



暗物质模型简介

高昕, 康召峰, 李田军*

中国科学院理论物理研究所, 北京 100190

* 联系人: E-mail: tli@itp.ac.cn

收稿日期: 2011-09-07; 接受日期: 2011-10-25; 网络出版日期: 2011-11-25

国家自然科学基金 (批准号: 10821302, 11033005)

摘要 本文简单介绍了一些关于暗物质的模型研究, 首先概述了暗物质的发现和大致的研究框架, 并介绍了一些自然的暗物质候选者, 如轴子和超对称模型中的 Neutralino 等, 随后我们讨论一些具体模型和由实验诱导的一些模型.

关键词 暗物质, 粒子物理

PACS: 95.35.td, 98.62.Gq, 98.70.Rz

粒子物理学的基本任务之一是探究宏观物质世界的微观起源. 以粒子物理标准模型 (20 世纪 60 年代) 为代表性成就的 20 世纪, 是粒子物理学的黄金时期. 在规范对称性的框架下, 标准模型成功地统一了微观世界中 (由夸克、轻子和传递相互作用的规范粒子组成) 除引力之外的三种基本相互作用: 电磁相互作用 (确切地说超荷相互作用)、弱相互作用和强相互作用. 换句话说, 从标准模型出发, 几乎可以解释一切目前实验室微观物理现象.

但远在标准模型建立之前的 1933 年, 天文学家 Zwicky 就基于天文学观测 (Coma Galaxy Cluster) 结果提出: 在我们的宇宙中, 除了发光的重子物质之外, 还存在着大量的不发光物质, 即暗物质. 这个充盈在宇宙空间中的看不见的幽灵, 颠覆了标准模型作为终极理论的可能性. 而进一步确认暗物质的存在性, 进而研究暗物质的各种基本属性, 也成了需要粒子物理学家和天文学家共同承担的时代性科学研究重任. 实际上, 随着实验技术的不断改进升级, 暗物质的研究已经成了当前两个领域交叉的热门课题. 本文的主

要目的在于从粒子物理学角度出发, 联系粒子物理理论中本身可能蕴含的超出标准模型信息, 简要介绍粒子物理学中的暗物质模型构造. 当然, 最后只有实验可以告诉我们暗物质究竟如何.

1 暗物质的基本理论

虽然暗物质的存在性是一个公认的事实, 但由于它与标准模型的粒子相互作用很弱, 使得其直接探测非常困难. 除了暗物质不能参与强相互作用和电磁相互作用外, 目前为止我们并没有关于暗物质的其他确定性粒子信息. 而关于其十分有限的定量信息来自天文学/宇宙观测, 如 CMB 和 WMAP 等. 首先, 现在宇宙中的能量组分主要为暗能量、暗物质以及重子物质. 具体而言,

$$\begin{aligned}\rho_{\text{tot}} \simeq \rho_c &\equiv \frac{3H_0^2}{8\pi G_N}, \quad \Omega_{\text{tot}} \equiv \frac{\rho_{\text{tot}}}{\rho_c} \simeq 100\%, \\ \Omega_\Lambda &\simeq 72\%, \quad \Omega_{\text{dm}} \simeq 23\%, \quad \Omega_b \simeq 4.6\%, \\ \Omega_\gamma &\simeq 0.005\%, \quad 0.1\% \leq \Omega_\nu \leq 1.5\%,\end{aligned}\quad (1)$$

引用格式: 高昕, 康召峰, 李田军. 暗物质模型简介. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2011, 41: 1396–1401

