

الكشف المباشر وتبعثر المادة العاتمة المرنة في نموذج ثنائيات

الهيغز الست

محمد ديب**

بيداء الأشقر*

نضال شمعون***

الملخص

نبيّن إمكانية الكشف المباشر عن المادة العاتمة في نموذج ثنائيات الهيغز الست من خلال تبعثرها المرنة عن النكليونات، ثم ندرس تبعثرها المرنة في النموذج نفسه لحساب مسارها الحرّ الوسطي، ونبيّن وجوب تكملة النموذج بآليات جديدة من أجل تفسير مسألة تشكّل المجرات.

الكلمات المفتاحية: الهيغز Higgs، المادة العاتمة Darkmatter.

* قسم الفيزياء، كلية العلوم، جامعة دمشق، سورية.

** قسم الفيزياء، المعهد العالي للعلوم التطبيقية والتكنولوجيا، دمشق.

*** قسم الفيزياء، المعهد العالي للعلوم التطبيقية والتكنولوجيا، دمشق.

Direct Detection and Dark Matter Elastic Scattering in six Higgs-Doublet Model

B. ACHKAR*

M. DIB**

N. CHAMOUN***

ABSTRACT

We show the feasibility of dark matter direct detection in the 6HDM (six Higgs-Doublet Model) via the dark matter elastic scattering off nucleons, then we study the dark matter elastic scattering within the same model in order to compute its mean free path, and show that the model needs to be supplemented by other mechanisms to solve the galaxy formation problem.

Keywords: Higgs particle, Dark matter

**Department of Physics, Higher Institute for Applied Sciences & Technology, Damascus, Syria

*Department of Physics, Faculty of Sciences, Damascus University, Syria

***Department of Physics, Higher Institute for Applied Sciences & Technology, Damascus, Syria

(1) المقدمة:

تُعدّ مسألة المادة العاتمة [1، 2] من أهمّ المسائل العالقة في الفيزياء النظرية، وبالرغم من أن غالبية نماذجها تفترض وجود نوع من التناظر الفائق، فإن نماذج المادة العاتمة اللافايقة التناظر غدت مألوفةً ومُحبذةً في ضوء معطيات المسرّع الهادروني الكبير التي تقتضي عدم تمّنع الطبيعة بالتناظر الفائق في أبسط نسخه.

تمّ تقديم نموذج عن المادة العاتمة يفترض وجود ستّ ثنائيات هيغز في [3]، وتبيّنت قدرة النموذج على تفسير الوفرة النسبية relative relic density للمادة العاتمة في الكون. مع ذلك لم تتعرّض تلك الدراسة إلى إمكانية الكشف المباشر عن المادة العاتمة من خلال تبعثرها المرن عن النوى، ويكمن هدف هذا العمل تماماً إلى التعرّض لهذه المسألة حيث سنقوم بحساب المقطع الفاعل لتبعثر المادة العاتمة المرن عن النوى، ونستقصي إمكانية اختبار هذا التبعثر عبر تجارب DAMA (DARk MATter) و CDMS (Cryogenic Dark Matter Search) و Xenon 100 [4، 5، 6] المُصمّمة للكشف عن تبعثر المادة العاتمة المرن عن النوى وقياسه. علاوةً على ذلك، سوف نقوم بحساب المقطع الفاعل لتبعثر المادة العاتمة المرن عن ذاتها، ممّا يُفيد في حساب المسار الحرّ الوسطي لها.

(1) تذكرة بنموذج ثنائيات الهيغز الست:

نعتمد هنا المُصطلحات المأخوذة في العمل [3]. هناك ثنائيتا هيغز فاعلتان $H_1 \equiv \Phi_1$ و $H_2 \equiv \Phi_2$ نكتسبان قيمتي توقّع للخلاء (vev) غير معدومتين v_1 و v_2 على الترتيب، بينما هناك أربع ثنائيات هيغز غير فاعلة، يلعب أخفها، وليكن المركبة الحيايية الشحنة ψ من $(\Phi_3)' = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi^+, \psi)$ ، دور مادة عاتمة في حال كان مستقرّاً. من أجل ذلك ومن

أجل منع وجود تيار عديم الشحنة مُبدّل للنكهة (ال Flavor-Changing Neutral FCNC Current) عند المستوى الشجري tree level نُخضع اللاغرانجي إلى تناظرٍ منقطع $Z_2 \times Z_2'$ حيث Φ_1 و u_R بنديّة Parity -1 بالنسبة لـ Z_2 بينما جميع الحقول الأخرى بنديّة +1، وحيث نديّة الحقول Φ_α ($\alpha=3,4,5,6$) بالنسبة لـ Z_2' تساوي -1 بينما

