部分的混合，而 $M_S = \sqrt{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}$ 表示了stop的平均质量。可以看到，为了有比较大的修正，stop的质量一般需要比较重，或者有很大的混合。这也显得不是很自然。此外，MSSM中还存在所谓的 μ 问题，即 μ 一方面是MSSM超势中的参数，属于超对称变换成立的部分。但是另一方面，它又和 $B, m_{H_d}^2, m_{H_u}^2$ 这样的超对称软破缺参数共同来决定一些电弱物理量，例如 m_Z 。这样的两重身份显得很不协调。因此人们相信，在高能标应该需要对MSSM进行扩展，这样或许可以有某种方法把超对称破缺机制与低能有效 μ 值联系起来。因此人们提出了次最小超对称NMSSM。

NMSSM相对于MSSM引入了一个新的单态超场 \hat{S} ，它具有如下超势形式[107]：

$$W^{\text{NMSSM}} = W_F + \lambda \hat{S} \hat{H}_u \cdot \hat{H}_d + \frac{\kappa}{3} \hat{S}^3 \quad (2.36)$$

这里 W_F 是MSSM超势中除去 μ 项的部分

$$W_F = \sum_{i,j=\text{gen}} Y_{ij}^u \hat{u}_{Ri} \hat{Q}_j \cdot \hat{H}_u - Y_{ij}^d \hat{d}_{Ri} \hat{Q}_j \cdot \hat{H}_d - Y_{ij}^\ell \hat{\ell}_{Ri} \hat{L}_j \cdot \hat{H}_d \quad (2.37)$$

λ 和 κ 是无量纲的参数。当单态超场 \hat{S} 中的标量分量 S 获得真空期望 $v_s = \langle S \rangle$ 后，MSSM中的 μ 将被动力学产生 $\mu = \lambda v_s$ 。注意，这里的超势只依赖于无量纲的参数，对于每个超场都可以乘以 $e^{i2\pi/3}$ 而保持不变，即 Z_3 对称性。在本文中，我们只考虑具有 Z_3 对称性的NMSSM。

NMSSM中的软破缺项为

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_{\text{soft}} = & m_{H_u}^2 |H_u|^2 + m_{H_d}^2 |H_d|^2 + m_S^2 |S|^2 \\
& m_Q^2 |Q|^2 + m_U^2 |U_R|^2 + m_D^2 |D_R|^2 + m_L^2 |L|^2 + m_E^2 |E_R|^2 \\
& + (y_u A_u U_R^c Q \cdot H_u - y_d A_d D_R^c Q \cdot H_d - y_e A_e E_R^c L \cdot H_d \\
& + \lambda A_\lambda S H_u \cdot H_d + \frac{1}{3} \kappa A_\kappa S^3 + \mu B H_u \cdot H_d + \text{h.c.}) . \quad (2.38)
\end{aligned}$$

相对于MSSM，这里出现了两个质量量纲为1的新自由参数 A_λ 和 A_κ 。现在把单态超场 \hat{S} 中的标量分量 S 分解为真空期望值、实部和复部

$$S = v_s + \frac{1}{\sqrt{2}} (S_R + iS_I) \quad (2.39)$$

MSSM中的Higgs部分将和 S 进一步混合。取 CP -even Higgs部分的基矢为 (H_{dR}, H_{uR}, S_R) ，则质量混合矩阵 \mathcal{M}_S^2 为

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{S,dd}^2 &= g^2 v_d^2 + \mu B \tan \beta , \\
\mathcal{M}_{S,uu}^2 &= g^2 v_u^2 + \mu B / \tan \beta , \\
\mathcal{M}_{S,ss}^2 &= \lambda A_\lambda v_u v_d / v_s + \kappa v_s (A_\kappa + 4\kappa S) , \\
\mathcal{M}_{S,du}^2 &= (2\lambda^2 - g^2) v_u v_d - \mu B , \\
\mathcal{M}_{S,ds}^2 &= \lambda (2\mu v_d - (B + \kappa v_s) v_u) , \\
\mathcal{M}_{S,us}^2 &= \lambda (2\mu v_u - (B + \kappa v_s) v_d) . \quad (2.40)
\end{aligned}$$

这里 $g^2 = (g_1^2 + g_2^2)/2$ ， $B = A_\lambda + \kappa v_s$ 。现在把左上角 2×2 部分旋转 β 角将基矢变

为 (H, h, S_R) ，这时质量矩阵形式为

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{S,HH}^2 &= m_A^2 + s_{2\beta}^2(m_Z^2 - \lambda^2 v^2), \\
\mathcal{M}_{S,hh}^2 &= m_Z^2 c_{2\beta}^2 + \lambda^2 v^2 s_{2\beta}^2, \\
\mathcal{M}_{S,ss}^2 &= \lambda A_\lambda v_u v_d / v_s + \kappa v_s (A_\kappa + 4\kappa v_s), \\
\mathcal{M}_{S,Hh}^2 &= (m_Z^2 - \lambda^2 v^2) s_{2\beta} c_{2\beta}, \\
\mathcal{M}_{S,Hs}^2 &= -\lambda v c_{2\beta} (A_\lambda + 2\kappa v_s), \\
\mathcal{M}_{S,hs}^2 &= 2\lambda v (\mu - (A_\lambda + 2\kappa v_s) s_{\beta} c_{\beta}). \tag{2.41}
\end{aligned}$$

从对角元 $\mathcal{M}_{S,hh}^2 = m_Z^2 c_{2\beta}^2 + \lambda^2 v^2 s_{2\beta}^2$ 可以看到，相对于MSSM中树图阶 m_h 的上限 m_Z ，NMSSM中可以有新的贡献 $\lambda^2 v^2 \sin^2 2\beta$ 。对于较大的 λ 和不太大的 $\tan\beta$ ，这一项贡献可以缓解stop部分贡献的压力，使stop可以更轻从而在对撞机上有更大的探测潜力。最后通过旋转 (H, h, S_R) 来得到3个 CP -even Higgs质量本征态 $h_{1,2,3}$ 。

取 CP -odd Higgs部分的基矢为 (H_{dI}, H_{uI}, S_I) ，质量混合矩阵为

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{P,dd}^2 &= \mu B \tan\beta, \\
\mathcal{M}_{P,uu}^2 &= \mu B / \tan\beta, \\
\mathcal{M}_{P,ss}^2 &= \lambda(B + 3\kappa v_s) v_u v_d / v_s - 3\kappa A_\kappa v_s, \\
\mathcal{M}_{P,du}^2 &= \mu B, \\
\mathcal{M}_{P,ds}^2 &= \lambda v_u (A_\lambda - 2\kappa v_s), \\
\mathcal{M}_{P,us}^2 &= \lambda v_d (A_\lambda - 2\kappa v_s). \tag{2.42}
\end{aligned}$$

这里的 \mathcal{M}_P^2 含有一个无质量的Goldstone boson G ，我们通过重新定义 $A = \cos\beta H_{uI} + \sin\beta H_{dI}$ 把基矢旋转为 (A, G, S_I) 。把 G 给分离出去后，对于有质量 CP -odd Higgs基矢 (A, S_I) ， 2×2 的质量矩阵为 \mathcal{M}_P^2

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{P,AA}^2 &= \frac{2\mu B}{\sin 2\beta}, \\
\mathcal{M}_{P,ss}^2 &= \lambda(B + 3\kappa v_s) v_u v_d / v_s - 3\kappa A_\kappa v_s, \\
\mathcal{M}_{P,As}^2 &= \lambda v (A_\lambda - 2\kappa v_s) \tag{2.43}
\end{aligned}$$

最后通过旋转 (A, S_I) 来得到两个 CP -odd Higgs质量本征态 a_1, a_2 。

对于NMSSM中的neutralino质量矩阵，除了MSSM中bino，电中性wino和电中性higgsino部分，电中性单态超场 \hat{S} 中feimion分量singlino也将参与混合。拉

氏量中neutralino质量项为

$$\mathcal{L} \ni -\frac{1}{2}(\psi_N^0)^T \mathcal{M}_N(\psi_N^0) + \text{h.c.} \quad (2.44)$$

其中 $\psi_N^0 = (\tilde{B}, \tilde{W}_3, \tilde{H}_d^0, \tilde{H}_u^0, \tilde{S})$ 。混合矩阵为

$$\mathcal{M}_N = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -\frac{g_1 v_d}{\sqrt{2}} & \frac{g_1 v_u}{\sqrt{2}} & 0 \\ & M_2 & \frac{g_2 v_d}{\sqrt{2}} & -\frac{g_2 v_u}{\sqrt{2}} & 0 \\ & & 0 & -\mu & -\lambda v_u \\ & & & 0 & -\lambda v_d \\ & & & & 2\kappa v_s \end{pmatrix} \quad (2.45)$$

这里左下角部分与右上角对称。通过 5×5 的旋转矩阵 N ，我们可以把相互作用本征态转换为质量本征态 $\tilde{\chi}_i^0 = N_{ij} \psi_{N,j}^0$ ，从而把质量矩阵 \mathcal{M}_N 对角化。

由于单态超场 \tilde{S} 是电中性，因此NMSSM的chargino部分与MSSM相同，即只来自于带电wino和带电higgsino的混合，参见公式2.32-2.34。

第三章 银心伽马射线超出(1): 理论分析和选取方案

3.1 天文学背景

装载在费米伽马射线太空望远镜(FGST)上的广空域望远镜(LAT)具有很宽的能量接收范围 (30 MeV-500 GeV), 以及高精度的能量分辨率和角分辨率。通过LAT人们已经绘制出了全天空的伽马射线地图, 这将帮助我们理解银河系宇宙线的来源以及传播。此外, 分析LAT数据使我们在银盘南北区域发现了费米气泡。现在通常认为它们来自于宇宙线电子的逆康普顿散射(ICS), 即高能电子与星际低能光子场发生碰撞, 将光子能量激发到伽马射线能段。

许多宇宙学和天文物理的观测都表明, 宇宙中物质成分约85%都是非重子性的又暗又冷的物质, 即暗物质。热褪偶(freeze-out)机制可以得到正确的暗物质残留丰度, 并预言了暗物质的自湮灭截面。暗物质湮灭的产物可以提供地球上可观测的宇宙线。

最近, 有人在分析了银河系中心(GC)附近几度角的伽马射线辐射后发现, 在标准天文物理背景之上存在超出, 并且呈现出延展弥散的球对称性质[77-85]。对于这个额外的超出, 峰值在能谱上处于几个GeV的位置, 并且在很宽范围上与暗物质湮灭的性质相符。图3.1展示了一个具体例子[84], 其中带有误差区间的离散点是扣除背景后留下的超出, 而连续曲线是简单暗物质模型给出的能谱。但是, 为银河系中心附近几百角秒范围的弥散辐射构建背景模板时存在很大的不确定性, 因为点源扣除以及弥散背景建模都具有系统特性, 这个性质会影响建模的结果。鉴于银河系中心高密度的天体物理对象和宇宙线, 以及LAT的高灵敏度, 在天文物理辐射之上发现超出也并不让人很意外。

观测到的伽马射线能谱在100 MeV之上的部分基本上来自于银河系中传播的宇宙线[85]。首先, 宇宙线原子核通过与星际气体(核子-核子)非弹性碰撞产生中性 π^0 , 然后 π^0 衰变到一对光子。其次, 宇宙线电子与星际气体作用带来bremsstrahlung辐射, 在银河系气体聚集的区域这个机制可以成为小于几个GeV的弥散伽马射线的重要来源。最后, 宇宙线电子与低能光子通过逆康普顿散射, 把光子提升到伽马射线能区。以上三者是银河系弥散辐射的主要部分。

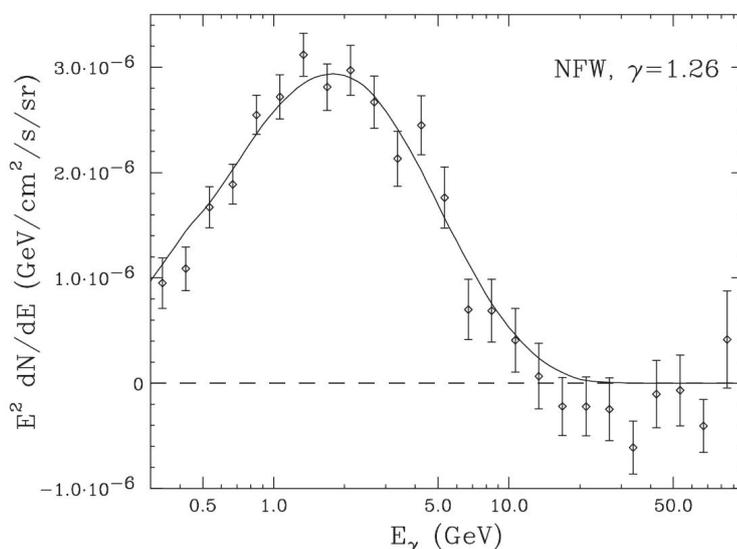


图 3.1: [84]中展示的GCE能谱以及与暗物质湮灭产生的能谱。带有误差区间的离散点是扣除背景后留下的超出，而连续曲线是简单暗物质模型给出的能谱。

如果观测到的银心伽马射线超出确实是由暗物质湮灭产生的，那么它应该延展到银心之外几十度角的位置。因此为了确定银心附近几度的超出是由暗物质湮灭引起的，那么必须在银心几十度角之外也要观测到相同的伽马能谱信息。文献[83, 84, 108]的分析证实了这一点，它们声称看到延展到几十度高纬度的超出能谱。

GCE也有天文物理解释[86–93]。首先，可能在银心区域存在与星团相关的毫秒级脉冲星（MSP），它们也可以产生伽马射线辐射，只是它们尚未被LAT发现。但是最近有一些研究表明这种可能性很低，即MSP贡献的辐射只占观测到GCE的5%–10% [90]。另外一个天文物理解释是宇宙线和气体的相互作用。例如在银心附近2度内，通过电子与中性分子云的散射，或者银心超级黑洞所加速的质子与气体的相互作用，也有可能产生观测到的GCE。但是，这些解释通常都会依赖于气体分布。

最近，Fermi实验组也对银河系中心附近区域进行了分析[94]。他们考虑了几个不同的背景模型后发现，对于每个背景模型如果假如存在一个球对称的成分，而且形态和谱结构上都类似于湮灭的暗物质，那么拟合结果将有极大改善。图3.2中a,b,c,d曲线代表了Fermi考虑了4个不同背景模板后，得到的各自最