Gao X, Kang Z F, Li T J. Introduction to the dark matter models (in Chinese). Sci Sin Phys Mech Astron, 2010, 41: 1396–1401,

doi: 10.1360/132011-976

其中 ρ_c 为临界密度, H_0 是哈勃常数, G_N 是牛顿引力常数, Ω_Λ , Ω_{dm} , Ω_b , Ω_γ 和 Ω_ν 分别代表为暗能量、暗物质、重子物质、光子和中微子占总物质密度的百分比. 由于我们并不能确认暗物质是否唯一, 所以在模型构造中, 对于某一个暗物质组分, 原则上只要求其丰度不超过现在暗物质的剩余丰度 $\Omega_{\text{dm}} h^2 \simeq 0.11$, 其中 h 是标度变换过的哈勃常数. 其次, 为了构成现在物质世界的组分, 暗物质的寿命 τ_{dm} 需要足够长, 即长于宇宙年龄 t_0 (约 137 亿年):

$$\tau_{\text{dm}} > t_0 \simeq 4.3 \times 10^{17} \text{ s}. \quad (2)$$

所以, 一个自然的暗物质理论应该可以提供足够好的对称性保护暗物质的稳定性, 即暗物质不衰变或衰变非常缓慢.

显然, 标准模型没有这样的暗物质候选者. 我们简单看一下标准模型中的稳定粒子及其保护对称性或原因: (1) 光子是传递电磁相互作用的无质量规范玻色子, 由于它无质量故稳定; (2) 电子是带 $U(1)_{\text{EM}}$ 荷的最轻粒子, 即最轻的带电粒子; (3) 中微子则是最轻的费米子, 洛伦茨对称性保护其稳定性; (4) 由于标准模型中具有重子数守恒这个偶然对称性, 故质子是稳定的. 但是大统一理论中夸克和轻子处于同一多重态中, 重子数会被极重的规范玻色子传递的高维算子破坏, 例如^[1]:

$$\mathcal{L} = \frac{g_{\text{GUT}}^2 \epsilon^{ijk}}{2M_{\text{GUT}}^2} [(\bar{d}_k^c \cos \theta_c + \bar{s}_k^c \sin \theta_c) \gamma^\mu P_L u_j] \times (u_i \gamma_\mu P_L e_L) + \text{h.c.}, \quad (3)$$

其中 g_{GUT} 和 M_{GUT} 分别代表为大统一规范耦合常数和能标, u , d 和 e 分别代表为上夸克、下夸克和电子, P_L 是左手投影算符. 这些高维算子能导致质子缓慢衰变. 另外, 非微扰效应如瞬子效应也会诱导非常微弱的重子数破坏.

显然, 如何产生正确的暗物质剩余丰度是另一个重要的问题. 根据暗物质的早期宇宙学热力学演化历史, 主要有标准的热产生和非热产生两种机制. 其中具有弱相互作用的电弱能标的粒子 (WIMP) 是前者的典型代表, 由于可以非常自然地给出剩余丰度的正确量级且与人们普遍期待的新物理标度吻合而成为最热门的暗物质候选者. 非热产生剩余丰度又包括多种方式, 如具有 WIMP 性质的不稳定粒子通过后时衰变将其数密度转化为暗物质粒子, 或者热力

学等离子体中的粒子通过极弱的相互作用把暗物质粒子 (初始丰度可以忽略, 称之为 FIMP) 通过散射或衰变到合适的丰度. 这里不一一列举.

2 暗物质模型简介

2.1 最简单的模型

最简单的暗物质模型只需要引入一个单态实标量场 S 并引入 Z_2 对称性保证其稳定^[2]. 模型的拉氏量为

$$\mathcal{L}_S = \frac{1}{2} \partial_\mu S \partial^\mu S - \frac{1}{2} m_S^2 S^2 - \frac{k}{2} |H|^2 S^2 - \frac{h}{4!} S^4, \quad (4)$$

其中 H 是粒子物理标准模型 Higgs 粒子. 为了与粒子物理唯象相自治, 我们发现暗物质质量范围是 $m_S \simeq 5.5 \text{ GeV} - 1.8 \text{ TeV}$ ^[2].

2.2 自然的暗物质模型

标准模型唯象上的巨大成功并不意味着它是一个令粒子物理学家们完全满意的终极理论. 实际上, 它存在诸多基于自然性和美学方面的问题. 在解决这些问题的尝试中, 即对标准模型进行合理的扩充, 如果能够自然给出暗物质的候选者, 则显然是一件非常令人感兴趣的事情.