تساوي بالنسبة للحقول الأخرى قيمة +1. لدينا إذن اللاغرانجي المتضمن للهيغز من الشكل:

$$L = (D_\mu \Phi_i)^\dagger (D^\mu \Phi_i) + Y_l L^\dagger H_2 e_R + Y_d Q^\dagger H_2 d_R + Y_u Q^\dagger \tilde{H}_1 u_R + V(\Phi) \quad (1)$$

مع $\tilde{H}_1 = i\tau_2 H_1^*$ ، و $D_\mu = \partial_\mu + igW^{I\nu} \frac{\sigma^I}{2} g_{\mu\nu} + igB^\nu g_{\mu\nu}$ حيث W

و B بوزونات المعيار الموافقة للزمرة $SU(2)_L \times U(1)_Y$. الشكل العام المقبول للكمن هو:

$$V(\Phi) = \mu_l \Phi_l^\dagger \Phi_l + \mu_{ab} \Phi_a^\dagger \Phi_b + \lambda_{ij} \Phi_i^\dagger \Phi_i \Phi_j^\dagger \Phi_j + \eta_{l\neq j} \Phi_l^\dagger \Phi_j \Phi_j^\dagger \Phi_l + (\xi_{l\neq j} \Phi_l^\dagger \Phi_j \Phi_j^\dagger \Phi_l + h.c.) \quad (2)$$

$$+ (\lambda_{a\beta\delta} \Phi_a^\dagger \Phi_\beta \Phi_\delta^\dagger \Phi_a + \lambda_{l\alpha\beta} \Phi_l^\dagger \Phi_\alpha \Phi_\beta^\dagger \Phi_l + \eta_{l\alpha\beta} \Phi_l^\dagger \Phi_\alpha \Phi_\beta^\dagger \Phi_l + \xi_{l\alpha\beta} \Phi_l^\dagger \Phi_\alpha \Phi_\beta^\dagger \Phi_l + h.c.)$$

حيث تمسح الأدلة اللاتينية (الإغريقية) القيم 1، 2، (3، 4، 5، 6). بالاقصار على الحقلين h_1^g, h_2^g الزوجيين بالنسبة لتناظر ال CP في الثنائيتين الفعاليتين:

$$H_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} H_1^+ \\ H_1^0 = h_1^g + v_1 \end{pmatrix}, H_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 = h_2^g + v_2 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

نجد مصفوفة الكتلة الموافقة:

$$\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} = v^2 \begin{pmatrix} 2\lambda_{11} \cos^2 \beta & 4\overline{\lambda}_{12} \cos \beta \sin \beta \\ 4\overline{\lambda}_{12} \cos \beta \sin \beta & 2\lambda_{22} \sin^2 \beta \end{pmatrix} \quad (4)$$

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}, v^2 = v_1^2 + v_2^2 = \frac{1}{\sqrt{2}G_F}, \overline{\lambda}_{12} \equiv \frac{\sum_{\beta=\lambda,\mu,\xi} \beta_{12}}{4} \quad (5) \quad \text{مع}$$

وبالتالي يتعين حقل الهيجز الفاعلان الفيزيائيان بالعلاقة:

$$\begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1^g \\ h_2^g \end{pmatrix} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \sin 2\alpha &= \frac{2M_{12}}{\sqrt{(M_{11} - M_{22})^2 + 4M_{12}^2}}, \\ \cos 2\alpha &= \frac{M_{11} - M_{22}}{\sqrt{(M_{11} - M_{22})^2 + 4M_{12}^2}} \end{aligned} \quad (7) \quad \text{حيث}$$

و تُعطى كتلتاهما بالعلاقة:

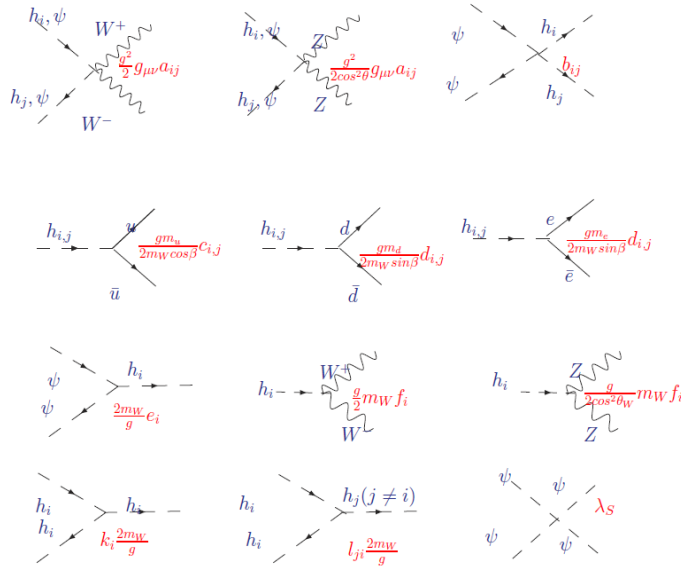
$$m_{1,2}^2 = \frac{1}{4} \left(M_{11} + M_{22} \pm \sqrt{(M_{11} - M_{22})^2 + 4M_{12}^2} \right) \quad (8)$$