佳拟合谱。带有误差区间的是[85]中分析得到的GCE谱形状。考虑到二者关注的天空区域有所区别, 如果把这种差异去除, 可以预见两种谱线将符合得很好。

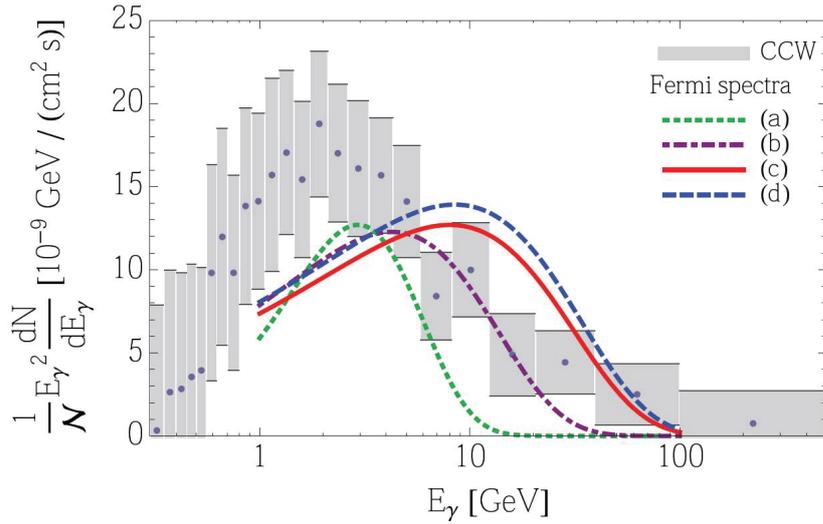


图 3.2: a,b,c,d曲线代表了Fermi考虑了4个不同背景模板后, 得到的各自最佳拟合谱。带有误差区间的是[85]中分析得到的GCE谱形状。

3.2 暗物质湮灭产生的伽马射线谱

星系中暗物质湮灭产生的信号强度不仅依赖于暗物质的分布, 也依赖于粒子物理学的相互作用性质。单位体积内的湮灭率为[98]:

$$r = \frac{1}{2} \langle \sigma v \rangle n^2, \quad (3.1)$$

这里 $\langle \sigma v \rangle$ 是暗物质总湮灭截面乘以两个暗物质相对速度后, 对两个暗物质的速度作热力学平均, n 是暗物质粒子的数密度。注意, 这里假设了暗物质的反粒子就是它自身, 即暗物质是Majorana粒子。如果暗物质是Dirac粒子, 而且正反粒子的残留丰度相同, 那么这里公式中的1/2因子就需要去掉, 同时数密度 n 需要替换为 $n/2$, 即正粒子和反粒子各占据暗物质总数密度的一半。这导致的结果是Dirac暗物质湮灭率是Majorana暗物质的一半。因此为了得到同样的残留丰度, Dirac暗物质在热退偶时的湮灭截面需要是Majorana暗物质的两倍。

暗物质湮灭可以通过多个channel和末态来实现，例如湮灭到 $b\bar{b}$ 或者 $\tau^+\tau^-$ 。除了中微子，其余被产生的标准模型粒子都可以产生伽马射线。在每次湮灭后，在光子能谱上的总微分光子个数为

$$\frac{dN_\gamma}{dE} = \sum_f Br_f \frac{dN_\gamma^f}{dE}. \quad (3.2)$$

这里 Br_f 是某个特定湮灭道 f 的分支比， dN_γ^f/dE 是在每次湮灭中特定湮灭道 f 产生的微分光子个数。这个总能谱依赖于湮灭产生的标准模型粒子的动能，因为它们会boost在末态粒子静止系中产生的光子谱。但是末态粒子的动能又依赖于初态的暗物质质量和动能，如果暗物质湮灭时是静止的，那么末态产物的总能量就是两倍暗物质质量。如果末态是一对相同的粒子，例如正反粒子，那么动量守恒要求每个末态粒子的能量就是暗物质的质量。末态带电粒子会进行强子化或者衰变，继而产生光子。这个过程中光子的主要贡献来自于quark强子化中产生的 π 介子衰变到两个光子，次要贡献来自于quark或者lepton的bremsstrahlung。

当我们观测天空中某个特定方向 \hat{n} 时，我们在地球上接收到的伽马射线是来自于观测视线 $\ell\hat{n}$ 上的贡献之和。我们考虑如下接收到的光子通量，即单位光子能量区间、单位探测器接收立体角内、单位时间内、观测方向是 \hat{n} 时的光子个数：

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi(E, \hat{n})}{dEd\Omega} &= \int d\ell \ell^2 r(\ell\hat{n}) \frac{dN_\gamma(E)}{dE} \frac{1}{4\pi\ell^2} \\ &= \frac{\langle\sigma v\rangle}{8\pi m_{\text{DM}}^2} \left(\sum_f Br_f \frac{dN_\gamma^f}{dE} \right) \int d\ell \rho^2(\ell\hat{n}), \end{aligned} \quad (3.3)$$

这里我们使用 $\rho = m_{\text{DM}} n$ 把暗物质能量密度 ρ 、暗物质数密度 n 和暗物质质量 m_{DM} 联系起来。这里我们使用能量密度 ρ 而不是数密度 n ，是因为天文学通过观测星系中恒星运动来估计暗物质分布时，得到的结果是使用 ρ 来表达的。如果接收到的光子不是通过一对暗物质湮灭而来，而是通过某种暗物质衰变而来（例如sterile neutrino[32–37]），那么上式可以改写为

$$\frac{d\Phi(E, \hat{n})}{dEd\Omega} = \frac{1}{4\pi m_{\text{DM}}} \left(\sum_f \Gamma_f \frac{dN_\gamma^f}{dE} \right) \int d\ell \rho(\ell\hat{n}) \quad (3.4)$$

这里 Γ_f 是暗物质衰变到某个末态 f 的分宽度。注意这里的1/2因子消失了，而且 m_{DM} 和 ρ 不再有平方，因为初态只有一个粒子。

公式3.3右边可以分为两部分。第一部分是

$$\frac{\langle\sigma v\rangle}{8\pi m_{\text{DM}}^2} \left(\sum_f Br_f \frac{dN_\gamma^f}{dE} \right) \quad (3.5)$$

这部分只依赖于粒子物理的信息，即暗物质质量 m_{DM} 、湮灭截面 $\langle\sigma v\rangle$ 、湮灭分支比 Br_f ，以及末态产生光子的过程（在标准模型中这是通过末态的强子化或者衰变来实现）。第二部分依赖于星系中暗物质的分布，我们把它定义为 \mathcal{J} 因子：

$$\mathcal{J} = \int d\ell \rho^2(\ell \hat{n}) \quad (3.6)$$

\mathcal{J} 的量纲是 $\text{GeV}^2 \text{cm}^{-5}$ 。一般来说，银河系中暗物质分布是未知的，通过测量银河系中星体运动速度得到的结果具有很大的不确定性。一般在数学上用推广的Navarro-Frenk-White形式(gNFW)来描述银河系中的暗物质密度分布：

$$\rho_{\text{gNFW}}(r) = \rho_{\text{sun}} \left(\frac{r}{r_{\text{sun}}} \right)^{-\gamma} \left[\frac{1 + (r/r_s)^\alpha}{1 + (r_{\text{sun}}/r_s)^\alpha} \right]^{-\frac{\beta-\gamma}{\alpha}} \quad (3.7)$$

这里 $\rho_{\text{sun}} = 0.3 \text{ GeV}/\text{cm}^3$, $r_{\text{sun}} = 8.5 \text{ kpc}$, $r_s = 20 \text{ kpc}$, $\alpha = 1$, $\beta = 3$ 。参数 γ 控制了暗物质分布曲线的陡峭程度。对于标准NFW分布， $\gamma = 1.0$ 。文献[84]的分析表明， γ 值在1.2或者1.26附近可以很好地拟合GCE能谱。相对于标准NFW分布来说，这个暗物质分布更陡峭一些。在讨论接受到的光子通量时，既可以关注某个特定方向 \hat{n} 的微分光子通量，也可以讨论某个天空区域内的平均光子通量。

3.3 简单模型的拟合结果以及受到的限制

早期的分析表明[84]，一对WIMP暗物质湮灭到 $b\bar{b}$, $\tau^+\tau^-$ 或者轻quark可以给出GCE能谱很好的拟合。例如31 ~ 40 GeV 的暗物质湮灭到 $b\bar{b}$ ，湮灭截面在 $2 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ 附近。而质量在10 GeV附近的暗物质可以湮灭到 $\tau^+\tau^-$ ，倾向的截面在 $0.5 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ 附近。更多湮灭末态的拟合结果展示在图3.3中。

但是后续的讨论中，Calore等人在分析LAT数据时考虑了背景模板中的系统性不确定度[85, 95, 96]，得到的伽马射线能谱在低能端和高能端都有了延伸。扣除背景模板后的GCE能谱如图3.4所示。带有误差区间的离散点为扣除完背景后的残留GCE谱，既含有统计误差，也有内部相互关联的系统误差。不同曲线代表不同的理论谱模型，包括暗物质湮灭到 $b\bar{b}$, $\tau^+\tau^-$ 的能谱，以及broken power-law和带有指数因子截断的power-law。

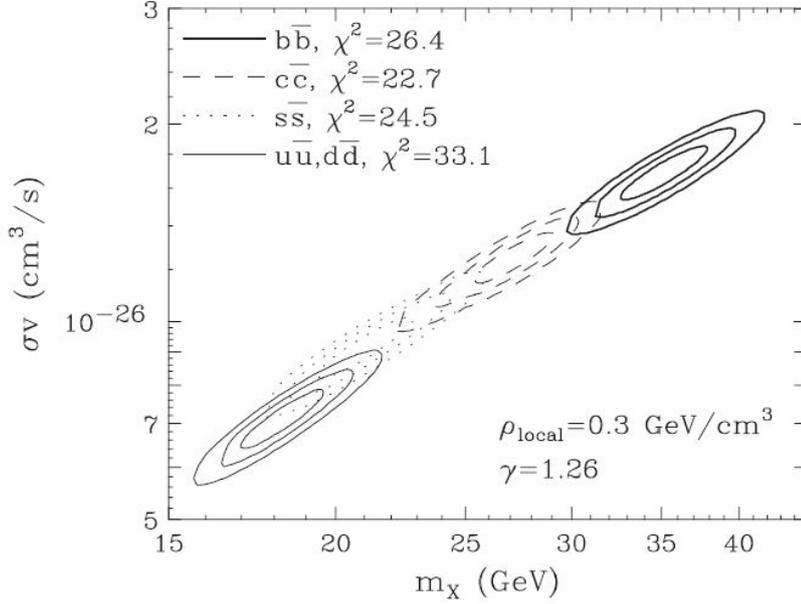


图 3.3: [84]中不同湮灭末态关于暗物质质量和湮灭截面的拟合结果，末态包括 $b\bar{b}$ ， $c\bar{c}$ ， $s\bar{s}$ 和 $u\bar{u}, d\bar{d}$ 。

与图3.3相比，此时有更多的湮灭channel可以较好地拟合光子谱，而且倾向的暗物质范围得到了拓宽。图3.5和表3.1表明，不仅湮灭到一对几乎静止的标准模型Higgs粒子可以给出 χ^2 很小的伽马射线谱，如果把拟合标准放宽到 3σ ，那么湮灭到 WW 或者 ZZ 也可以给出可以接受的拟合。但是湮灭到 $t\bar{t}$ 的结果不太理想，因为top quark质量很重，导致它衰变末态的boost很强，因此最终产生的光子谱偏硬，峰值处在4-5 GeV，而不是扣除背景后剩下的1-3 GeV。

但是，上述简单模型的拟合结果还受到其它宇宙线观测的限制，例如反质子、正电子、微波信号以及对矮星系的观测结果。从图3.6可以看到，反质子和微波段的观测数据都与上述简单模型所倾向的湮灭截面范围有一定的冲突[101]。上半部分是基于PAMELA的反质子数据给出的限制，蓝色/青色/棕色曲线分别对应暗物质湮灭到 $b\bar{b}, c\bar{c}, q\bar{q}$ 的截面上限，实线（虚线）对应公式3.7中暗物质分布inner slope $\gamma = 1.04(1.26)$ 。青色水平线表示在热退耦时暗物质湮灭的经典值 $3.0 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ 。下半部分是微波信号给出的限制，相比于上图增加了针对 $\tau^+\tau^-$ 末态的分析结果，并且[84]的拟合结果也画在了图中。可以看到排除线基本都处于拟合结果的下方。

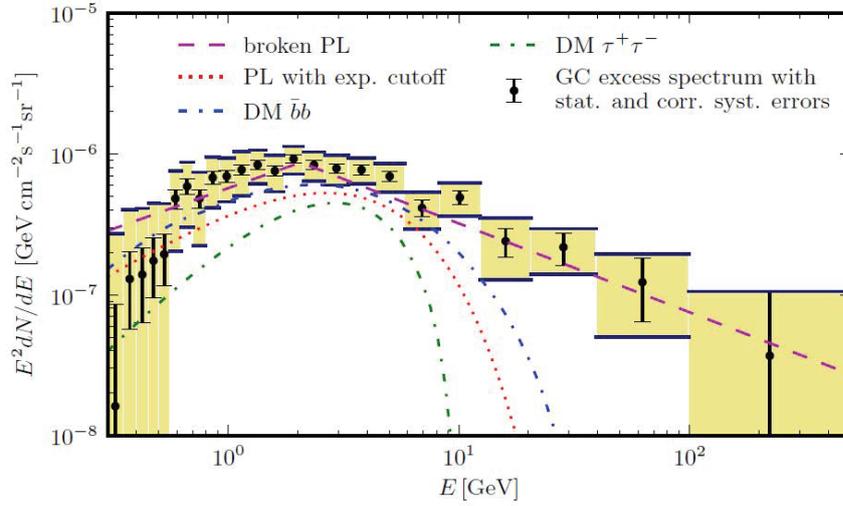


图 3.4: [85]中得到的GCE谱形状。带有误差区间的离散点为扣除完背景后的残留GCE谱, 既含有统计误差, 也有内部相互关联的系统误差。不同曲线代表不同的理论谱模型, 包括暗物质湮灭到 $b\bar{b}$, $\tau^+\tau^-$ 的能谱, 以及broken power-law和带有指数因子截断的power-law。

此外, 由于矮星系的背景亮度很低, 具有质量-亮度比很高的特点。如果没有在矮星系中观测到伽马射线超出, 那么将会对暗物质的湮灭截面给出限制。图3.7中的蓝色实线展示了费米给出的对于暗物质湮灭到 $b\bar{b}$ 的最新限制[100], 其中黑色水平虚线表示在热退耦时暗物质湮灭的经典值 $3.0 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ 。可以看到, 暗物质质量增加100 GeV时蓝色实线才放宽到经典值 $3.0 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$, 并且与简单模型给出的 $b\bar{b}$ 末态所倾向的截面范围有一定的冲突。但是这些宇宙线观测给出的限制都依赖于一些天文学假设, 并且所使用的实验数据中存在难以确定的系统性不确定度, 因此上述限制有可能被弱化。

另外需要注意的是, 在具有紫外完整性的具体模型中, 简单模型给出的结果往往只有部分能够得到实现。例如在超对称模型中, 作为 s -channel传播子的赝标量粒子 a 与末态up-type quark耦合会被中等大小或者很大的 $\tan\beta$ 压低, 从而导致暗物质湮灭截面很小, 而且这种湮灭道往往也不能作为暗物质湮灭的主导部分。与之相对的是down-type quark的末态, 这种湮灭反而会受到 $\tan\beta$ 的增强, 因此相对容易在超对称模型中实现。