下面我们讨论标准模型的扩充, 在介绍具体扩充之前我们先介绍标准模型的两个主要问题: (1) 精细调节问题. 首先是宇宙学常数问题, 当今宇宙的宇宙学常数为 $\Lambda_{\text{CC}} \sim 10^{-122} M_{\text{Pl}}^4$, 其中 M_{Pl} 是普朗克能标. 为什么宇宙学常数是如此小的非零数还没有很好的解释. 另一个是规范等级问题, 如何解释电弱能标 M_{EW} 相对普朗克能标这么小, $M_{\text{EW}} \sim 10^{-16} M_{\text{Pl}}$. 还有强 CP 问题, 即为什么描述强 CP 项的 θ 角如此之小 $\theta < 10^{-9}$. 最后还有标准模型费米子质量等级问题如电子质量比 top 夸克质量小五个数量级. (2) 美学问题. 这类问题涉及到相互作用的统一, 费米子的统一, 规范耦合常数的统一以及电荷量子化等. 这些问题可通过将标准模型嵌入大统一理论和超弦模型中得以解决.

2.2.1 轴子

对轴子的描述来源于强 CP 项^[3]:

$$\mathcal{L} = \theta \frac{g_s^2}{32\pi^2} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a\mu\nu}, \quad (5)$$

其中 g_s 是强相互作用耦合常数, $G_{\mu\nu}^a$ 是 $SU(3)_C$ 规范场场强, $\tilde{G}^{a\mu\nu}$ 是 $G_{\mu\nu}^a$ 的对偶, 并且上指标 a 是李群指标. 只要 $\theta \neq n\pi$, 这一项破坏了 CP, P, T 等分离对称性. 参数 $\bar{\theta} = \theta + \theta_q$ 是一个无量纲的耦合常数并且是无限可重整的. 但是中子的电偶极矩实验限制要求 $\bar{\theta}$ 的值小到 10^{-9} . 这可由下式看出:

$$d_N \sim \frac{e\bar{\theta}}{m_N(m_u^{-1} + m_d^{-1} + m_s^{-1})} \\ \sim 3 \times 10^{-16} \bar{\theta} \text{ e-cm} \sim 6 \times 10^{-25} \text{ e-cm}, \quad (6)$$

其中 N, u, d , 和 s 分别代表为中子、上夸克、下夸克和奇异夸克. 解决强 CP 问题的一种方案是所谓的 Peccei-Quinn (PQ) 机制 [3]. PQ 对称性自发破缺产生轴子 a , 有效的 θ 角变成 $\bar{\theta} = \theta + \theta_q + a/f_a$, 其中 f_a 是轴子衰变长度. 由瞬子效应得到的轴子势能为 $V_{\text{Instanton}} \simeq \Lambda_{QCD}^4 (1 - \cos \bar{\theta})$, 其中 Λ_{QCD} 是量子色动力学 (QCD) 能标. 轴子势能的极小值给出 $\bar{\theta} = 0$ 的真空. 有趣的是轴子可当作冷暗物质的候选者, 首先轴子解的稳定性可由 PQ 对称性破缺后的分立对称性保证. 宇宙学对轴子暗物质的有效衰变长度的约束为 $10^{10} \text{ GeV} < f_a < 10^{12} \text{ GeV}$. 轴子的衰变由如下的拉氏量描述:

$$\mathcal{L}_{a\gamma\gamma} = \frac{g_{a\gamma\gamma}}{4} a F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}, \quad (7)$$

其中 $g_{a\gamma\gamma}$ 是耦合常数, $F_{\mu\nu}$ 是光子场强, $\tilde{F}^{\mu\nu}$ 是光子场强对偶. 然后我们可以得到如下轴子寿命:

$$Q_1 = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_z \sin \theta_W \cos \beta & M_z \sin \theta_W \sin \beta \\ 0 & M_2 & M_z \cos \theta_W \cos \beta & -M_z \cos \theta_W \sin \beta \\ -M_z \sin \theta_W \cos \beta & M_z \cos \theta_W \cos \beta & 0 & -\mu \\ M_z \sin \theta_W \sin \beta & -M_z \cos \theta_W \sin \beta & -\mu & 0 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

其中 $\tilde{B}^0, \tilde{W}^0$ 和 $\tilde{H}_{1,2}^0$ 分别代表为 $U(1)_Y$ 规范场、 W^0 规范场和 Higgs 粒子的超对称伴侣. 并且质量最轻的 Neutralino χ_1^0 是暗物质的候选者 [4].