أما الكتلة التربيعية للهيجز الإضافي الأخف LAH (مرشح المادة العاتمة)، فهي:

$$m_\psi^2 = \frac{\mu_{33}}{4} + \overline{\lambda_{13}} v_1^2 + \overline{\lambda_{23}} v_2^2 \quad (9)$$

$$\overline{\lambda_{13}} \equiv \frac{\lambda_{133} + \eta_{133} + \xi_{133}}{4} \quad (10) \quad \text{حيث:}$$

وجدنا كذلك قواعد فاينمان الموافقة للهيجز والمادة العاتمة، ويوجزها الشكل (1):



الشكل (1) قواعد فاينمان الموافقة للهيغز والمادة العاتمة

حيث:

$$\begin{aligned}
 a_{11} = a_{22} = a_{\psi\psi} = 1, a_{12} = 0, & \quad b_{11} = \lambda_{13}, b_{22} = \lambda_{23}, b_{12} = \lambda_{123}, \\
 c_1 = \cos 2\alpha, c_2 = -\sin 2\alpha, & \quad d_1 = \sin 2\alpha, d_2 = \cos 2\alpha, \\
 e_1 = \lambda_{13} \cos \beta, e_2 = \lambda_{23} \sin \beta, & \quad f_1 = \cos(\beta - 2\alpha), f_2 = \sin(\beta - 2\alpha), \\
 k_1 = \lambda_1 \cos \beta, k_2 = \lambda_2 \sin \beta, & \quad l_{12} = \lambda_{12} \cos \beta, l_{21} = \lambda_{21} \sin \beta,
 \end{aligned} \tag{11}$$

مع

$$\begin{aligned}
 \lambda_3 &= \frac{\lambda_{3333}}{4}, \\
 \overline{\lambda}_I &= \frac{\lambda_{II}}{4} \quad (I=1,2), \quad \overline{\lambda}_{12} = \frac{\lambda_{12} + \lambda_{21} + \eta_{12} + \eta_{21} + \xi_{12} + \xi_{21}}{4}, \\
 \lambda_1 &= \overline{\lambda}_1 \cos^3 2\alpha + \overline{\lambda}_2 \tan \beta \sin^3 2\alpha + 3\overline{\lambda}_{12} \cos 2\alpha \sin^2 2\alpha + 3\overline{\lambda}_{12} \tan \beta \sin^2 2\alpha \cos^2 2\alpha, \\
 \lambda_2 &= -\overline{\lambda}_1 \sin^3 2\alpha + \overline{\lambda}_2 \cos^3 2\alpha - 3\overline{\lambda}_{12} \cot \beta \sin 2\alpha \cos^2 2\alpha + 3\overline{\lambda}_{12} \cos^2 2\alpha \sin^2 2\alpha, \\
 \lambda_{12} &= \overline{\lambda}_1 \sin^2 2\alpha \cos 2\alpha + \overline{\lambda}_2 \tan \beta \cos^2 2\alpha \sin 2\alpha \\
 &\quad + \overline{\lambda}_{12} (\cos^3 2\alpha - 2 \cos^2 2\alpha \sin^2 2\alpha) + \overline{\lambda}_{12} \tan \beta (\sin^3 2\alpha - 2 \sin 2\alpha \cos^2 2\alpha), \\
 \overline{\lambda}_{21} &= -\overline{\lambda}_1 \cot \beta \cos^2 2\alpha \sin 2\alpha + \overline{\lambda}_2 \sin^2 2\alpha \cos 2\alpha \\
 &\quad + \overline{\lambda}_{12} (-\sin^3 2\alpha + 2 \cos^2 2\alpha \sin^2 2\alpha) + \overline{\lambda}_{12} (\cos^3 2\alpha - 2 \cos 2\alpha \sin^2 2\alpha), \\
 \overline{\lambda}_{I3} &= \frac{\lambda_{I33} + \eta_{I33} + \xi_{I33}}{4} \quad (I=1,2) \\
 \overline{\lambda}_{13} &= \overline{\lambda}_{13} \cos 2\alpha + \overline{\lambda}_{23} \tan \beta \sin 2\alpha, \\
 \overline{\lambda}_{23} &= -\overline{\lambda}_{13} \cot \beta \sin 2\alpha + \overline{\lambda}_{23} \cos 2\alpha, \\
 \overline{\lambda}_{13} &= \overline{\lambda}_{13} \cos^2 2\alpha + \overline{\lambda}_{23} \sin^2 2\alpha, \\
 \overline{\lambda}_{23} &= \overline{\lambda}_{13} \sin^2 2\alpha + \overline{\lambda}_{23} \cos^2 2\alpha, \\
 \overline{\lambda}_{123} &= -\overline{\lambda}_{13} \cos 2\alpha \sin 2\alpha + \overline{\lambda}_{23} \cos 2\alpha \sin 2\alpha
 \end{aligned} \tag{12}$$