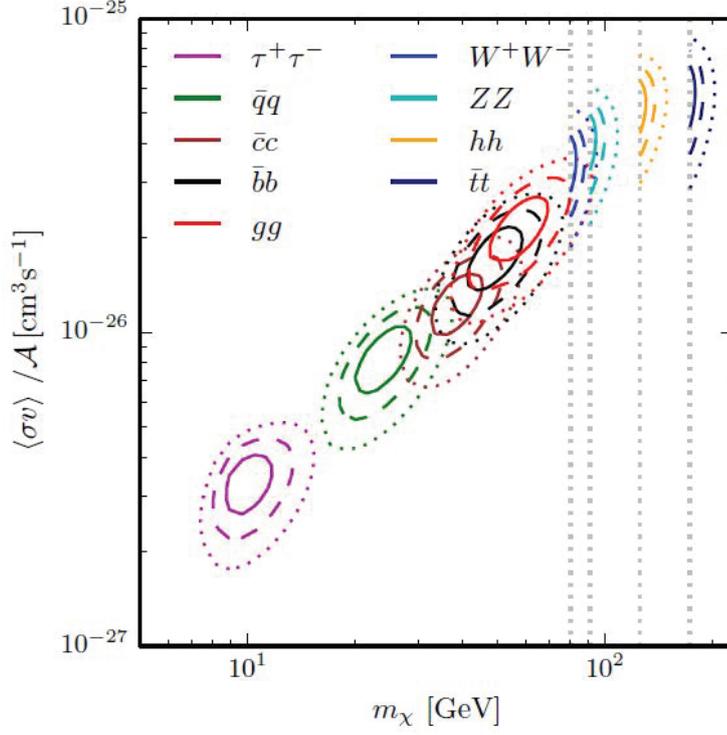


图 3.5: [96]中考虑了背景模板中的系统性不确定度后，不同湮灭末态对于暗物质质量和湮灭截面的拟合结果。三个contour分别代表1, 2, 3 σ 范围。

另一种情形是，简单模型的湮灭道在具体模型中可能受到 p -wave压低，从而导致湮灭截面很小。由于暗物质今天的运动速度很低 ($\sim 10^{-3}c$)。对于这种非相对论极限，湮灭截面可以展开为 $\langle\sigma v\rangle \approx a + bv^2$ 。湮灭的 s -wave部分主要贡献到系数 a ，而 p -wave部分只贡献到系数 b [109]。因此对于今天暗物质很低的速度， p -wave对于湮灭截面的贡献非常小。一个具体的例子是，超对称模型中湮灭末态是两个 CP -even Higgs hh 或者两个 CP -odd Higgs aa 时，这种湮灭完全是 p -wave贡献，因此湮灭截面非常小。这可以通过 s -channel的过程得到清楚的解释。对于这两种末态， s -channel的传播子只能是 CP -odd Higgs，而超对称模型中neutralino暗物质是Majorana fermion。初态的量子数必须与传播子的性质相同，包括总自旋 J 、总角动量 S 和 P, C, CP 宇称性质。对于两个Majorana fermion构成的系统，总自旋角动量 S 可以是0, 1，而总角动量 J 是轨道角动量 L 与自旋角动量 S 的组合，介于 $|L - S| \dots |L + S|$ 之间。而这个两体系统的 P 宇称

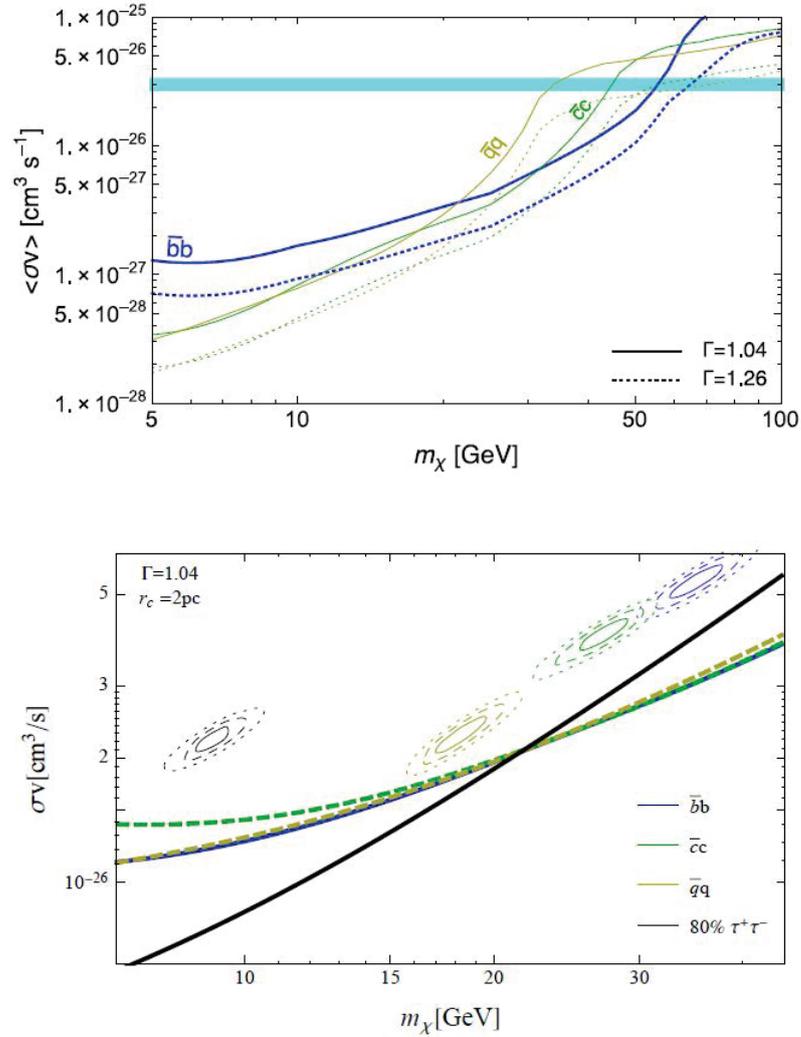


图 3.6: [101]中反质子和微波信号的观测对暗物质湮灭截面的限制, 以及与[84]中拟合结果的比较。上图: PAMELA的反质子数据给出的限制, 蓝色/青色/棕色分别对应暗物质湮灭到 $\bar{b}b$, $\bar{c}c$, $\bar{q}q$ 的截面上限, 实线(虚线)对应公式3.7中暗物质分布inner slope $\gamma = 1.04(1.26)$ 。青色水平线表示在热退耦时暗物质湮灭的经典值 $3.0 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$; 下图: 微波信号给出的限制, 相比于上图增加了针对 $\tau^+\tau^-$ 末态的分析结果, 并且[84]的拟合结果也画在了图中。

湮灭道	$\langle\sigma v\rangle$ ($10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$)	m_χ (GeV)	χ^2_{\min}	p -value
$\bar{q}q$	$0.83^{+0.15}_{-0.13}$	$23.8^{+3.2}_{-2.6}$	26.7	0.22
$\bar{c}c$	$1.24^{+0.15}_{-0.15}$	$38.2^{+4.7}_{-3.9}$	23.6	0.37
$\bar{b}b$	$1.75^{+0.28}_{-0.26}$	$48.7^{+6.4}_{-5.2}$	23.9	0.35
$\bar{t}t$	$5.8^{+0.8}_{-0.8}$	$173.3^{+2.8}_{-0}$	43.9	0.003
gg	$2.16^{+0.35}_{-0.32}$	$57.5^{+7.5}_{-6.3}$	24.5	0.32
W^+W^-	$3.52^{+0.48}_{-0.48}$	$80.4^{+1.3}_{-0}$	36.7	0.026
ZZ	$4.12^{+0.55}_{-0.55}$	$91.2^{+1.53}_{-0}$	35.3	0.036
hh	$5.33^{+0.68}_{-0.68}$	$125.7^{+3.1}_{-0}$	29.5	0.13
$\tau^+\tau^-$	$0.337^{+0.047}_{-0.048}$	$9.96^{+1.05}_{-0.91}$	33.5	0.055
$[\mu^+\mu^-]_{\text{noICS}}$	$1.57^{+0.23}_{-0.23}$	$5.23^{+0.22}_{-0.27}$	43.9	0.0036

表 3.1: [96]中考虑了背景模板中的系统性不确定度后, 不同湮灭末态的拟合结果。

量子数为 $(-1)^{L+1}$, C 宇称为 $(-1)^{L+S}$, 因此 CP 宇称量子数为 $(-1)^{S+1}$ 。需要注意的是, 对于两个Majorana粒子构成的系统, C 宇称必须为 $+1$, 因此 $L + S$ 必须为偶数。因此所有可能的量子数分配可以总结为表3.2。

	S	L	P $= (-1)^{L+1}$	C $= (-1)^{L+S}$	CP $= (-1)^{S+1}$	s -channel 传播子	分波
$J=0$	0	0	-1	+1	-1	CP-odd scalar (a)	s
	1	1	+1	+1	+1	CP-even scalar (h)	p
$J=1$	0	-	-	-	-	-	-
	1	1	+1	+1	+1	vector (Z)	p

表 3.2: Majorana暗物质在 s -channel湮灭时的量子数关系。

很明显, 对于中间是 CP -even Higgs传播子的 s -channel湮灭过程, 轨道角动量量子数都为 $L = 1$, 因此是 p -wave贡献。这对于中间是矢量粒子作为传播子的情形也适用, 例如 Z 波色子传播的 s -channel湮灭。在下文的讨论中, 我们将重点关注末态是 $b\bar{b}$ 的暗物质湮灭, 因为它可以通过超对称中 $\tan\beta$ 增强的耦合来得

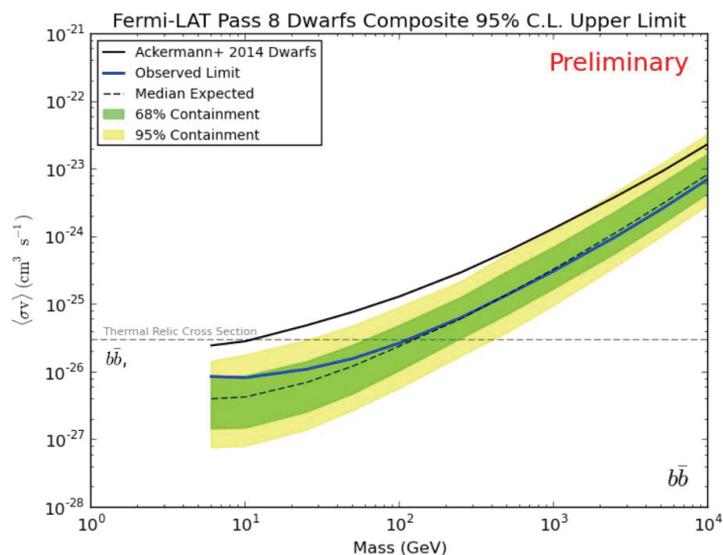


图 3.7: 矮星系观测对暗物质 $b\bar{b}$ 末态的湮灭截面的限制[100]。蓝色实线代表Fermi Pass 8的最新数据，黑色实线代表之前Pass 7的结果。绿色（黄色）区间分别对应预期的1(2) σ 范围。黑色水平虚线表示在热退耦时暗物质湮灭的经典值 $3.0 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ 。

到一个合适的湮灭截面，并且有丰富的现象学。

3.4 SUSY中轻暗物质的湮灭方式

讨论暗物质问题时，一个需要满足的要求是暗物质在今天的残留丰度 Ωh^2 。为了得到实验上测得的范围 $\Omega h^2 \sim (0.107 - 0.131)$ (3σ 范围)，必须存在合适的湮灭道。超对称模型中的粒子谱非常丰富，它们可以为暗物质提供多种湮灭方式。除了一对暗物质自湮灭，单独一个暗物质粒子也可以与超对称粒子发生伴随湮灭。湮灭既可以通过 s -channel过程，也可以通过 t/u -channel发生。特别地， s -channel过程中可以通过传播子的共振来提升湮灭截面。

如果暗物质湮灭到 $b\bar{b}$ 末态，那么简单模型拟合倾向于一个几十个GeV的暗物质[84, 96]。在[110]中我们指出了 s -channel过程可以作为合适的湮灭方式，传播子可以是 CP -even 或者 CP -odd Higgs，以及 Z 波色子。由于对撞机数据的限制，图3.8中 t/u -channel传播子 s bottom的质量会受到很强的限制，即一般比较重，因此 t/u -channel的湮灭截面相比于 s -channel可以忽略。这可以在很大程度

上简化问题的讨论。

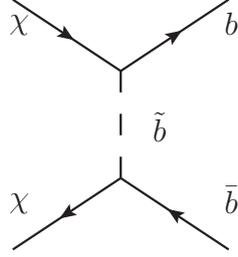


图 3.8: 暗物质通过sbottom在 t/u -channel的湮灭。

根据之前的分析，为了在今天的宇宙温度下得到足够大的湮灭截面，湮灭必须通过 s -wave的贡献来进行，而 CP -odd Higgs a 传播的 s -channel湮灭正符合这样的条件。而如果想进一步通过共振来提升湮灭截面，那么 a 的质量应该在轻暗物质质量的两倍左右。对于 $b\bar{b}$ 末态，考虑到[96]中拟合给出的暗物质质量在 $30 \sim 70$ GeV，那么 m_a 最重也应该在 140 GeV左右。在MSSM中这会受到很强的实验限制，因为MSSM中 m_A 与 m_H, m_{H^\pm} 有质量关联。过轻的 m_A 会受到CMS实验组 $H/A \rightarrow \mu^+\mu^-$ 测量的限制；过轻的 m_H 会与标准模型Higgs h 的混合过大，导致标准模型Higgs与fermion/vector boson的耦合相对于标准模型预言会有很大偏离，这也会受到LHC测量数据的限制；而过轻的带电Higgs m_{H^\pm} 会对 B 物理的观测量带来明显修正，因此也受到很强限制。

既然MSSM很难满足湮灭条件，那么我们考虑NMSSM。如2.4节中介绍的，NMSSM相对于MSSM引入了一个单态超场，Higgs粒子谱扩展到了3个中性 CP -even Higgs $h_{1,2,3}$ ，2个中性 CP -odd Higgs $a_{1,2}$ 和带电Higgs H^\pm 。这里的 h_1, a_1 都可以含有很高的单态场成分而且很轻，因此可以产生一个在暗物质质量两倍附近的 a_1 来帮助湮灭。

在下文的讨论中，我们将考虑一对neutralino暗物质，质量在 $30 \sim 40$ GeV范围，主要湮灭到 $b\bar{b}$ 。我们考虑这样一个小于 40 GeV的较轻的暗物质范围，是希望 Z 波色子能够在运动学上衰变到一对暗物质。下文将看到，这会带来丰富的物理内容。我们假设银心伽马射线超出可以通过具有合适共振性质的 s -channel湮灭来解释，湮灭截面处于 $(0.4 - 1.3) \times 10^{-26}$ cm³/s之间。0.4这个下限来自于对伽马射线谱做拟合时，由于暗物质分布的不确定性所带来的最大允许范围[84]。1.3这个的上限来自于矮星系观测结果的限制[100]。