由于在超对称标准模型大多数参数空间中这样的 Neutralino 的物质密度 $\Omega_{\chi_1^0}$ 大于实验观测值 Ω_{dm} ,

$$\tau_a = \Gamma_{a \rightarrow \gamma\gamma}^{-1} = \frac{64\pi}{g_{a\gamma\gamma}^2 m_a^3}. \quad (8)$$

如果 $\tau_a > t_0$, 则 $f_a > 3 \times 10^5 \text{ GeV}$. 因为 $10^{10} \text{ GeV} < f_a < 10^{12} \text{ GeV}$, 所以轴子的寿命比宇宙年龄长很多. 同时, 以轴子做暗物质可以得到合适的剩余丰度:

$$\Omega_a h^2 \sim \left(\frac{f_a}{10^{12} \text{ GeV}} \right)^{\frac{7}{6}} \left(\frac{200 \text{ MeV}}{\Lambda_{QCD}} \right)^{\frac{3}{4}}. \quad (9)$$

要得到合适的剩余丰度 $\Omega_a h^2 \sim 0.11$, 则 $f_a \sim 10^{11} \text{ GeV}$, 轴子质量为 $m_a \sim 10^{-5} \text{ eV}$, 这与我们前面得到的结论相自治 [3].

2.2.2 超对称标准模型

超对称标准模型有以下几个特点: (1) 解决了标准模型的规范等级问题; (2) 可以实现规范耦合常数的统一, 故与大统一模型自治; (3) 由于 top 夸克质量较大, 正确的电弱对称性破缺可通过辐射修正得到; (4) 有自然的暗物质候选者, 如 Neutralino, Sneutrino, Gravitino, Axino 等 [4]; (5) 可通过电弱 Baryogenesis 机制解释重子不对称; (6) 可以通过电弱精细检验的约束.

在超对称标准模型中, 我们可以引入 R 宇称. R 宇称的定义为: $R = (-1)^{3(B-L)+2S}$, 其中 B 为重子数, L 为轻子数, S 为粒子自旋. 标准模型粒子在 R 宇称下带偶数荷而它们的超对称伴侣带奇数荷, 因而在 R 宇称守恒的模型中最轻的超对称粒子 (LSP) 是不会衰变. 在超对称标准模型中 Neutralino 是电中性的. 考虑基 $(\tilde{B}^0, \tilde{W}^0, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0)$ 下, Neutralino 的质量矩阵为

因此 $\Omega_{\chi_1^0} \simeq \Omega_{\text{dm}}$ 的参数空间有着特别的意义. 它有几个特点, 在 Bulk 区域: $\chi_1^0 \chi_1^0 \rightarrow l^+ l^-$ 通过交换超轻子等. 这一区域基本已被目前实验排除. 另一个是集中点区域或双曲区域: χ_1^0 有一个较大的 Higgsino 分量使得 $\chi_1^0 \chi_1^0 \rightarrow W^+ W^-$ 和 $Z^0 Z^0$ 两个湮灭道占主导.

另一个有意思的参数区域是共湮灭区域: 在这个区域次最轻超对称粒子 (如 τ_1 轻子的轻的超对称伴侣 $\tilde{\tau}_1$) 的质量与 χ_1^0 非常接近, 并且它的数密度在 χ_1^0 退耦时仍然有可观的数量, 这就使得 $\chi_1^0 - \tilde{\tau}_1$ 发生共湮灭过程. 还有 Higgs Funnel 区域: 两倍的暗物质质量 $2m_{\chi_1^0}$ 与 CP 奇的 Higgs A_0 的质量接近, 因此可以有如下湮灭道: $\chi_1^0 \chi_1^0 \rightarrow A^0 \rightarrow b\bar{b}$ [4].