نرى أن قواعد فاينمان إذن تتحدّد بـ 8 وسطاء (5) موافقة لوسطاء ثنائيتي الهيجز والفاعلين؛ فضلاً عن $\lambda_3, \overline{\lambda}_{13}, \overline{\lambda}_{23}$. هناك أيضاً وسيط حرّ آخر هو: m_ψ .

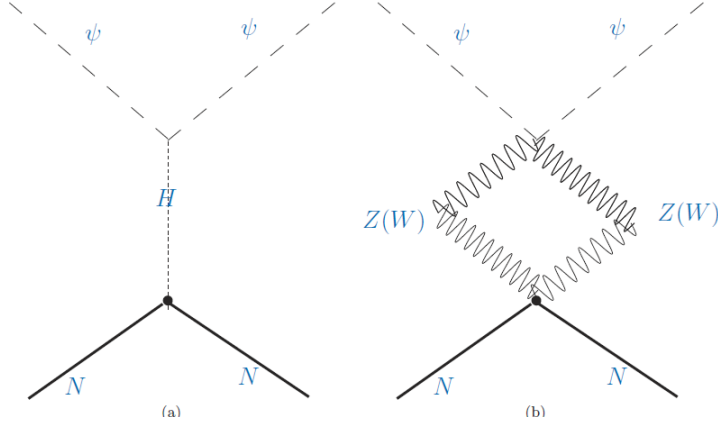
(3) التبعر المرن للمادة العاتمة عن النوى:

من أجل تحقيق شرط الوفرة النسبية للمادة العاتمة، وُجد في [3] علاقة تربط بين $\overline{\lambda}_{13}$ و m_ψ ذات قدرة تنبؤية كبيرة، ولهذا نتائج كبيرة من أجل التجارب الراهنة في البحث المباشر عن المادة العاتمة. يتحكّم بحساسية كواشف المادة العاتمة ψ مقدار المقطع الفاعل لتبعثرها المرن عن المادة المرئية، وبشكل خاصّ عن النوى. في الحقيقة، يمثّل هذا المقطع الفاعل المقدار المرصودّ ذا الصلة في التجارب الراهنة المُصمّمة لقياس إشارة الارتداد recoil في حوادث صدم المادة العاتمة ضمن الكواشف. تجري التجريتان XENON 100 و DAMA في المخبر تحت الأرض في جبل Gran Sasso في إيطاليا؛ ممّا يؤمن للكواشف حماية

كبيرة من الأشعة الكونية. ويساعد انتقاء المواد المستخدمة في تصنيع الكواشف، (الكزنيون السائل في التجربة الأولى، ويويدد الصوديوم المشوب بالتاليوم في التجربة الثانية) والمنظومات الإلكترونية والضوئية والتدريج، بحيث يكون نشاطها الإشعاعي الذاتي في حدوده الدنيا، على خفض الخلفية الطبيعية في هذه التجارب إلى حدودٍ قياسية، ويسمح برصد جسيمات الـ WIMP (Weakly- Interacting Massive Particles) مرشحات المادة العاتمة بكفاية عالية. أما تجربة CDMS فتتوضع في المختبر تحت الأرض في منجم Minnesota, USA في الولايات المتحدة الأمريكية، وتعتمد على كواشف عالية الحساسية من بلورات الجرمانيوم والسيليكون عاليي النقاوة لرصد تبعثر جسيمات الـ WIMPs على نوى الجرمانيوم والسيليكون، وهذا يستلزم خفض درجة حرارة منظومة الكشف إلى مرتبة 10 mK، لمنع تداخل الضجيج الحراري للكواشف مع إشارة الـ WIMP التي تقع في مجال الـ [4، 5، 6] keV.