3.5 暗物质湮灭截面的热力学平均

为了得到正确的暗物质残留丰度，在热褪偶时暗物质的总湮灭截面应该在经典值 $3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ 左右。而由于矮星系观测的限制，今天 a_1 传播的湮灭截面上限 $1.3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ 已经小于这个经典值。当然， a_1 在今天提供的湮灭截面 $\langle \sigma v \rangle_{a_1, \text{GCE}}$ 和热褪偶时 $\langle \sigma v \rangle_{a_1, \text{FO}}$ 是不同的。因为在热褪偶时暗物质的运动速度在 $\sim 0.1c$ ，湮灭截面需要对两个准备湮灭的暗物质速度分布同时进行热力学平均：

$$\langle \sigma v \rangle_{a_1, \text{FO}} \propto \int dv_1 dv_2 f(v_1, T_{\text{FO}}) f(v_2, T_{\text{FO}}) \times \frac{1}{\left(4E_{\text{DM}}^2(v_1, v_2) - m_{a_1}^2\right)^2 + m_{a_1}^2 \Gamma_{a_1}^2} \quad (3.8)$$

这里的积分权重是

$$f(v, T) \sim e^{-E_{\text{DM}}/T} \quad (3.9)$$

而今天的宇宙温度已经非常低，暗物质主要速度分布都在很小的值 $\sim 10^{-3}c$ 。积分的权重基本都集中在零速度处。

$$\langle \sigma v \rangle_{a_1, \text{GCE}} \propto \frac{1}{\left(4m_{\text{DM}}^2 - m_{a_1}^2\right)^2 + m_{a_1}^2 \Gamma_{a_1}^2} \quad (3.10)$$

这里由于 a_1 中的单态成分比较高，因此 Γ_{a_1} 很小，分母上第二项可以忽略。

我们刚才已经要求了作为 s -channel 传播子的 a_1 质量在两倍暗物质质量左右，即 $2m_\chi/m_{a_1} \sim 1$ 来提供合适的共振。但是具体是 $2m_\chi/m_{a_1} > 1$ 还是 $2m_\chi/m_{a_1} < 1$ ，还是需要仔细讨论。对于非相对论情形，暗物质速度分布的概率密度总是随着速度变大而减小。因此暗物质低速度处的积分权重最大。如图3.9所示，对于 $2m_\chi/m_{a_1} > 1$ 的情形，红色区域的积分面积 $\langle \sigma v \rangle_{a_1, \text{FO}}$ 明显小于今天的 $\langle \sigma v \rangle_{a_1, \text{GCE}}$ ，因此热褪偶时 a_1 作为 s -channel 传播子对湮灭的贡献比今天的值 $1.3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ 还要小。这并不会给我们带来麻烦，因为其它湮灭道的贡献可以进行补充从而达到 $3.0 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ 这个要求的值，例如 Z 波色子的贡献。

但是对于 $2m_\chi/m_{a_1} < 1$ 的情形，速度积分的结果将包含整个共振峰，而且整个共振峰都处于低速度区域，积分权重一般比较大。这将导致 $\langle \sigma v \rangle_{a_1, \text{FO}}$ 明显大于今天的 $\langle \sigma v \rangle_{a_1, \text{GCE}}$ ，即热褪偶时 a_1 作为 s -channel 传播子对湮灭的贡献比今天的值 $1.3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ 要大得多。这将导致今天得到的暗物质残留丰度过小，与

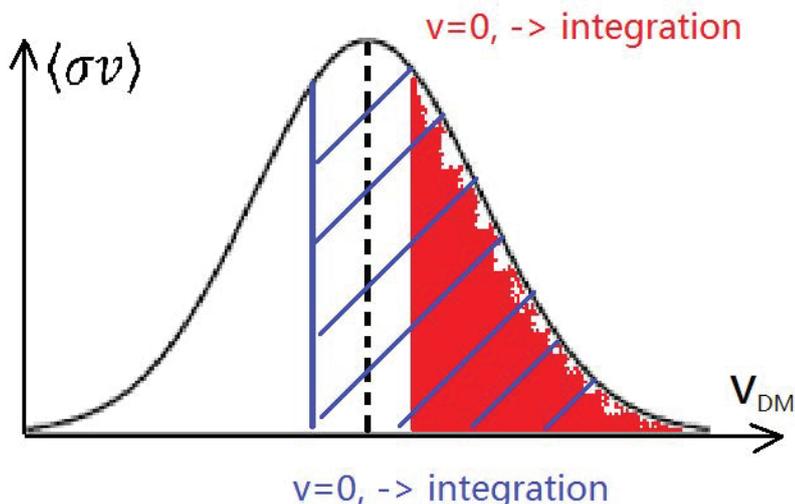


图 3.9: 暗物质湮灭截面的热力学平均, 其中红色 (蓝色) 对应 $2m_\chi/m_{a_1} > 1 (< 1)$ 的情况。

实验测量结果不符。从另一个角度说, $2m_\chi/m_{a_1} < 1$ 情形中为避免 $\langle \sigma v \rangle_{a_1, \text{FO}}$ 过大, 原则上应该使 $2m_\chi/m_{a_1}$ 偏离 1.0 远一些 (例如 0.9), 这样就可以降低共振峰处获得的积分权重, 从而调节出一个合适的热褪偶湮灭截面。但是 $2m_\chi/m_{a_1}$ 偏离共振峰太远, 又将明显压低今天 a_1 作为 s -channel 传播子对湮灭的贡献 $\langle \sigma v \rangle_{a_1, \text{GCE}}$, 从而不能解释银心伽马射线超出。综上所述, 我们应该选择 $2m_\chi/m_{a_1} > 1$ 的情形。

3.6 热褪偶时 Z 波色子对湮灭的贡献

如上面所说, 对于 $2m_\chi/m_{a_1} > 1$ 的情形, 热褪偶时 a_1 作为 s -channel 传播子对湮灭的贡献 $\langle \sigma v \rangle_{a_1, \text{FO}}$ 最大值比今天假设的最大值 $1.3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ 还要小。这时我们需要其它湮灭道的贡献来补充从而达到 $3.0 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ 。我们将重点讨论 s -channel 来自于 Z 波色子传播的贡献。这里应该强调, 在热褪偶时的 p -wave 贡献并不存在明显压低, 因此原则上 s -channel 中由合适质量 CP -even Higgs 传播的贡献也可以比较明显。但是两种共振机制之间相互干涉会将问题复杂化, 因此为了简化讨论, 我们要求这些 p -wave 湮灭中的质量关系明显偏离共振区域, 从而可以忽略它们的贡献。

为了使Z波色子在热褪偶时对暗物质湮灭的贡献较大, 那么Z波色子与暗物质之间的耦合 $g_{Z\chi\chi}$ 不能太小:

$$g_{Z\chi\chi} = \frac{m_Z}{\sqrt{2}v}(N_{13}^2 - N_{14}^2) \quad (3.11)$$

通过耦合的表达式可以看到, 这要求暗物质中higgsino的成分不能太小。通过公式2.45中neutralino质量矩阵可以看到, 暗物质中higgsino成分来自于 $\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_u^0$ 部分。混合的大小取决于higgsino质量参数 μ 与其它混合项的相对大小。我们把讨论的情形进行简化, 即wino \tilde{W}_3 质量 M_2 很重从而褪偶, 剩下的bino质量参数 M_1 或者singlino质量 $2\kappa\mu/\lambda$ 只有一个非常轻。这个方案将把neutralino部分的讨论有效简化。这时暗物质作为质量本征态, 其中的higgsino成分会被 μ 值明显影响, 呈现反比关系。如果希望higgsino成分较大, 那么 μ 值就不能太大。而通过neutralino质量矩阵我们知道, 这将产生两个higgsino成分为主的neutralino。此外通过公式2.34中的chargino质量矩阵可以看到, 当wino质量褪偶后, 较轻的chargino中主要成分也是higgsino。因此中等大小的 μ 值将同时带来两个质量中等的中性neutralino和带电chargino。那么neutralino与chargino的联合产生过程在LHC上的截面将有可能比较大, 从而有较好的探测潜力。当neutralino通过 $\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow Z\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell^+\ell^-\tilde{\chi}_1^0$ 衰变产生两个带电lepton, chargino通过 $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^\pm\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell^\pm\nu\tilde{\chi}_1^0$ 产生一个带电lepton, 末态将由 $3\ell + \text{MET}$ 组成。我们可以通过3-lepton信号对此进行探测。

3.7 选取一个合适的模型方案

由于超对称框架下的粒子谱非常丰富, 因此有必要在参数空间中确定一个合适的模型方案。这里主要有两个问题:

i) NMSSM中有三个CP-even Higgs $h_{1,2,3}$, 哪个是标准模型Higgs?

ii) neutralino暗物质是bino \tilde{B} 成分为主还是singlino \tilde{S} 成分为主?

在第一个问题中我们可以直接忽略掉最重的 h_3 , 因为实验上已经对它的质量下限有了很强的限制。因此基本上有表3.3中的四种可能性:

对于第一个问题, 当我们忽略了最重的 h_3 后, 答案取决于原本MSSM中类标准模型的 h_{SM}^{MSSM} 与单态标量场 S_R 混合时哪个更重。当然, 混合矩阵中的

	h_1 是SM Higgs	h_2 是SM Higgs
DM是 \tilde{B} 为主	I-B	II-B
DM是 \tilde{S} 为主	I-S	II-S

表 3.3: NMSSM中的四种候选方案。

非对角元也会有影响。在二者混合后会得到真正的标准模型Higgs，它有可能是 h_1 ，也有可能是 h_2 。对于第二个问题，可以从公式2.45中neutralino的质量矩阵来观察。这里我们要求wino \tilde{W}_3 质量 M_2 很重从而褪偶，这样可以简化问题的讨论。类似第一个问题的分析思路，暗物质中的主要成分取决于bino质量 M_1 和singlino质量 $2\kappa\mu/\lambda$ 哪个更轻，因为在混合之后最轻的质量本征态将作为暗物质。

接下来需要回答的问题是，对于表3.3中的四种方案，在理论上是否都能实现？以及，在实验上是否都能被允许？答案是否定的。我们首先讨论I-S方案，即标准模型Higgs是最轻的CP-even Higgs h_1 ，同时暗物质是singlino成分为主。我们发现这种方案在理论上很难实现。首先，如果要求singlino成分为主的暗物质质量在30 ~ 40 GeV，则有

$$2\kappa\mu/\lambda = 2\kappa v_s \approx 40 \text{ GeV} \quad (3.12)$$

同时为了使在s-channel传播的 a_1 处于靠近共振的区域，需要有 $m_{a_1} \approx 2m_\chi \approx 80$ GeV。通过公式2.43中CP-odd singlet 成分质量 $M_{P,ss}$ 可知

$$m_{a_1}^2 \approx \mathcal{M}_{P,ss}^2 = \lambda(B + 3\kappa v_s)v_u v_d/v_s - 3\kappa v_s A_\kappa \approx (80 \text{ GeV})^2 \quad (3.13)$$

这已经对其中涉及到的参数有了很强的限制。尤其是为了保证 $m_{a_1}^2 > 0$ ， κA_κ 一般需要为负值。而为了进一步要求标准模型Higgs是最轻的CP-even Higgs h_1 ，这对应着MSSM中类标准模型的 h_{SM}^{MSSM} 与单态标量场 S_R 混合时， S_R 必须比 h_{SM}^{MSSM} (~ 125 GeV)要重。通过公式2.41中CP-even singlet成分质量 $M_{S,ss}$ 可知，这要求

$$\mathcal{M}_{S,ss}^2 = \lambda A_\lambda v_u v_d/v_s + \kappa v_s (A_\kappa + 4\kappa v_s) \gtrsim (125 \text{ GeV})^2 \quad (3.14)$$

然而对于几乎固定的 $\kappa v_s \sim 20 \text{ GeV}$ 和负值的 κA_κ ， $\mathcal{M}_{S,ss}^2$ 很难大于 $(125 \text{ GeV})^2$ 。

现在我们讨论I-B和II-B这两种方案，即暗物质是bino成分为主的情形。我们发现这两种情形对应的参数空间会受到B物理实验的很大限制，从而导

致 a_1 中的二重态成分不能太大, 即 a_1 与末态bottom quark的耦合被压低。带来的结果就是, 今天 a_1 传播贡献的暗物质湮灭截面 $\langle\sigma v\rangle_{a_1, \text{GCE}}$ 一般较小, 很难达到解释GCE所需要的数值范围。虽然通过精细地调节参数设置可以逃脱 B 物理实验的限制, 但是对于这种不太自然的实现方式, 我们在这里不做详细讨论, 而只是展示benchmark样本点。

在下文中, 我们将集中讨论II-S方案。我们将看到, 这个方案有较大的灵活性, 可以实现同时解释暗物质残留丰度 Ωh^2 和GCE两个目标。

第四章 银心伽马射线超出(2): 数值分析和对撞机模拟

4.1 参数扫描

在做NMSSM参数空间的数值扫描时, 我们可以把非紧密相关的粒子部分给固定或者褪偶, 这样可以简化问题的讨论并且提高获得样本点的效率。这些简化包括:

- 三代squark的所有软破缺质量参数都固定在2 TeV;
- 三代slepton质量都固定在0.3 TeV, 并要求解释muon的反常磁矩;
- 对于gaugino部分, 我们放开gaugino质量的大统一关系, 把gluino的质量 M_3 固定在2 TeV。同时把wino质量 M_2 固定在1 TeV, 使得wino几乎不参与neutralino和chargino部分的质量矩阵混合;
- 对于squark部分的软破缺三线性耦合, 我们把三代都取为相同, 并且允许它变化来调节Higgs质量从而得到一个类标准模型的Higgs。

经过这些假设, 剩下可以变化的参数包括Higgs部分的 $\tan\beta, \mu, \lambda, \kappa, A_\lambda, A_\kappa$, bino质量参数 M_1 以及统一的软破缺三线性耦合 A_t 。这些参数都被定义在2 TeV能标出作为输入。我们使用NMSSMTools-4.3.0 [111]工具包以及马尔科夫链的方法扫描如下参数区域:

$$\begin{aligned} 1 < \tan\beta < 40, \quad 0 < \lambda < 0.7, \quad 0 < |\kappa| < 0.7, \\ 0 < |A_\kappa| < 2 \text{ TeV}, \quad 0 < A_\lambda < 5 \text{ TeV}, \quad |A_t| < 5 \text{ TeV}, \\ 0 < |M_1| < 0.6 \text{ TeV}, \quad 0.1 \text{ TeV} < \mu < 0.6 \text{ TeV}. \end{aligned} \quad (4.1)$$

我们保留样本的点的筛选步骤如下:

- 1) 要求存在一个30 ~ 40 GeV之间的暗物质, 并且满足NMSSMTools-4.3.0中的所有实验限制, 尤其是在实验数据 3σ 范围内的暗物质残留丰度 $0.107 < \Omega h^2 < 0.131$, 在90%置信度上的LUX排除线, 以及多个B物理测量的限制结果[110]。

- 2) 使用**HiggsBounds-4.1.2** [112]系统地施加Higgs数据的限制，包括LEP, Tevatron和LHC的数据。我们也使用[113]中的方法对Higgs数据进行拟合，并最终保留 2σ 范围内的样本 $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2 < 6.18$ 。
- 3) 使用**micrOMEGAs-3.6.9.2** [114]计算今天的暗物质湮灭截面，并且保留处于 $(0.4 - 1.3) \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ 的样本。