2.3 其余的一些模型

2.3.1 Kaluza-Klein 暗物质模型

Kaluza-Klein (KK) 暗物质模型的特点是: (1) 有额外的空间维度; (2) 在额外的空间维度可具有 KK-宇称对称性, 不同的粒子处在不同的 KK Level 上; (3) 存在暗物质候选者如 $U(1)_Y$ 规范玻色子的第一个 KK 激发态 [5].

2.3.2 $SO(10)$ 模型和 $U(1)_{B-L}$ 模型

$SO(10)$ 模型或 $U(1)_{B-L}$ 模型的特点是其中的 $U(1)_{B-L}$ 破缺到 Z_2 对称性以保持暗物质的稳定. 暗物质粒子的候选者包括带 Z_2 奇数荷的标量场属于 $SO(10)$ 表示 16, 144, 560, 和带 Z_2 偶数荷的费米子属于 $SO(10)$ 表示 10, 45, 120, 126, 210 [6].

2.3.3 最小暗物质模型

最小暗物质模型中的暗物质候选者属于 $SU(2)_L$ 的高维表示, 中性分量在树图上没有与 Z 玻色子的耦合. 暗物质粒子的候选者是 $SU(2)_L$ 的五重态或七重态的费米子, 或 $SU(2)_L$ 的七重态或九重态的标量场 [6].

2.3.4 镜像暗物质模型

镜像暗物质模型的镜像部分与可观测部分有相同的规范相互作用和粒子谱, 而这两部分之间只有引力相互作用. 对于太初核合成, 镜像部分的温度小于可观测部分的温度. 这两个部分具有不同的初始条件, 它们之间不会达到热平衡, 各自独立地演化, 各自的熵守恒并且近似保持常数比例 [7].

2.3.5 隐藏矢量暗物质模型

下面介绍利用非阿贝尔规范对称性中的矢量场作暗物质的模型构造. 这样的暗物质模型有一个好处, 就是可以利用规范对称性破缺之后的残余整体对称性作为暗物质的保护对称性. 最简单的实现是引入 $SU(2)_{HS}$ 规范群, 以及其基础表示下的标量场 ϕ [6]. 相关的拉氏密度为

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^{SM} - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - \lambda_m \phi^\dagger \phi H^\dagger H - \mu_\phi^2 \phi^\dagger \phi - \lambda_\phi (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (11)$$

其中 $\mathcal{L}^{SM}$ 是标准模型的拉氏量, H 是标准模型的 Higgs 场, $F^{\mu\nu}$ 是 $SU(2)_{HS}$ 规范场场强. 考虑 ϕ 获得真空平均值 v_ϕ 从而破缺 $SU(2)_{HS}$. 记 $\phi \equiv \exp(i\tau \cdot \xi/v_\phi) \cdot (0, \frac{1}{\sqrt{2}}[v_\phi + \eta'])^T$, 取么正规范吸收 Goldstone 粒子后, 拉氏量的形式为

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \mathcal{L}^{SM} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} + \frac{1}{8} (g_\phi v_\phi)^2 A_\mu^a A^{\mu a} \\ & + \frac{1}{8} g_\phi^2 A_\mu^a A^{\mu a} \eta'^2 + \frac{1}{4} g_\phi^2 v_\phi A_\mu^a A^{\mu a} \eta' + \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta')^2 \\ & - \frac{\lambda_m}{2} (\eta' + v_\phi)^2 H^\dagger H - \frac{\mu_\phi^2}{2} (\eta' + v_\phi)^2 \\ & - \frac{\lambda_\phi}{4} (\eta' + v_\phi)^4, \end{aligned} \quad (12)$$

其中 A_μ^a 是 $SU(2)_{HS}$ 规范场. 从中可见规范场获得质量 $m_A = g_\phi v_\phi/2$, 和 $m_{\eta'}^2 = -2\mu_\phi^2$. 上面的拉氏量有一个重要的性质: 有质量的规范场 A_μ^a 相关的拉氏量有残余的 $SO(3)$ 整体对称性, 而其余的粒子都是这个对称性下的单态. 因而矢量场可以作为暗物质候选者. 通过 η' 和标准模型 Higgs 粒子的混合, 原则上它可以与标准模型的粒子有相互作用从而被观测到 [6].