علاوةً على ذلك، يتحكم تبعثر المادة العاتمة المرن عن النكليون بوفرة جسيماتها المُحتجزة ضمن لب الأرض أو لب الشمس، حيث يمكن الكشف عنها بشكلٍ غير مباشر من خلال تدفق النترينوات الطاقية المتولدة عن العمليات المتتالية لإفناء المادة العاتمة [7، 8].

يصف مخطط فاینمان في الشكل (2.a) حادثة صدم جسيم المادة العاتمة χ المرن مع النكليونات، حيث توجد قناة تي T يعبرها جسيم هيغز النموذج المعياري. نهمل هنا المخططات العروية المتضمنة لتبادل بوزونات المعيار (الشكل 2.b)، بسبب احتوائها على أكثر من ناشر propagator واجد بخلاف المخططات الشجرية.



الشكل (2) التبعثر المرن للمادة العاتمة ψ عن النكليون N . (a): مخطط شجري بقناة T يعبرها هيغز النموذج المعياري (H) كجسيم متوسط. (b): مخطط عروى عبر تبادل بوزونات المعيار (Z, W) .

نعمد التقريب اللانسبوي للجسيمات الواردة الذي يفرضه كتلة المادة العاتمة والنكليون؛ وبالتالي نطبق نظريات الطاقة المنخفضة من أجل الحصول على ثابت قرن فاعل هيغز - نكليون [9]:

$$g_{HNN} \approx \frac{gm_N}{2m_W} \frac{2N_H}{3q} \quad (13)$$

حيث كتلة النكليون $m_N=939 \text{ MeV}$ ، و N_H عدد الكواركات الثقيلة بكتلة تتجاوز كتلة الهيغز، و $q = 11 - \frac{2}{3}n_L$ و $n_L = 6 - N_H$ عدد الكواركات الخفيفة. نحصل بعد إجراء حسابات طويلة على المتوسط الحراري للمقطع الفاعل للتبعثر ψ - N المرن:

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{el} \rangle &= \frac{1}{32\pi} \frac{1}{m_\nu m_N} \left(1 - \frac{3T(m_\nu + m_N)}{2m_\nu m_N} \right) \sqrt{\frac{m_N}{2}} \\ &\frac{\sqrt{3(m_\nu + m_N)(4m_\nu m_N + 3m_\nu T + 3m_N T)}}{s} \left(\frac{\lambda_{13} 4m_N^2 N_H}{3q} \right)^2 \frac{1}{m_H^2 (m_H^2 + 4P_f^2)} \\ &= \frac{1}{32\pi} \sqrt{\frac{3m_N}{2}} \frac{\sqrt{m_\nu m_N}}{(m_\nu + m_N)^{\frac{3}{2}}} \left(\frac{\lambda_{13} 4m_N^2 N_H}{3q} \right)^2 \frac{1}{m_H^4} + O(T) \end{aligned} \quad (14)$$

حيث:

$$\begin{aligned} s &= (m_\nu + m_N)^2 + 3(m_\nu + m_N)T, \\ P_f &= \frac{\sqrt{3(m_\nu + m_N)T(4m_\nu m_N + 3m_\nu T + 3m_N T)}}{2\sqrt{s}} \end{aligned} \quad (15)$$

يمكن للمرء الآن وضع قيم نتائج العمل [3] الخاصة بـ λ_{13} , $\overline{m_\nu}$ في العلاقة السابقة من أجل حساب المقطع الفاعل للتبعثر المرن نكليون-مادة عاتمة، وهذا ما نريه في الجدول 1. نذكر أن نتائج [3] تُبين أن هناك نطاقين لكثافة المادة العاتمة، أحدهما "مرتفع" يوافق قيمة لها من رتبة الـ TeV وحيث لا تؤثر كثافة الهيجز على العلاقة بين λ_{13} و $\overline{m_\nu}$ ، والآخر "منخفض" يوافق كثافة لـ m_ν من رتبة 50 GeV، حيث العلاقة بين λ_{13} و $\overline{m_\nu}$ ذات حساسية بالنسبة لكثافة الهيجز وحيث تم رسم منحنين بيانيين لـ λ_{13} و $\overline{m_\nu}$ موافقين لكثافتين للهيجز 120 GeV و 300 GeV. من أجل ذلك، نأخذ في النطاق المرتفع قيمة لكثافة الهيجز مساوية للقيمة التجريبية $m_H = 125.7$ GeV، أما في النطاق المنخفض فنأخذ القيمة $m_H = 120$ GeV القريبة من القيمة الحقيقية من دون أن نُعيد رسومات [3] من أجل هذه القيمة الأخيرة. علاوة على ذلك، نأخذ قيمتين لوفرة المادة العاتمة النسبية Ωh^2 (0.1 و 0.15) تحصران القيمة الموائمة للمعطيات التجريبية بالشكل الأجدود (0.1188) [10].