我们发现，最终保留的样本点具有如下基本性质： $9 < \tan\beta < 33$, $170 \text{ GeV} < \mu < 350 \text{ GeV}$ 以及 $m_{h^\pm} > 500 \text{ GeV}$ 。如上文所说，由于higgsino质量参数 μ 不是很大，这些样本点可以在14 TeV LHC上通过 $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^\pm \tilde{\chi}_j^0 \rightarrow 2\tilde{\chi}_1^0 W^\pm Z \rightarrow 3\ell + E_T^{miss}$ 产生的 $3\ell + E_T^{miss}$ 信号来探测。对于每个保留的样本点，我们进行如下对撞机模拟：

- 1) 使用**MadGraph5** [115]产生树图阶相关事例，使用**Pythia** [116]进行后续的parton shower。
- 2) 参考[117]中6个信号区域（SR），我们使用集成在**CheckMATE-1.16** [119]中的**Delphes** [118]进行对撞机事例筛选，得到每个信号区域的cut 效率。
- 3) 使用**Prospino2** [120]计算 $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^\pm \tilde{\chi}_j^0$ 在次领头阶（NLO）的产生截面，继而计算每个信号区域的显著水平 $S = s / \sqrt{b + (10\%b)^2}$ 。这里 s 和 b 分别是信号事例个数和背景事例个数，10%是假设的来自背景的系统不确定度。
- 4) 为了对 μ 比较大的区域提升探测的灵敏度，我们引入了第七个信号区域SRZd。它的具体要求与[117]中的SRZc对比基本相同，不同之处是SRZd要求 $E_T^{miss} > 165 \text{ GeV}$ 。这是由于更大的 μ 对应更重的neutralino和chargino，因此它们衰变时产生的暗物质有机会获得更大的能量，因此MET可能更大。

表4.1中我们给出了标准模型背景加上不同信号区域的cut后对应的截面。我们也在8-TeV LHC上进行了3-lepton信号模拟，发现由于产生截面较低导致3-lepton信号的显著水平较低，因此无法对保留的样本点进行限制。

	预期截面(fb)						
	SRnoZa	SRnoZb	SRnoZc	SRZa	SRZb	SRZc	SRZd
$Z^{(*)}Z^{(*)}$	1.32	0.20	0.03	0.90	0.12	0.04	0.01
$Z^{(*)}W^{(*)}$	4.33	1.96	0.23	22.28	2.06	0.58	0.24
$t\bar{t}$	4.97	1.31	0.28	0.90	0.11	0.06	0.00
总和	10.62	3.47	0.54	24.08	2.29	0.68	0.25

表 4.1: 对于文献[117]中6个信号区域以及本文中新添加的SRZd区域, 施加上cut后标准模型背景在14-TeV LHC上预期的剩余截面。

4.2 样本点的性质分析

我们首先来理解为何II-S方案能够有比较大的自由度和调节空间, 能够同时解释暗物质残留丰度和今天的银心伽马射线超出。对于 a_1 传播的s-channel湮灭 $\chi\chi \rightarrow a_1^* \rightarrow b\bar{b}$, 我们先写下含有两个Yukawa耦合的拉氏量: [121–124]

$$-\mathcal{L}_{\text{int}} = iy_{a_1\chi\chi}a_1\bar{\chi}\gamma^5\chi + iy_{a_1b\bar{b}}a_1\bar{b}\gamma^5b, \quad (4.2)$$

这里 $y_{a_1\chi\chi}$ 和 $y_{a_1b\bar{b}}$ 分别是传播子 a_1 与暗物质和bottom quark的耦合。对于今天发生的 $\chi\chi \rightarrow a_1^* \rightarrow b\bar{b}$ 湮灭过程, 截面可以表示为

$$\langle\sigma v\rangle_{a_1, \text{GCE}} \equiv \langle\sigma v\rangle_{b\bar{b}|v \rightarrow 0} \propto \frac{y_{a_1\chi\chi}^2 y_{a_1b\bar{b}}^2 m_\chi^2}{(4m_\chi^2 - m_{a_1}^2)^2 + m_{a_1}^2 \Gamma_{a_1}^2}. \quad (4.3)$$

上式表明, 为了得到一个较大的 $\langle\sigma v\rangle_{a_1, \text{GCE}}$, 一个方法是分子上 $y_{a_1\chi\chi}y_{a_1b\bar{b}}$ 有足够大的乘积, 另一个方法是分母上 m_{a_1} 靠近 $2m_\chi$ 。在NMSSM中, B物理和LEP实验限制会要求 a_1 中单态场成分很高, 因此它的衰变总宽度 Γ_{a_1} 非常小, 可以忽略。由于II-S方案中暗物质中主要的成分是singlino, 而 a_1 中单态场成分又很高, 因此 $y_{a_1\chi\chi}$ 主要来自于超势中的 $\kappa\delta^3$ 项, 大小近似为 $\sqrt{2}\kappa$ [107]。而作为对比, 对于暗物质主要成分是bino的I/II-B方案, $y_{a_1\chi\chi}$ 近似表达式为 $\lambda(m_Z \sin\theta_W/\mu)^2(m_\chi/\mu)$, 这里 θ_W 是温伯格角。可以看到I/II-B方案中的 $y_{a_1\chi\chi}$ 会受到明显压低。由于II-S中的 $y_{a_1\chi\chi}$ 可以比I/II-B明显要大, 因此II-S中的分母可以被允许取稍大的数值, 即 m_{a_1} 和 $2m_\chi$ 的关系可以被允许偏离共振峰一定距离, 只要保证整体有比较大的湮灭截面来解释GCE。表4.2中我们对三种方案给出了benchmark样本点。可以看到I/II-B的两种情形中, $2m_\chi/m_{a_1}$ 都非常靠近1.0, 因此需要非常精细的调节。

而II-S情形相对来说宽容度很大一些。但是需要强调的是，三种情形都要求 μ 值不能过大。II-S方案中 h_2 是标准模型Higgs，这往往在理论上要求 $\mu < 400$ GeV。对于I/II-B情形， $y_{a_1\chi\chi}$ 会受到分母上 μ 值的压低。

m_χ	m_{a_1}	m_{h_1}	m_{h_2}	m_{h^\pm}	A_t	M_1
(II-S) 35.1	69.1	56	125	4700	2360	-286
(II-B) 40.63	81.25	56	126	3500	2670	43.9
(I-B) 40.88	81.74	126	882	4340	3690	43.4
$\langle\sigma v\rangle_{b\bar{b}} _{v\rightarrow 0}$	λ	κ	$\tan\beta$	μ	A_λ	A_κ
1.0×10^{-26}	0.43	0.034	20.3	227	4830	-110
0.6×10^{-26}	0.12	0.017	12.6	256	3760	-61
0.6×10^{-26}	0.24	0.40	16.7	271	3890	-4.1
$10^4\Gamma_{Z,inv}$	Ωh^2	$\text{Br}_{h_{SM}^{inv}}$	$10^4\sigma_p^{\text{SD}}$	$10^{10}\sigma_p^{\text{SI}}$	$ y_{a_1\chi\chi} $	$ y_{a_1b\bar{b}} $
4	0.13	11%	3.4	5.0	0.048	0.008
0.1	0.13	13%	0.3	3.5	0.001	0.002
0.08	0.13	6.0%	0.2	1.4	0.002	0.003

表 4.2: II-S, II-B和I-B方案的Benchmark样本点。这里的具有质量量纲的物理量省略了单位GeV，而暗物质湮灭截面单位是 cm^3/s ，暗物质直接探测试验中的散射截面单位是pb。

现在我们根据得到的II-S样本点来具体分析暗物质在今天和热褪偶时分别是如何湮灭的。从表4.2我们看到三种情形的benchmark样本点都满足 $2m_\chi/m_{a_1} > 1$ ，与我们在3.5节中的分析一致。这对应着今天 a_1 通过 s -channel传播的湮灭截面 $\langle\sigma v\rangle_{a_1,\text{GCE}}$ 比热褪偶时 $\langle\sigma v\rangle_{a_1,\text{FO}}$ 要大。图4.1中我们展示了随着质量比例 $2m_\chi/m_{a_1}$ 偏离共振峰的距离， $y_{a_1\chi\chi}$ 、 $y_{a_1b\bar{b}}$ 以及 $\langle\sigma v\rangle_{a_1,\text{FO}}$ 是如何变化的。

可以看到，当 $2m_\chi/m_{a_1}$ 不断增大从而逐渐偏离1.0的完全共振位置时，两个Yukawa耦合必须同时增大来保持住一个合适的 $\langle\sigma v\rangle_{a_1,\text{GCE}}$ 来解释GCE。虽然如此， $\langle\sigma v\rangle_{a_1,\text{GCE}}$ 还是在整体上明显被压低。如果我们观察一个固定数值的 $y_{a_1\chi\chi}$ 或者 $y_{a_1b\bar{b}}$ ，样本点的颜色会从 $\langle\sigma v\rangle_{a_1,\text{GCE}}$ 数值较高的红色向数值较低的蓝色变化，一直降低到我们要求的数值范围下限 $0.4 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ 。但是从另一个角度观察，对于一个固定位置的 $2m_\chi/m_{a_1}$ ，不断增大的 $y_{a_1\chi\chi}$ 或者 $y_{a_1b\bar{b}}$ 将明显增强 $\langle\sigma v\rangle_{a_1,\text{GCE}}$ ，样本点的颜色从蓝色逐渐变为红色。但是对于过于偏离共振峰的位置，例

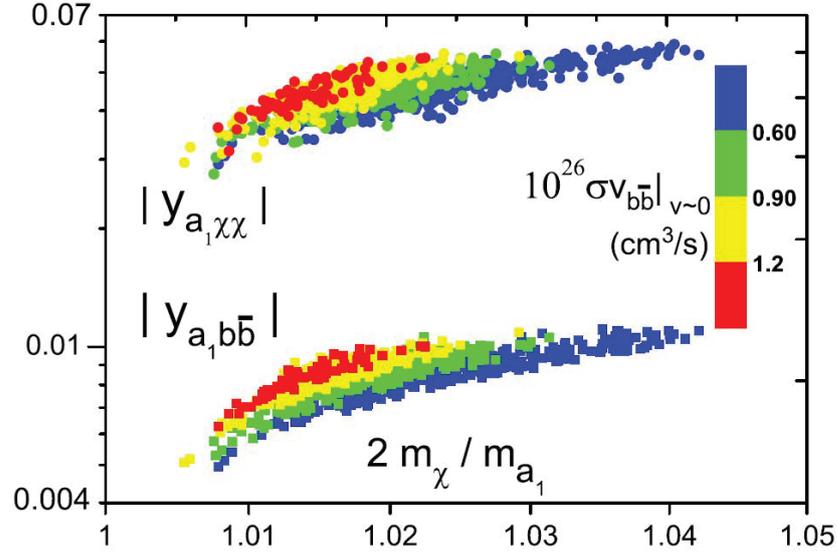


图 4.1: 随着质量比例 $2m_\chi/m_{a_1}$ 偏离共振峰, $y_{a_1\chi\chi}$, $y_{a_1b\bar{b}}$ 以及 $\langle\sigma v\rangle_{a_1,FO}$ 的变化情况。

如 $1.03 < 2m_\chi/m_{a_1} < 1.04$, 已经没有 $\langle\sigma v\rangle_{a_1,GCE}$ 较大的红色样本点了。

3.6节中提到, 为了得到一个正确的暗物质残留丰度, 在热褪偶时Z波色子通过s-channel传播的湮灭贡献 $\langle\sigma v\rangle_{Z,FO}$ 也需要比较大。我们希望通过一个方法来直观地展示出这个效应。一个选择是观察Z波色子衰变到一对暗物质的不可见分宽度 $\Gamma_{Z,inv}$, 因为这个过程中也含有Z波色子与暗物质的耦合 $g_{Z\chi\chi}$ 。我们在保留样本点时要求暗物质质量小于40 GeV也是基于这样的考虑, 因为必须在运动学上允许这个衰变的发生。这个不可见分宽度的表达式为:

$$\Gamma_{Z,inv} = \frac{G_F m_Z^3}{12\sqrt{2}\pi} (N_{13}^2 - N_{14}^2)^2 \left(1 - \frac{4m_\chi^2}{m_Z^2}\right)^{3/2} \quad (4.4)$$

这里 G_F 是Fermi常数。可以看到 $\Gamma_{Z,inv}$ 不仅含有Z波色子与暗物质的耦合 $g_{Z\chi\chi} = (m_Z/\sqrt{2}v) \times (N_{13}^2 - N_{14}^2)$, 也依赖于两体衰变的 β 因子 $(1 - 4m_\chi^2/m_Z^2)^{3/2}$ 。 β 因子会随着 m_χ 与 $m_Z/2$ 的靠近而迅速减小, 因此我们选择暗物质质量 m_χ 上限为40 GeV, 以避免与 $m_Z/2 \approx 45$ GeV靠得太近。

从图4.2中可以看到, 随着 $2m_\chi/m_{a_1}$ 越来越偏离完全共振的1.0, 样本点颜色从红色变为蓝色, 纵轴 $\langle\sigma v\rangle_{a_1,GCE}$ 整体上被明显压低, 这与图4.1中的观察一致。同时横轴 $\Gamma_{Z,inv}$ 整体趋势上在明显增加, 样本点颜色从左端的红色区域逐渐移动到右端的蓝色区域。这间接地印证了我们的预期, 即热褪偶时如

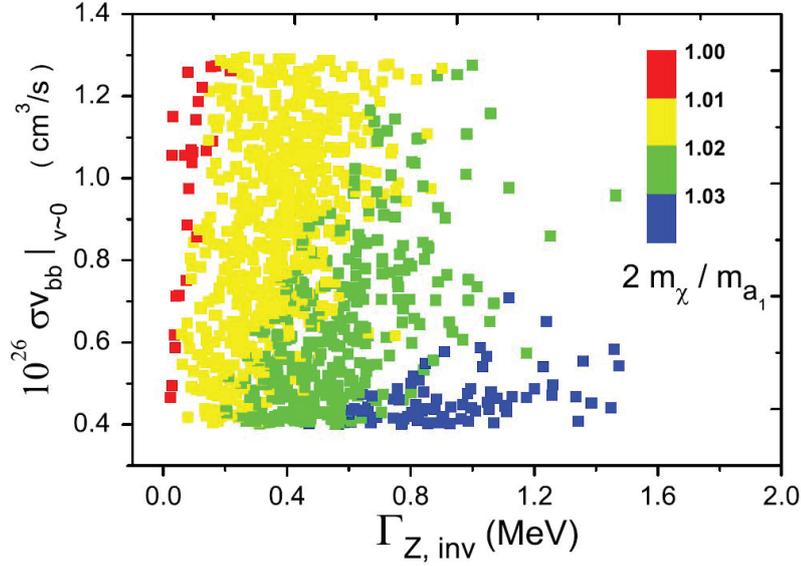


图 4.2: 随着质量比例 $2m_\chi/m_{a_1}$ 偏离共振峰, $\langle \sigma v \rangle_{a_1,FO}$ 和 $\Gamma_{Z,inv}$ 的变化情况。

果 a_1 对暗物质湮灭的贡献 $\langle \sigma v \rangle_{a_1,FO}$ 被明显压低, Z 波色子通过 s -channel传播的湮灭贡献 $\langle \sigma v \rangle_{Z,FO}$ 将明显增加, 从而将总湮灭截面 $\langle \sigma v \rangle_{total,FO}$ 补充到需要的经典值 $3.0 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ 附近。