2.4 实验诱导的模型

2.4.1 非弹暗物质模型

一方面, INTEGRAL 实验组观测到了银河系中心约 511 KeV 的谱线, 故通过非简并暗物质中较重分量的退激发可以自然解释这条谱线. 另一方面, DAMA 一直宣称观测到了暗物质信号, 这与其他直接探测实验的无信号结果却是不一致的. 但是通过非简并暗物质模型中较轻成分与核子的非弹性碰撞

则可以使得它们自洽解释. 有趣的是, 两类实验所要求的质量劈裂大概在同一个数量级上, 所以这类模型在唯象上也是很重要的. 下面给一个简单的非弹性暗物质模型^[8], 其拉氏量为

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + \chi_i^\dagger \sigma_\mu \partial^\mu \chi_i - m_D \chi_1 \chi_2 - \lambda_1 \phi \chi_1 \chi_1 - \lambda_2 \phi \chi_2 \chi_2 - V(\phi), \quad (13)$$

其中 ϕ 是 Higgs 粒子, χ_1 和 χ_2 是两个手征费米子并能合成一个 Dirac 粒子, 它们是暗物质粒子. 并且让暗物质粒子带额外的 Z_4 对称性: $\chi_{1,2} \rightarrow e^{\pm i\pi/2} \chi_{1,2}$, $\phi \rightarrow -\phi$. 在基底 χ , $\chi_* = 1/\sqrt{2}(\chi_1 \mp \chi_2)$ 下, 它们的质量矩阵为

$$M = \begin{pmatrix} \lambda_+ \phi - m_D & \lambda_- \phi \\ \lambda_- \phi & \lambda_+ \phi + m_D \end{pmatrix}, \quad (14)$$

其中 $\lambda_\pm = \frac{1}{2}(\lambda_1 \pm \lambda_2)$. 从这里我们可以得到一些简单的结论: 在领头阶, 狄拉克费米子可以理解为质量简并的 Majorana 费米子. 如果 Z_4 对称性微弱破缺到 Z_2 , 如让 ϕ 获得真空期望值, 我们得到的这些态会有一个小的质量劈裂 $\delta = 2\lambda_+ \langle \phi \rangle$. 让 ϕ 获得真空期望值就是通过一般的 Higgs 机制实现的, 考虑

$$V(\phi) = -\frac{m_\phi^2}{2} \phi^2 + \frac{\kappa}{4} \phi^4, \quad (15)$$

我们可以得到 ϕ 的真空期望值为 $\langle \phi^2 \rangle = m_\phi^2 / \kappa$, 这样质量劈裂为 $\delta = \lambda_+ m_\phi / \sqrt{\kappa}$ ^[8].

2.4.2 最近的进展

随着实验探测手段的发展, 目前已经有了不少暗物质探测实验. 这些实验探测分为间接探测和直接探测. 其中间接探测实验有 PAMELA, ATIC 或者 Fermi-LAT 等. 这类实验都观察到了宇宙射线的反常, 这类实验的特征是: 为得到足够的湮灭截面需要一个增强因子, 约为 1000. 各种间接探测指向质量在 1 个 TeV 左右的暗物质, 并且主要湮灭或衰变到轻子上. 解释这些共性的方法有: (1) 通过非热产生机制产生暗物质的剩余丰度; (2) 湮灭截面由 Sommerfeld 机制或者 Breit-Wigner 机制提供增强因子, 其中 Breit-Wigner 机制的共振质量刚好在两倍暗物质质量

下面; (3) 衰变的暗物质模型, 暗物质衰变主要末态是轻子.