الجدول (1) المقطع الفاعل لتبعثر ψ -N المرن. $m_H=125.7$ GeV في النطاق المرتفع، و $m_H=120$ GeV في النطاق المنخفض. الوفرة النسبية للمادة العاتمة $\Omega h^2=0.10$ في الحالة آ، و $\Omega h^2=0.15$ في الحالة ب.

الحالة ب $\Omega h^2=0.15$			الحالة آ $\Omega h^2=0.10$		
m_ψ (GeV)	$\overline{\lambda}_{13}$	$\langle \sigma_{el} v_{rel} \rangle$ (cm^2)	m_ψ (GeV)	$\overline{\lambda}_{13}$	$\langle \sigma_{el} v_{rel} \rangle$ (cm^2)
مرتفع			مرتفع		
1050	0.10	2.07×10^{-47}	900	0.24	1.59×10^{-46}
1400	0.59	4.02×10^{-46}	1100	0.55	5.51×10^{-46}
1700	0.85	5.46×10^{-46}	1400	0.87	0.86×10^{-45}
منخفض			منخفض		
48	0.64	3.91×10^{-43}	48	0.80	6.01×10^{-43}
50	0.34	1.01×10^{-43}	50	0.42	1.54×10^{-43}

نلاحظ أنه في النطاق "المرتفع" الموافق لكتلة بقيمة عالية من مرتبة الـ TeV للمادة العاتمة، فإن خيارات مناسبة لقيمة m_ψ تقود من أجل القيمة الأصغر للوفرة النسبية $-\Omega h^2=0.1$ إلى تبعثر مرن نكليون-DM بقيم من رتبة cm^2 10^{-45} ، وقد تحققنا عددياً أن تأثير درجة الحرارة غير محسوس هنا. تمثل هذه القيمة مرتبة أصغر بـ 100 مرة مما تستطيع تجربتنا الـ DAMA و الـ CDMS قياسه من أجل تبعثر النكليون المرن. وبالرغم من أن القيم الناجمة عن النموذج أقل مما تستطيع سبره حساسية التجارب الراهنة، فإن هذه القيم قابلة للكشف في تجارب مستقبلية ذات دقة أعلى. أما من أجل القيمة الأعظم للوفرة النسبية $\Omega h^2=0.15$ فإن قيم المقطع الفاعل للتبعثر المرن أصغر بكثير من رتبة cm^2 10^{-47} حيث لا نتوقع للتجارب في المستقبل المنظور بلوغ هذا المستوى من الحساسية.

يختلف الوضع في النطاق "المنخفض" الموافق لكتلة بقيمة منخفضة من مرتبة الـ 50 GeV للمادة العاتمة؛ إذ إن المقطع الفاعل للتبعثر المرن يمكن من أجل خيارات مناسبة للوفرة النسبية وكتلة المادة العاتمة أن يبلغ قيمة من مرتبة 10^{-43} cm^2 ، وهذه قيم يمكن أن تبلغها حساسية بعض التجارب الراهنة. مع ذلك، تقترح تجربة Xenon 100 عندما نوافقها مع تجربة CDMS قيمة لكتلة المادة العاتمة مساوية على الأقل 75 GeV [10]؛ مما يجعل هذا النطاق المنخفض غير متسق مع هاتين التجريبتين مجتمعتين معاً.

نستنتج إذن أن الكشف المباشر عن المادة العاتمة ضمن هذا النموذج ممكن من حيث المبدأ، ويمكن إجراؤه ضمن التجارب الراهنة أو القادمة قريباً، ولكن النموذج غير قادر على مصالحة نتائج تجربة الـ DAMA مع نتائج تجربة الـ CDMS؛ بل يتنبأ بأن نتائج إحدى التجريبتين غير صالحة.