将 Z 波色子通过 s -channel传播的湮灭费曼图旋转90度, 对应着暗物质直接探测实验中暗物质与核子的散射, 如图4.3所示。

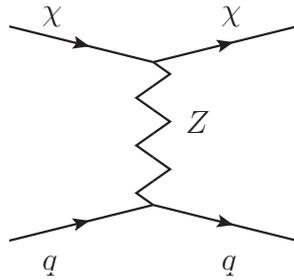


图 4.3: 暗物质直接探测实验中暗物质与核子的自旋相关 (SD) 散射, t -channel传播子为 Z 波色子。

由于这里 t -channel的传播子是 Z 波色子, 因此是自旋相关 (SD) 的散射过程。既然 Z 波色子与暗物质的耦合 $g_{Z\chi\chi}$ 不能太小, 那么这个散射截面 σ_p^{SD} 有可能

比较大。虽然今天实验给出的SD散射排除能力相比于自旋无关（SI）来说要弱很多，但是鉴于将来XENON-1T和LUX-Zeplin（LZ）具有良好的探测潜力，因此有必要对此作一些讨论。在图4.4中我们在 $m_\chi - \sigma_p^{\text{SD}}$ 平面上展示了II-S样本点所处的区域，以及一些实验现在给出的排除结果或者未来的预期能力。

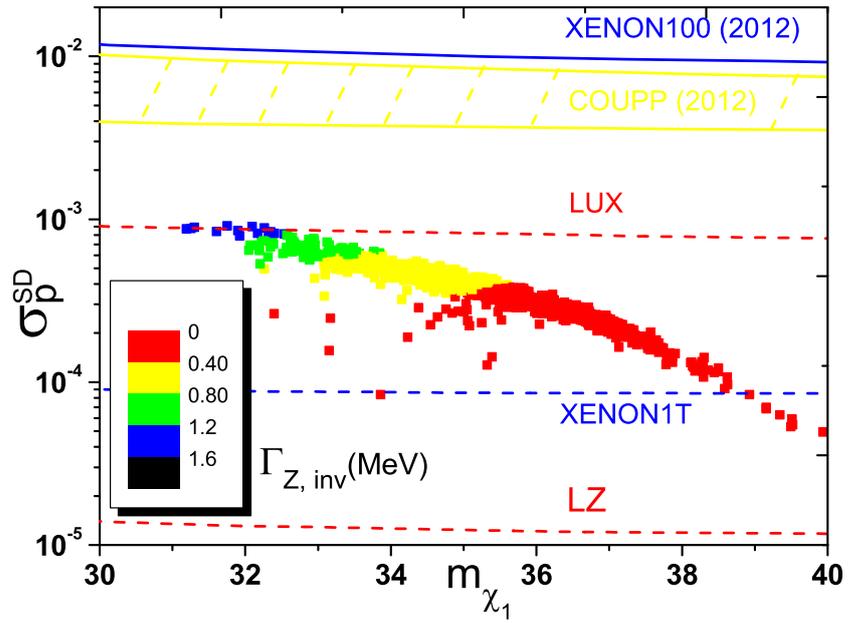


图 4.4: $m_{\text{sp}}\text{-SD}$ 平面上II-S样本点所处的区域，以及一些直接探测实验现在给出的排除线或者未来的预期能力。

可以看到，虽然现在LUX的限制很难探测这些样本点，但是未来的XENON-1T和LZ将可以部分或者完全覆盖相关的参数空间。值得注意的是，随着暗物质质量从30 GeV增加到40 GeV， σ_p^{SD} 在不断下降，而且颜色所代表的 $\Gamma_{Z, \text{inv}}$ 也在下降（从蓝色变为红色）。这个原因来自于被压低的 $g_{Z\chi\chi}$ 。这是因为 $g_{Z\chi\chi}$ 对 λ/μ 因子的依赖关系与 m_χ 正好相反

$$g_{Z\chi\chi} \approx \left(\frac{\lambda}{\mu}\right)^2 v^2, \quad m_\chi \approx 2\left(\frac{\lambda}{\mu}\right)\kappa \quad (4.5)$$

因此当暗物质质量 m_χ 增加时， $g_{Z\chi\chi}$ 整体上会被压低，因此 σ_p^{SD} 和 $\Gamma_{Z, \text{inv}}$ 整体上在

减小。此外，当暗物质质量越来越靠近 $m_Z/2$ 时，两体衰变的 β 因子将会迅速压低，这也是导致 $\Gamma_{Z,inv}$ 被压低的另一个原因。

由于II-S中 h_2 是标准模型Higgs，而 h_1 是单态场为主而且可以很轻，因此在暗物质直接探测试验中有可能带来较大的SI散射截面 σ_p^{SI} ，如图4.5所示。4.1节中已经指出，我们保留的样本点都已经通过了LUX实验的排除限

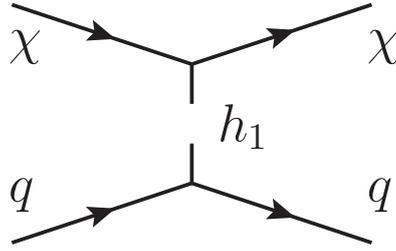


图 4.5: 暗物质-核子的自旋无关 (SI) 散射, t -channel传播子为 h_1 。

制。能够通过限制的原因在于，这里单态场为主的 h_1 与暗物质的耦合形式为 $|g_{h_1\chi\chi}| \sim \sqrt{2}\kappa$ ，而singlino为主的暗物质质量近似为 $m_\chi \sim 2\kappa(\mu/\lambda)$ 。30 ~ 40 GeV之间的轻暗物质往往对应较小的 κ ，因此 σ_p^{SI} 很难有较大的值。我们检查了样本点的性质，发现都处于 $0.02 < \kappa < 0.043$ 和 $20 \text{ GeV} < m_{h_1} < 100 \text{ GeV}$ 的范围，而且对于最危险的非常轻的 $m_{h_1} < 30 \text{ GeV}$ (个数很少)， κ 数值会迅速下降。因此II-S方案要想满足直接探测试验的限制并没有太大困难。

4.3 14-TeV LHC上的3-lepton信号模拟

我们可以通过 $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^\pm \tilde{\chi}_j^0 \rightarrow 2\tilde{\chi}_1^0 W^\pm Z \rightarrow 3\ell + E_T^{miss}$ 产生的3-lepton信号来探测NMSSM 参数空间中能够解释GCE的区域。事实上，当所有squark、slepton和gluino质量都非常重以至于褪偶时，LHC上最重要的超对称产生过程就是chargino和neutralino的产生。它们的后续衰变如图4.6所示。

chargino可以通过如下方式衰变：

- sneutrino: $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm \rightarrow \tilde{\nu} \ell^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \nu$;
- 带电slepton: $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm \rightarrow \tilde{\ell}^\pm \nu \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \ell^\pm \nu$;
- W波色子 $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm \rightarrow W^\pm \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell^\pm \nu \tilde{\chi}_1^0$ 。

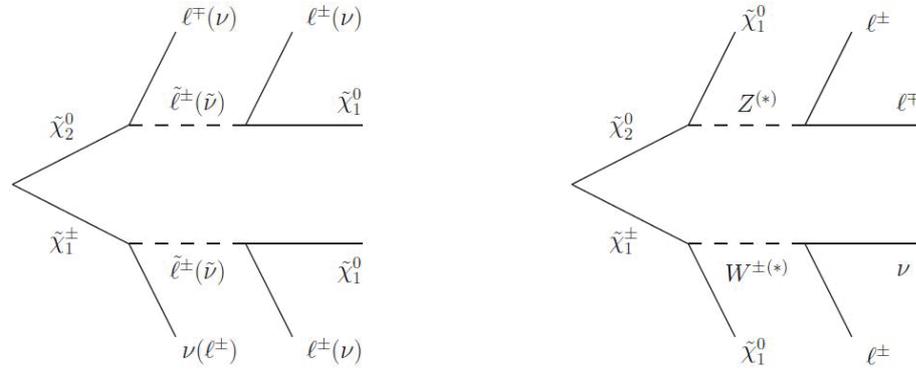


图 4.6: chargino和neutralino的衰变方式。

而neutralino的衰变方式包括:

- slepton: $\tilde{\chi}_{2,3,4,5}^0 \rightarrow \ell^\pm \tilde{\ell}^\mp \rightarrow \ell^\pm \ell^\mp \tilde{\chi}_1^0$;
- Z波色子: $\tilde{\chi}_{2,3,4,5}^0 \rightarrow Z \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell^\pm \ell^\mp \tilde{\chi}_1^0$;
- Higgs粒子: $\tilde{\chi}_{2,3,4,5}^0 \rightarrow h \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell^\pm \ell^\mp \tilde{\chi}_1^0$ 。

4.1节中提到, 所有slepton (包括电中性的和带电的) 被固定在300 GeV, 而最终得到的 $\tilde{\chi}_{2,3}^0$ 和 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 基本都在350 GeV 以下, 因此slepton贡献的衰变过程可以忽略。此外, 由于这里的3-lepton指的是electron或者muon [117], 而标准模型Higgs粒子衰变到electron或者muon的分支比非常低 (因为耦合正比于fermion质量), 因此标准模型Higgs对衰变的贡献也可以忽略。因此相关的衰变就是 $\tilde{\chi}_i^\pm \tilde{\chi}_j^0 \rightarrow 2\tilde{\chi}_1^0 W^\pm Z \rightarrow 3\ell + E_T^{miss}$ 。

4.3.1 事例重构和预筛选

根据ATLAS的实验报告[117], 搜集事例样本需要满足如下触发条件。这些条件能够在整体上把基准触发效率提升到90%以上。而且即使被触发的对象具有不确定的 p_T , 结果也不会受到影响。真实实验数据和蒙卡模拟都要满足这些触发条件。

- 含单个或者两个electron/muon, 并具有对称的和反对称的横向动量 p_T ;

- electron/muon 必须满足预先筛选条件，即electron需要满足 $p_T > 10 \text{ GeV}$ 以及 $|\eta| < 2.47$ ，而muon需要满足 $p_T > 10 \text{ GeV}$ 以及 $|\eta| < 2.4$ ；
- 对于具有单个electron或者单个muon的事例，至少有一个electron或者muon必须满足 $p_T > 25 \text{ GeV}$ ；
- 对于具有对称双muon的事例，至少有两个信号muon满足 $p_T > 14 \text{ GeV}$ 。然而对于具有反对称双muon的事例，至少有两个信号muon必须满足 $p_T > 18 \text{ GeV}$ 和 $p_T > 14 \text{ GeV}$ ；
- 对于对称双electron的事例，至少有两个信号electron满足 $p_T > 14 \text{ GeV}$ 。对于具有反对称双electron的事例，至少有两个信号electron必须满足 $p_T > 25 \text{ GeV}$ 和 $p_T > 10 \text{ GeV}$ ；
- 对于包含electron+muon的事例，至少有一个信号electron满足 $p_T > 14 \text{ GeV}$ 以及一个信号muon满足 $p_T > 10 \text{ GeV}$ 。而对于包含muon+electron的事例，至少有一个信号electron满足 $p_T > 10 \text{ GeV}$ 以及一个信号muon满足 $p_T > 18 \text{ GeV}$ ；

jets的重构方案是anti- k_r 算法，其中cone半径参数选为 $R = 0.4$ 。对于jets的保留条件是 $p_T > 20 \text{ GeV}$ 和 $|\eta| < 2.5$ 。对于***b*-jets**，*b*-tagging算法的正确识别率可以达到85%，而把同样处于 $p_T > 20 \text{ GeV}$ 和 $|\eta| < 2.5$ 范围的轻flavor jets误识别为***b*-jets**的概率大约在10%。

E_T^{miss} 的定义为下列横向动量/能量之和：

- $p_T > 10 \text{ GeV}$ 的muon；
- $p_T > 10 \text{ GeV}$ 的electron；
- $p_T > 20 \text{ GeV}$ 的jets；
- 量能器中沉积的不属于上述分类的能量簇。

识别lepton的标准之一就是，它们必须与其它lepton或者其它jets明显地分开。如果两个候选electron满足 $\Delta R < 0.1$ ，那么低能量的那个electron会被丢弃。如果一个候选jet距离一个候选electron在 $\Delta R = 0.2$ 之内，那么这个jet会被舍弃。

为了压低charm/bottom quark通过semi-leptonic衰变带来的lepton, 所有lepton候选者与候选jet的距离都必须满足 $\Delta R > 0.4$ 。此外, 通过bremsstrahlung效应重构出来的muon很可能会与候选electron重合。为了排除这种情形, 对于那些已经与jets良好分离的electron和muon, 如果它们二者之间相聚 $\Delta R < 0.1$, 则二者都会被舍弃。

4.3.2 信号区域的选择

被选择的事例必须含有三个信号lepton。由于neutralino通过Z的衰变会产生相同味道相反电荷的一对lepton (SFOS), 因此至少存在一对这样的lepton。这一对SFOS lepton的不变质量必须大于12 GeV以保证低质量共振带来的背景能够被压低。为了压低top quark带来的背景, 事例不能含有 $p_T > 20$ GeV的b-jets。

实验报告[117]中定义了6个信号区域: 三个是Z-depleted区域, 即SFOS lepton对的不变质量偏离 m_Z 至少10 GeV, 即 $m_{\ell\ell} < 81.2$ GeV 或者 $m_{\ell\ell} > 101.2$ GeV, 包括SRnoZa, SRnoZb和SRnoZc。另外三个是Z-enriched区域, 要求至少有一对SFOS lepton的不变质量 $m_{\ell\ell}$ 处于 m_Z 附近10 GeV 之内, 即 81.2 GeV $< m_{\ell\ell} < 101.2$ GeV, 包括SRZa, SRZb, SRZc。Z-depleted 区域探测目标是neutralino 通过off-shell 的Z波色子衰变, 而Z-enriched区域目标是neutralino通过on-shell的Z波色子衰变。对于Z-depleted和Z-enriched区域, 分别定义loose, medium和tight区域。

- loose 区域 (SRnoZa和SRZa) 对应中等大小的MET。SRnoZa针对的是较轻的两个neutralinos 之间质量劈裂比较小的情形, 而SRnoZb关注质量劈裂略微小于 m_Z 的情况;
- tight信号区域SRnoZc通过要求第三个信号lepton $p_T > 30$ GeV来探测质量劈裂很大的情形。对于横向质量变量 m_T

$$m_T = \sqrt{2 \cdot E_T^{\text{miss}} \cdot p_T^\ell \cdot (1 - \cos \Delta\phi_{\ell, E_T^{\text{miss}}})} \quad (4.6)$$

tight区域必须满足 $m_T > 110$ GeV。这里被计算 m_T 的lepton 是不属于SFOS lepton对的第三个lepton, 因为SFOS指的是不同lepton对组合中不变质量最靠近 m_Z 的组合。这个对 m_T 的要求可以压低来自于WZ事例的背景, 因为 $W \rightarrow \ell\nu$ 衰变的主要特征是 $m_T < m_W$ 。而在SRZc区域中, 对 E_T^{miss} 的要求提升到120 GeV 从而进一步压低WZ背景;

- 为了使不同信号区域之间没有重合，通过SRnoZa 和SRnoZb 的事例不允许再满足SRnoZc;
- 在任何信号区域，都没有对非b-jets的jets个数有要求。