直接探测实验主要有: CoGeNT, DAMA, CRESST 等. 而这些实验报告的可能事例如果用暗物质解释, 则要求其质量在 10 GeV 左右. 其中 DAMA 要求暗物质与核子的自旋无关弹性散射截面为 $\sigma_N \sim 2 \times 10^{-4}$ pb, CoGeNT 要求暗物质与核子的自旋无关弹性散射截面为 $\sigma_N \sim 5 \times 10^{-5}$ pb. XENON 和 CDMS 没有探测到暗物质信号, 因而更多是以排除线的方式给出实验约束. 较轻的暗物质质量可以通过不对称暗物质 (Asymmetric Dark Matter) 给出 $M_{DM} \sim m_p \times \Omega_{dm} / \Omega_b = 5$ GeV^[9]. 另外也可由超对称标准模型扩充单态场 S 得到. 直接探测暗物质与核子的自旋无关弹性散射截面为

$$\sigma_A = \frac{\mu_A^2}{M_*^4} [f_p Z + f_n (A - Z)]^2, \quad (16)$$

其中 μ_A 是暗物质粒子和核子的约化质量, M_* 是归一化能标, A 和 Z 分别代表为核子数和质子数, f_p 和 f_n 分别代表为暗物质与质子和中子的有效耦合常数. 为了使直接探测的各种实验相互自洽, 需要考虑同位旋破坏的效应, 即 $-0.74 \leq f_n / f_p \leq -0.63$ ^[10]. CRESST 和 XENON 倾向于 $f_n / f_p \sim -0.7$, 而为了使 CDMSII 与 CoGeNT 实验相自洽则一般需考虑 CoGeNT 实验的调制效应. 我们可以系统构造同位旋破坏的暗物质模型, 如 $U(1)'$ 模型, 扩充 Higgs 模型以及带色传播子模型等^[11], 这里不一一赘述.

3 总结

尽管暗物质的研究取得了一定的结果, 但仍有许多问题有待解决, 比如如何将直接探测实验与间接探测实验统一地进行解释目前也不是很清楚. 但随着实验探测的进一步发展, 对模型的约束将会更加细致, 尤其是现在大型强子对撞机已开始运转, 我们可以将间接探测, 直接探测和对撞机实验的结果联合起来对暗物质模型进行参数约束或进一步得到一些关于暗物质与模型无关的普适性质. 可以看到当今暗物质探测实验的快速发展将对暗物质的理论研究提供更加明确的方向和更加强劲的动力.

参考文献

- 1 Li T, Nanopoulos D V, Walker J W. Elements of fast proton decay. Nucl Phys B, 2011, 846: 43–99, arXiv: 1003.2570 [hep-ph]
- 2 Davoudiasl H, Kitano R, Li T, et al. The new minimal standard model. Phys Lett B, 2005, 609: 117–123
- 3 Sikivie P. Dark matter axions. Int J Mod Phys A, 2010, 25: 554–563
- 4 Baer H. Dark matter from SUGRA GUTs: mSUGRA, NUSUGRA and Yukawa-unified SUGRA. AIP Conf Proc, 2009, 1166: 97–102, arXiv: 0812.2442 [hep-ph]
- 5 Servant G, Tait T M P. Is the lightest Kaluza-Klein particle a viable dark matter candidate? Nucl Phys B, 2003, 650: 391–419
- 6 Hambye T. On the stability of particle dark matter. arXiv: 1012.4587 [hep-ph]
- 7 Okun L B. Mirror particles and mirror matter: 50 years of speculations and search. Phys Usp, 2007, 50: 380–389
- 8 Finkbeiner D P, Weiner N. Exciting dark matter and the INTEGRAL/SPI 511 keV signal. Phys Rev D, 2007, 76: 083519
- 9 Kaplan D E, Luty M A, Zurek K M. Asymmetric dark matter. Phys Rev D, 2009, 79: 115016
- 10 Feng J L, Kumar J, Marfatia D, et al. Isospin-Violating dark matter. Phys Lett B, 2011, 703: 124–127
- 11 Gao X, Kang Z, Li T. Light dark matter models with isospin violation. arXiv: 1107.3529 [hep-ph]

Introduction to the dark matter models

GAO Xin, KANG ZhaoFeng & LI TianJun*

Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

We briefly review the dark matter models. We explain the dark matter (DM) discovery and the generic DM study. Then we consider the natural DM candidates, such as axion and the neutralino in the supersymmetric standard model, etc. In addition, we discuss some concrete models as well as the experiment inspired models. Furthermore, we summarize the introduction.

dark matter, particle physics

PACS: 95.35.td, 98.62.Gq, 98.70.Rz

doi: 10.1360/132011-976