(4) التبعثر المرن الذاتي للمادة العاتمة:

ندرس الآن فيما إذا كان جسيم المادة العاتمة ψ قادراً على التغلب على الصعوبات المألوفة للمادة العاتمة الباردة عند مقاسات مجرية، ومن أجل ذلك ينبغي على مساره الحر المتوسط أن يقع في المجال $1 \text{ kpc} < \ell_\psi < 1 \text{ Mpc}$ ، إذ لو كان ℓ_ψ أكبر من 1 Mpc لما عانت جسيمات الـ DM أي تأثيرات خلال تحوالها ضمن هالة المجرة halo، ولو كان ℓ_ψ أصغر من 1 kpc لسلكت جسيمات الـ DM مسلك جسيمات غاز ديناميكيته صدمية؛ مما يؤثر على بنية الهالة وتطورها. لدينا:

$$\ell_\psi = \frac{1}{\sigma_{\psi\psi} n_\psi} = \frac{m_\psi}{\sigma_{\psi\psi} \rho_\psi^h} \quad (16)$$

حيث: n_ψ و ρ_ψ^h يرمزان لكثافتَي الـ ψ العددية والكتلية في الهالة، ونعتمد القيمة الرصدية $\rho_\psi^h \approx 0.4 \text{ GeV/cm}^3$ [12].

يبين الشكل (3.a) مخططات فاينمان الموافقة لتبعثر $\psi\text{-}\psi$ المرن. نذكر هنا أيضاً وجود مجالات لقيم الوسطاء الحرّة تسمح مبدئياً بتخفيض المقادير العددية الناجمة عن المخططات العروية من مثل الشكل (3.b) المتضمنة لبيوزونات المعيار¹. لدينا في مرجع مركز النقل:

$$\begin{aligned} t &= -2(1 - \cos \theta) \left(\frac{s}{4} - m_\psi^2 \right), \\ u &= -2(1 + \cos \theta) \left(\frac{s}{4} - m_\psi^2 \right), \end{aligned} \quad (17)$$

حيث θ زاوية التبعثر، فنجد بعد حساباتٍ طويلة عبارة المقطع الفاعل للتبعثر المرن الذاتي:

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{el} \rangle &= \frac{1}{64\pi} \frac{1}{m_\psi} \left(1 - \frac{3T}{m_\psi} \right) \frac{1}{\sqrt{4m_\psi^2 + 6m_\psi T}} \int_{-1}^1 dx [\lambda_5 \\ &+ \left(\lambda_{13} \cos \beta \frac{2m_W}{g} \right)^2 \left(\frac{1}{4m_\psi^2 + 6m_\psi T - m_{h_1}^2} + \frac{1}{-3(1-x)m_\psi T - m_{h_1}^2} + \frac{1}{-3(1+x)m_\psi T - m_{h_1}^2} \right) \theta(s - m_{h_1}^2) \\ &+ \left(\lambda_{23} \sin \beta \frac{2m_W}{g} \right)^2 \left(\frac{1}{4m_\psi^2 + 6m_\psi T - m_{h_2}^2} + \frac{1}{-3(1-x)m_\psi T - m_{h_2}^2} + \frac{1}{-3(1+x)m_\psi T - m_{h_2}^2} \right) \theta(s - m_{h_2}^2)] \end{aligned} \quad (18)$$

نحصل من أجل الخيار "المتناظر" للوسطاء $\tan \beta = 1, \bar{\lambda}_{12} = 0$ و $\bar{\lambda}_{12} = \bar{\lambda}_{13}, \lambda_{11} = \lambda_{22}$ المُعتمَد في [3]:

¹ يأتي ذلك لأن مثل هذا المخطط يتضمن ثابت قرين ذاتي مُعاداً استنظامه renormalized λ_s^R وحداً لوغاريتمياً. يتناسب الحد الأخير اعتماداً على مُحاجَجةٍ بُعْثِيَّةٍ مع المقدار $g^4 \log \frac{s}{m_W^2}$ الذي يجب أن نقارنه مع مخطط القناة s المتضمن لجسيم هيغز كجسيم متوسط والمتناسب مع $\frac{m_W^2}{\lambda_{13}^2 m_H^2}$ وحيث مربع الطاقة الكلية s يتناسب مع m_ψ^2 . نرى الآن -شريطة وقوع m_ψ^2, m_W^2, m_H^2 جميعها في المقاس الضعيف- وجود خياراتٍ عديدة تجعل الحد اللوغاريتمي أقل بكثير من الحد الشجري الموافق.

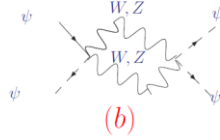
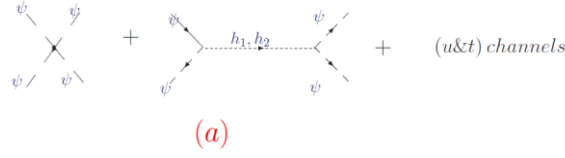
(19)