为了对 μ 比较大的区域提升探测的灵敏度，我们引入了第七个信号区域SRZd。它的具体要求与[117]中的SRZc基本相同，不同之处是SRZd要求 $E_T^{\text{miss}} > 165 \text{ GeV}$ 。这是由于更大的 μ 对应更重的neutralino和chargino，它们衰变时产生的暗物质有机会获得更大的能量。表4.3和表4.4分别列出了七个不同信号区域的具体内容。

	SRnoZa	SRnoZb	SRnoZc
$m_{\text{SFOS}}(\text{GeV})$	< 60	60 – 81.2	< 81.2 或者 > 101.2
$E_T^{\text{miss}}(\text{GeV})$	> 50	> 75	> 75
$m_T(\text{GeV})$	-	-	> 110
$p_T 3^{\text{rd}} \ell(\text{GeV})$	> 10	> 10	> 30
SR veto	SRnoZc	SRnoZc	-

表 4.3: Z-depleted区域的探测器变量要求。

	SRZa	SRZb	SRZc	SRZd
$m_{\text{SFOS}}(\text{GeV})$	81.2 – 101.2	81.2 – 101.2	81.2 – 101.2	81.2 – 101.2
$E_T^{\text{miss}}(\text{GeV})$	75 – 120	75 – 120	> 120	> 165
$m_T(\text{GeV})$	< 110	> 110	> 110	> 110
$p_T 3^{\text{rd}} \ell(\text{GeV})$	> 10	> 10	> 10	> 10
SR veto	-	-	-	-

表 4.4: Z-enriched域的探测器变量要求。

在信号区域有多种标准模型过程会贡献类似的信号事例，主要分为不可约（irreducible）和可约（reducible）两类。如果某种背景事例会贡献三个真实的并且可以良好区分开的lepton，那么我们称之为irreducible背景。而reducible背景指的是至少含有一个被错误识别的粒子，例如：

- 一个重quark的semi-leptonic衰变产生的lepton;

- 轻quark或者gluon jet被错误识别为lepton;
- 光子转换来的electron被误识别为信号lepton;

具体的reducible背景包括top quark的单个产生或者成对产生, WW , 以及单个 W/Z 伴随jets或者光子产生。其中最主要的贡献来自于top quark的产生, 其次是 Z +jets。而irreducible背景包括di-boson产生 (WZ, ZZ), tri-boson产生 (WWW, ZZZ, ZWW), 以及 $t\bar{t} + W/Z$ 产生过程, 这里的规范波色子可以是on-shell或者是off-shell。这些背景的贡献通过对应的蒙卡模拟来确定, 其中的某些类型, 例如lepton和b-jets的接受率还需要通过实验数据来进行修正。ATLAS实验组针对这里的蒙卡模拟, 尤其对于 WZ 的产生, 在多个validation区域进行了检验, 发现与实验数据符合很好。

4.3.3 3-lepton信号的模拟结果

图4.7展示了在14-TeV LHC上排除一个样本点所需要的积分亮度。可以看到:

- 在95%置信度上, 100 fb^{-1} 的数据可以覆盖大部分的II-S样本, 而 200 fb^{-1} 可以探测所有保留的样本点;
- 对于图中的每个样本点, 我们选取了信号显著水平 S 最高的信号区域, 并且计算 $S = 1.96$ 所对应的积分亮度作为排除条件。对于 $m_{\chi_1^\pm} \leq 230 \text{ GeV}$ 我们发现SRZc区域最灵敏。而对于 $m_{\chi_1^\pm} \geq 280 \text{ GeV}$ 则是SRZd效果最好, 这符合当初我们构建SRZd区域时的预期;
- 由于横轴代表的 $m_{\chi_1^\pm}$ 与 μ 基本相当, 可以看到 μ 值很小的样本点被探测所需要的积分亮度明显较小。随着 μ 值增大, 所需要的积分亮度整体上在增加;
- 我们使用红色方块(绿色圆圈)标出了在 5σ 置信度上能够用 $1000 (3000) \text{ fb}^{-1}$ 数据发现的样本点。可以看到在将来的高亮度LHC (HL-LHC) 上, 大部分样本点也有希望被发现。

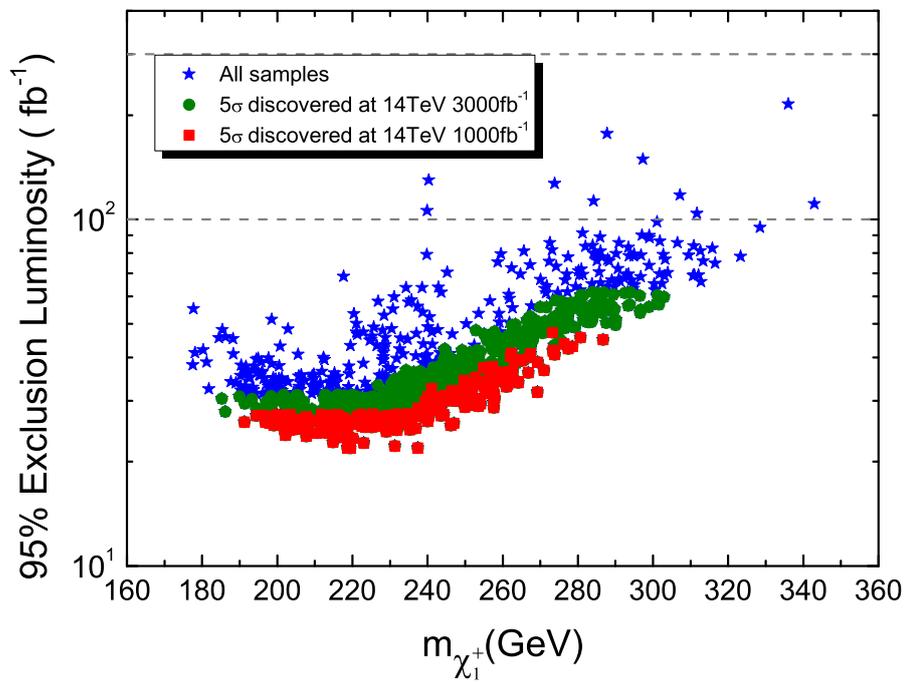


图 4.7: 对于II-S方案, 14-TeV LHC在95%置信度上排除一个样本点所需要的积分亮度, 或者在5 σ 置信度上能够用1000 (3000) fb^{-1} 数据发现的样本点。

第五章 总结

在本文中，我们在超对称框架下讨论用暗物质湮灭来解释银心伽马射线超出（GCE）。我们基于次最小超对称NMSSM，在考虑了众多实验限制后，寻找能够同时解释暗物质残留丰度 Ωh^2 和GCE的参数区域。我们的主要结论包括：

- 质量在(30 ~ 40)GeV之间、singlino成分为主的neutralino暗物质，通过赝标量 a_1 传播的 s -channel湮灭到 $b\bar{b}$ ，利用合适的共振可以得到所需要的湮灭截面，从而能够解释GCE。
- 当 $2m_\chi/m_{a_1}$ 偏离完全共振1.0比较远时，为了得到正确的 Ωh^2 ，早期宇宙热褪偶时必须有足够的Z波色子在 s -channel传播的湮灭贡献来补充。这将要求higgsino质量参数 μ 不能太大，上限在350 GeV左右。
- 样本点对应的参数空间可以在暗物质直接探测实验的自旋相关(SD)散射中有明显效应。尽管当下LUX实验很难给出限制，但是未来的XENON-1T和LUX-ZEPLIN实验将有能力探测大部分参数区域。
- 可以通过 $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^\pm \tilde{\chi}_j^0 \rightarrow 2\tilde{\chi}_1^0 W^\pm Z \rightarrow 3\ell + E_T^{miss}$ 产生的3-lepton信号在14-TeV LHC上探测相关参数空间。在95%置信度上，大部分（全部）样本点可以使用100 (200) fb^{-1} 积分亮度的数据来排除。同时，部分样本点也可以在HL-LHC上使用3000 fb^{-1} 的数据来发现。

我们注意到最近有文章指出，由一个 CP -even Higgs和一个 CP -odd Higgs组成的末态 ha 也可以提供GCE能谱很好的拟合[125]，甚至在湮灭靠近阈值附近时比通常讨论的 $b\bar{b}$ 拟合更好。3.3节中提到 hh, aa 末态会受到 p -wave压低，但是 ha 末态可以通过 CP -odd Higgs作为 s -channel的传播子。根据表3.2可知这是 s -wave贡献。不同于[125]中讨论的情形，即 h 被要求是标准模型Higgs，我们更关注 h 和 a 中有较高单态场成分的情形。我们已经在NMSSM中初步得到了实现这个方案的样本点，下一步将继续分析它们的性质，以及探讨在对撞机上寻找末态中单态Higgs的方法。一个可能的思路是利用单态Higgs与bottom quark的联合产生，因为它们的耦合中含有 $\tan\beta$ 的增强[126]。

参考文献

- [1] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **716** (2012) 30 [arXiv:1207.7235 [hep-ex]].
- [2] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B **716** (2012) 1 [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
- [3] K. Choi, K. Y. Lee, Y. Shimizu, Y. G. Kim and K. i. Okumura, JCAP **0612** (2006) 017 [hep-ph/0609132]. ;
- [4] T. Moroi and L. Randall, Nucl. Phys. B **570** (2000) 455 [hep-ph/9906527].
- [5] G. Jungman, M. Kamionkowski and K. Griest, Phys. Rept. **267** (1996) 195;
- [6] J. R. Ellis, J. S. Hagelin, D. V. Nanopoulos, K. A. Olive and M. Srednicki, Nucl. Phys. B **238** (1984) 453. ;
- [7] H. Goldberg, Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 1419 [Erratum-ibid. **103** (2009) 099905].;
- [8] H. C. Cheng, J. L. Feng and K. T. Matchev, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 211301 [hep-ph/0207125]. ;
- [9] G. Servant and T. M. P. Tait, Nucl. Phys. B **650** (2003) 391 [hep-ph/0206071].
- [10] V. Silveira and A. Zee, Phys. Lett. B **161** (1985) 136. ;
- [11] C. P. Burgess, M. Pospelov and T. ter Veldhuis, Nucl. Phys. B **619** (2001) 709 [hep-ph/0011335].
- [12] J. McDonald, Phys. Rev. D **50** (1994) 3637 [hep-ph/0702143 [HEP-PH]].
- [13] M. Cirelli, N. Fornengo and A. Strumia, Nucl. Phys. B **753** (2006) 178 [hep-ph/0512090].

- [14] M. Pospelov and A. Ritz, *Phys. Rev. D* **84** (2011) 113001 [arXiv:1109.4872 [hep-ph]].
- [15] L. Lopez-Honorez, T. Schwetz and J. Zupan, *Phys. Lett. B* **716** (2012) 179 [arXiv:1203.2064 [hep-ph]].
- [16] V. Barger, P. Langacker, M. McCaskey, M. Ramsey-Musolf and G. Shaughnessy, *Phys. Rev. D* **79** (2009) 015018 [arXiv:0811.0393 [hep-ph]].
- [17] M. Pospelov, A. Ritz and M. B. Voloshin, *Phys. Lett. B* **662** (2008) 53 [arXiv:0711.4866 [hep-ph]].
- [18] M. R. Buckley, D. Feld and D. Goncalves, arXiv:1410.6497 [hep-ph].
- [19] M. Ibe, S. Iwamoto, S. Matsumoto, T. Moroi and N. Yokozaki, *JHEP* **1308** (2013) 029 [arXiv:1304.1483 [hep-ph]].
- [20] W. Buchmuller, L. Covi, K. Hamaguchi, A. Ibarra and T. Yanagida, *JHEP* **0703** (2007) 037 [hep-ph/0702184 [HEP-PH]].
- [21] M. Grefe, arXiv:1111.6041 [hep-ph].
- [22] K. Y. Choi, D. Restrepo, C. E. Yaguna and O. Zapata, *JCAP* **1010** (2010) 033 [arXiv:1007.1728 [hep-ph]].
- [23] D. Restrepo, M. Taoso, J. W. F. Valle and O. Zapata, *Phys. Rev. D* **85** (2012) 023523 [arXiv:1109.0512 [hep-ph]].
- [24] M. A. Diaz, S. G. Saenz and B. Koch, *Phys. Rev. D* **84** (2011) 055007 [arXiv:1106.0308 [hep-ph]].
- [25] G. Cottin, M. A. Díaz, M. J. Guzmán and B. Panes, *Eur. Phys. J. C* **74** (2014) 11, 3138 [arXiv:1406.2368 [hep-ph]].
- [26] J. R. Ellis, K. A. Olive, Y. Santoso and V. C. Spanos, *Phys. Lett. B* **588** (2004) 7 [hep-ph/0312262].
- [27] J. Preskill, M. B. Wise and F. Wilczek, *Phys. Lett. B* **120**, 127 (1983).

- [28] L. F. Abbott and P. Sikivie, Phys. Lett. B **120**, 133 (1983).
- [29] M. Dine and W. Fischler, Phys. Lett. B **120**, 137 (1983).
- [30] M. S. Turner and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **66**, 5 (1991).
- [31] D. H. Lyth and E. D. Stewart, Phys. Rev. D **46**, 532 (1992).
- [32] A. Merle and M. Totzauer, arXiv:1502.01011 [hep-ph].
- [33] S. K. Kang and A. Patra, arXiv:1412.4899 [hep-ph].
- [34] S. B. Roland, B. Shakya and J. D. Wells, arXiv:1412.4791 [hep-ph].
- [35] A. Harada, A. Kamada and N. Yoshida, arXiv:1412.1592 [astro-ph.CO].
- [36] R. Adhikari, D. Borah and E. Ma, arXiv:1411.4602 [hep-ph].
- [37] A. Merle and A. Schneider, arXiv:1409.6311 [hep-ph].
- [38] W. M. Yang, arXiv:1503.08899 [hep-ph].
- [39] S. z. Wang, H. Iminniyaz and M. Mamat, arXiv:1503.06519 [hep-ph].
- [40] M. Dhen and T. Hambye, arXiv:1503.03444 [hep-ph].
- [41] S. M. Boucenna, M. B. Krauss and E. Nardi, arXiv:1503.01119 [hep-ph].
- [42] A. Aguirre and A. Diez-Tejedor, arXiv:1502.07354 [astro-ph.CO].
- [43] A. Hamze, C. Kilic, J. Koeller, C. Trendafilova and J. H. Yu, Phys. Rev. D **91** (2015) 3, 035009 [arXiv:1410.3030 [hep-ph]].
- [44] N. F. Bell, S. Horiuchi and I. M. Shoemaker, Phys. Rev. D **91** (2015) 2, 023505 [arXiv:1408.5142 [hep-ph]].
- [45] F. Bishara and J. Zupan, JHEP **1501** (2015) 089 [arXiv:1408.3852 [hep-ph]].
- [46] P. A. R. Ade *et al.* [Planck Collaboration], arXiv:1502.01589 [astro-ph.CO].
- [47] R. Bernabei *et al.* [DAMA Collaboration], Eur. Phys. J. C **56**, 333 (2008).

- [48] C. E. Aalseth *et al.* [CoGeNT Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **106**, 131301 (2011).
- [49] C. E. Aalseth *et al.* [CoGeNT Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **107**, 141301 (2011).
- [50] G. Angloher *et al.* [CRESST Collaboration], *Eur. Phys. J. C* **72**, 1971 (2012).
- [51] R. Agnese *et al.* [CDMS Collaboration], arXiv:1304.4279 [hep-ex].
- [52] E. Aprile *et al.* [XENON100 Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **109**, 181301 (2012).
- [53] D. S. Akerib *et al.* [LUX Collaboration], arXiv:1310.8214 [astro-ph.CO].
- [54] G. B. Gelmini, arXiv:1502.01320 [hep-ph].
- [55] O. Adriani *et al.* [PAMELA Collaboration], *Nature* **458** (2009) 607 [arXiv:0810.4995 [astro-ph]].
- [56] O. Adriani *et al.* [PAMELA Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **111** (2013) 081102 [arXiv:1308.0133 [astro-ph.HE]].
- [57] L. Accardo *et al.* [AMS Collaboration], *High Statistics Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5 to 500 GeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station*, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 121101 (2014).
- [58] M. Aguilar *et al.* [AMS Collaboration], *Electron and Positron Fluxes in Primary Cosmic Rays Measured with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station*, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 121102 (2014).
- [59] B. Zitzer [VERITAS Collaboration], arXiv:1503.00743 [astro-ph.HE].
- [60] A. W. Smith [VERITAS Collaboration], arXiv:1502.02900 [astro-ph.HE].
- [61] M. Cerruti [VERITAS Collaboration], *PoS Integral* **2014** (2015) 013 [arXiv:1501.03554 [astro-ph.HE]].

- [62] F. Aharonian *et al.* [HESS Collaboration], *Nature* **439** (2006) 695 [astro-ph/0603021].
- [63] A. Abramowski *et al.* [HESS Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 041301 [arXiv:1301.1173 [astro-ph.HE]].
- [64] M. Beltran, D. Hooper, E. W. Kolb, Z. A. C. Krusberg and T. M. P. Tait, *JHEP* **1009** (2010) 037 [arXiv:1002.4137 [hep-ph]].
- [65] P. J. Fox, R. Harnik, J. Kopp and Y. Tsai, *Phys. Rev. D* **85** (2012) 056011 [arXiv:1109.4398 [hep-ph]].
- [66] Y. Gershtein, F. Petriello, S. Quackenbush and K. M. Zurek, *Phys. Rev. D* **78** (2008) 095002 [arXiv:0809.2849 [hep-ph]].
- [67] P. J. Fox, R. Harnik, J. Kopp and Y. Tsai, *Phys. Rev. D* **84** (2011) 014028 [arXiv:1103.0240 [hep-ph]].
- [68] F. J. Petriello, S. Quackenbush and K. M. Zurek, *Phys. Rev. D* **77** (2008) 115020 [arXiv:0803.4005 [hep-ph]].
- [69] L. M. Carpenter, A. Nelson, C. Shimmin, T. M. P. Tait and D. Whiteson, *Phys. Rev. D* **87** (2013) 7, 074005 [arXiv:1212.3352].
- [70] Y. Bai and T. M. P. Tait, *Phys. Lett. B* **723** (2013) 384 [arXiv:1208.4361 [hep-ph]].
- [71] A. A. Petrov and W. Shepherd, *Phys. Lett. B* **730** (2014) 178 [arXiv:1311.1511 [hep-ph]].
- [72] L. Carpenter, A. DiFranzo, M. Mulhearn, C. Shimmin, S. Tulin and D. Whiteson, *Phys. Rev. D* **89** (2014) 7, 075017 [arXiv:1312.2592 [hep-ph]].
- [73] A. Berlin, T. Lin and L. T. Wang, *JHEP* **1406** (2014) 078 [arXiv:1402.7074 [hep-ph]].
- [74] T. Lin, E. W. Kolb and L. T. Wang, *Phys. Rev. D* **88** (2013) 6, 063510 [arXiv:1303.6638 [hep-ph]].

- [75] G. Artoni, T. Lin, B. Penning, G. Sciolla and A. Venturini, arXiv:1307.7834 [hep-ex].
- [76] J. Abdallah, A. Ashkenazi, A. Boveia, G. Busoni, A. De Simone, C. Doglioni, A. Efrati and E. Etzion *et al.*, arXiv:1409.2893 [hep-ph].
- [77] L. Goodenough and D. Hooper, arXiv:0910.2998 [hep-ph].
- [78] D. Hooper and L. Goodenough, Phys. Lett. B **697** (2011) 412 [arXiv:1010.2752 [hep-ph]].
- [79] D. Hooper and T. Linden, Phys. Rev. D **84** (2011) 123005 [arXiv:1110.0006 [astro-ph.HE]].
- [80] K. N. Abazajian and M. Kaplinghat, Phys. Rev. D **86** (2012) 083511 [arXiv:1207.6047 [astro-ph.HE]].
- [81] C. Gordon and O. Macias, Phys. Rev. D **88** (2013) 083521 [Erratum-ibid. D **89** (2014) 4, 049901] [arXiv:1306.5725 [astro-ph.HE]].
- [82] K. N. Abazajian, N. Canac, S. Horiuchi and M. Kaplinghat, Phys. Rev. D **90** (2014) 023526 [arXiv:1402.4090 [astro-ph.HE]].
- [83] D. Hooper and T. R. Slatyer, Phys. Dark Univ. **2**, 118 (2013).
- [84] T. Daylan *et al.*, arXiv:1402.6703 [astro-ph.HE].
- [85] F. Calore, I. Cholis and C. Weniger, arXiv:1409.0042 [astro-ph.CO].
- [86] Q. Yuan and B. Zhang, JHEAp **3-4** (2014) 1 [arXiv:1404.2318 [astro-ph.HE]].
- [87] E. Carlson and S. Profumo, Phys. Rev. D **90** (2014) 2, 023015 [arXiv:1405.7685 [astro-ph.HE]].
- [88] J. Petrovic, P. D. Serpico and G. Zaharijas, JCAP **1410** (2014) 10, 052 [arXiv:1405.7928 [astro-ph.HE]].
- [89] B. D. Fields, S. L. Shapiro and J. Shelton, Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 151302 [arXiv:1406.4856 [astro-ph.HE]].

- [90] I. Cholis, D. Hooper and T. Linden, arXiv:1407.5625 [astro-ph.HE].
- [91] B. Zhou, Y. F. Liang, X. Huang, X. Li, Y. Z. Fan, L. Feng and J. Chang, arXiv:1406.6948 [astro-ph.HE].
- [92] C. Gordon and O. Macias, arXiv:1410.7840 [astro-ph.HE].
- [93] R. M. O’Leary, M. D. Kistler, M. Kerr and J. Dexter, arXiv:1504.02477 [astro-ph.HE].
- [94] S. Murgia, Talk given on Fifth Fermi Symposium, Nagoya, 20-24 October 2014.
- [95] See for example, D. Hooper, arXiv:1411.4079 [hep-ph].
- [96] F. Calore, I. Cholis, C. McCabe and C. Weniger, arXiv:1411.4647 [hep-ph].
- [97] M. Ackermann *et al.* [Fermi-LAT Collaboration], Phys. Rev. D **89** (2014) 4, 042001 [arXiv:1310.0828 [astro-ph.HE]].
- [98] A. Geringer-Sameth, S. M. Koushiappas and M. G. Walker, arXiv:1410.2242 [astro-ph.CO].
- [99] Matthew Wood (Fermi-LAT Collaboration), Talk given at SLAC Experimental Physics Seminar, October 14, 2014
- [100] Brandon Anderson (Fermi-LAT Collaboration), Talk given at the 2014 Fermi Symposium, Nagoya, Japan, October 20-24 (2014).
- [101] T. Bringmann, M. Vollmann and C. Weniger, Phys. Rev. D **90** (2014) 12, 123001 [arXiv:1406.6027 [astro-ph.HE]].
- [102] M. Cirelli, D. Gaggero, G. Giesen, M. Taoso and A. Urbano, arXiv:1407.2173 [hep-ph].
- [103] D. Hooper, T. Linden and P. Mertsch, arXiv:1410.1527 [astro-ph.HE].
- [104] A. Djouadi, Phys. Rept. **459** (2008) 1 [hep-ph/0503173].

- [105] S. P. Martin, *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* **21** (2010) 1 [hep-ph/9709356].
- [106] M. Carena, S. Gori, N. R. Shah and C. E. M. Wagner, *JHEP* **1203** (2012) 014 [arXiv:1112.3336 [hep-ph]].
- [107] U. Ellwanger *et al.*, *Phys. Rept.* **496**, 1 (2010).
- [108] W. C. Huang, A. Urbano and W. Xue, arXiv:1307.6862 [hep-ph].
- [109] T. Han, Z. Liu and A. Natarajan, *JHEP* **1311** (2013) 008 [arXiv:1303.3040 [hep-ph]].
- [110] J. Cao *et al.*, *JHEP* **1405**, 056 (2014) [arXiv:1311.0678 [hep-ph]].
- [111] U. Ellwanger *et al.*, *JHEP* **0502**, 066 (2005); U. Ellwanger, C. Hugonie, *Comput. Phys. Commun.* **175**, 290 (2006); G. Degrossi *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **28** (2003) 133.
- [112] P. Bechtle *et al.*, *Comput. Phys. Commun.* **181**, 138 (2010); *Comput. Phys. Commun.* **182**, 2605 (2011); *PoS CHARGED* **2012**, 024 (2012); *Eur. Phys. J. C* **74**, 2693 (2014).
- [113] J. Cao *et al.*, arXiv:1409.8431 [hep-ph].
- [114] G. Belanger *et al.*, arXiv:1402.0787 [hep-ph]; arXiv:1305.0237 [hep-ph]; *Comput. Phys. Commun.* **182** (2011) 842 [arXiv:1004.1092 [hep-ph]]; arXiv:0803.2360 [hep-ph]; *Comput. Phys. Commun.* **176** (2007) 367.
- [115] J. Alwall *et al.*, *JHEP* **1407**, 079 (2014).
- [116] T. Sjostrand *et al.*, *Comput. Phys. Commun.* **178**, 852 (2008); *JHEP* **0605**, 026 (2006).
- [117] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2013-035.
- [118] J. de Favereau *et al.* [DELPHES 3 Collaboration], *JHEP* **1402**, 057 (2014); S. Ovin, X. Rouby and V. Lemaitre, arXiv:0903.2225 [hep-ph].

-
- [119] M. Drees *et al.*, arXiv:1312.2591 [hep-ph].
- [120] W. Beenakker *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 3780 (1999) [Erratum-ibid. **100**, 029901 (2008)].
- [121] C. Cheung *et al.*, arXiv:1406.6372 [hep-ph].
- [122] E. Izaguirre, G. Krnjaic and B. Shuve, Phys. Rev. D **90**, 055002 (2014) [arXiv:1404.2018 [hep-ph]].
- [123] C. Arina, E. Del Nobile and P. Panci, arXiv:1406.5542 [hep-ph].
- [124] C. Boehm *et al.*, JCAP **1405**, 009 (2014) [arXiv:1401.6458 [hep-ph]].
- [125] T. Gherghetta, B. von Harling, A. D. Medina, M. A. Schmidt and T. Trott, arXiv:1502.07173 [hep-ph].
- [126] J. Kozaczuk and T. A. W. Martin, JHEP **1504** (2015) 046 [arXiv:1501.07275 [hep-ph]].

简 历

基本情况

吴培文 男
1988年12月出生
中国科学院理论物理研究所 在读博士研究生

联系方式

通讯地址: 北京市中关村东路55号, 中国科学院理论物理研究所
邮编: 100190
E-mail: pwwu@itp.ac.cn

教育状况

2010.09 -	博士	中国科学院理论物理研究所
2006.09 - 2010.07	本科	南京大学

获得荣誉

2014	三好学生	中国科学院大学
2011	三好学生	中国科学院研究生院
2009	科技创新一等奖	南京大学
2009	优秀学生	南京大学

研究兴趣

新物理, 超对称, 对撞机现象学, 暗物质

发表文章目录

- [1] Junjie Cao, Liangliang Shang, **Peiwen Wu**, Jin Min Yang, Yang Zhang
SUSY explanation of the Fermi Galactic Center Excess and its test at LHC Run-II
Phys. Rev. D **91**, 055005 (2015)
- [2] Weicong Huang, Zhaofeng Kang, Jing Shu, **Peiwen Wu**, Jin Min Yang
New Insights of Electroweak Phase Transition in NMSSM
Phys. Rev. D **91**, 025006 (2015)
- [3] Junjie Cao, Dongwei Li, Liangliang Shang, **Peiwen Wu**, Yang Zhang
Exploring the Higgs Sector of a Most Natural NMSSM and its Prediction on Higgs Pair Production at the LHC
JHEP **1412** (2014) 026
- [4] Junjie Cao, Zhaoxia Heng, Dongwei Li, Liangliang Shang, **Peiwen Wu**
Higgs-strahlung production process $e^+e^- \rightarrow Zh$ at the future Higgs factory in the Minimal Dilaton Model
JHEP **1408** (2014) 138
- [5] Ning Liu, Jie Ren, Lei Wu, **Peiwen Wu**, Jin Min Yang
Full one-loop electroweak corrections to $e^+e^- \rightarrow ZH\gamma$ at a Higgs factory
JHEP **1404** (2014) 189
- [6] Junjie Cao, Yangle He, **Peiwen Wu**, Mengchao Zhang, Jingya Zhu
Higgs phenomenology in the Minimal Dilaton Model after Run I of the LHC
JHEP **1401** (2014) 150
- [7] Junjie Cao, Chengcheng Han, Lei Wu, **Peiwen Wu**, Jin Min Yang
A light SUSY dark matter after CDMS-II, LUX and LHC Higgs data
JHEP **1405** (2014) 056

- [8] Chengcheng Han, Xuanting Ji, Lei Wu, **Peiwen Wu**, Jin Min Yang
Higgs pair production with SUSY QCD correction: revisited under current experimental constraints
JHEP **1404** (2014) 003
- [9] Junjie Cao, Lei Wu, **Peiwen Wu**, Jin Min Yang
The Z+photon and diphoton decays of the Higgs boson as a joint probe of low energy SUSY models
JHEP **1309** (2013) 043
- [10] Ning Liu, Lei Wu, **Pei Wen Wu**, Jin Min Yang
Complete one-loop effects of SUSY QCD in $pp \rightarrow b\bar{b}h$ production at the LHC under current experimental constraint
JHEP **1301** (2013) 161

致 谢

5年博士研究生期间，我的导师杨金民研究员给予了我最大程度的帮助。他待人随和，尊重学生的自主想法，平等地和学生讨论问题。感谢杨老师对我的包容和鼓励。

我与河南师范大学的曹俊杰教授也有多次合作。他工作态度严谨，讨论问题很细致，我获益很多。

组内多位师兄师弟也给了我很多帮助，包括武雷、韩成成、朱经亚、张孟超、张阳和苏伟...和他们的讨论使我获得了很多启发。

感谢我亲爱的父母和姐姐，他们一直以来支持我的选择。希望他们都能身体健康，天天开心。

最后，感谢自己。希望今后自己能更加努力，做出好工作。