$$\begin{aligned}
 \langle \sigma_{el} \rangle &= \frac{1}{64\pi} \frac{1}{m_\psi} \left(1 - \frac{3T}{m_\psi}\right) \frac{1}{\sqrt{4m_\psi^2 + 6m_\psi T}} \int_{-1}^1 dx \left[\lambda_s + \left(\frac{\bar{\lambda}_{13} 2m_W}{g} \right)^2 \times \right. \\
 &\quad \left. \left(\frac{1}{4m_\psi^2 + 6m_\psi T - m_H^2} + \frac{1}{-3(1-x)m_\psi T - m_H^2} + \frac{1}{-3(1+x)m_\psi T - m_H^2} \right) \theta(s - m_H^2) \right] \\
 &= \frac{1}{64\pi} \frac{1}{m_\psi} \left[\lambda_s + \frac{\bar{\lambda}_{13} m_W^2 \left(-\frac{2}{m_H^2} + \frac{1}{4m_\psi^2 - m_H^2} \right)}{g^2} \theta(s - m_H^2) \right]^2 + O(T)
 \end{aligned}$$

يمكن لنا الآن أخذ نتائج العمل [3] ووضع القيم الخاصة بـ $\bar{\lambda}_{13}$, m_ψ في العبارة السابقة لحساب σ_{el} و l_ψ من أجل قيم مُعطاة لثابت القرن الذاتي للمادة العاتمة λ_s حيث لا شروط البتة عليه متأتية من شرط الوفرة النسبية. مع ذلك، وباستثناء بعض الأوضاع الموافقة لضبط دقيق fine tuning، لا يمكننا إيجاد قيمة "اضطرابية" لهذا الثابت λ_s ينتج عنها مسار حر l_ψ بقيمة مقبولة. يمكن رؤية ذلك مباشرة من خلال العلاقة (19)؛ إذ إنه عبر أخذ قيم عَمومية generic للوسطاء من مثل $\bar{\lambda}_{13} \sim O(1)$, $T \rightarrow 0$ سنحصل على تبعثر فاعل مرن من رتبة $\frac{1}{64\pi m_\psi^2}$. إذا أخذنا الآن المادة العاتمة في النطاق المرتفع

($m_\psi \sim 1$ TeV) واعتمدنا قيمة "اضطرابية" لـ λ_s ، أضحي المسار الحر الوسطي من رتبة 10^{14} Mpc. أمّا إذا أخذنا قيمةً لكتلة المادة العاتمة في النطاق المنخفض ($m_\psi \sim 50$ GeV)، فسنحصل كذلك على قيمة كبيرة لـ l_ψ من رتبة 10^7 Mpc. يمكن إنقاص هذه القيمة إما عبر اعتماد قيمة كبيرة جداً غير اضطرابية لـ λ_s ، أو من خلال تخفيض كتلة المادة العاتمة إلى مجال الـ MeV. يمكن كذلك تحقيق هذا الإنقاص من خلال كتلة "مضبوطة بدقة" للمادة العاتمة بحيث تساوي نصف كتلة الهيغز $m_\psi \sim 62.8$ GeV؛ ممّا يُزيد كثيراً من قيمة المقطع الفاعل المرن. مع ذلك، من المُستبعد أن يقدر النموذج على حلّ مسألة تشكّل المجزّات [13]، لنستنتج أن ψ لوحده لا يشكّل -في حال صلاحيته- إلا جزءاً من المادة العاتمة، بينما تسمح الأقسام الأخرى من المادة العاتمة ذات المسارات الحرّة الوسطية من

رتبة المقاس الطولي للهالات المجزئة بنقل تماسي (وصليّ conductive) للحرارة إلى ألباب الهالات:



الشكل 3: تبعر المادّة العاتمة المرن. (a) مخططات على المستوى الشجري، (b) مخطط عروي متضمّن في إعادة الاستنظام renormalization لثابت قرن المادّة العاتمة الذاتي λ_S .

(5) خلاصة واستنتاجات:

قمنا في هذا العمل بدراسة إمكانية الكشف المباشر عن المادّة العاتمة التي يوصّفها نموذج ثنائيات الهيزر الستّ بثنائيتين فاعلتين وأربع خاملة غير فاعلة بالنسبة لتأثرات النموذج المعياري، فحسبنا علاقات المقطع الفاعل للتبعثر المرن بين المادّة العاتمة والنكليون، ووجدنا أن النموذج سوف يمكن اختباره في التجارب المستقبلية القريبة، ولكنه لا يسمح بالتفضيل بين نتائج تجربتي الـ DAMA والـ CDMS المتعارضتين مع بعضهما بعضاً ضمن ظروفٍ عموميّة. قمنا كذلك بدراسة التبعر المرن للمادّة العاتمة عن نفسها، وحسبنا قيمة المسار الحرّ الوسطي بعد حسابنا لمقدار المقطع الفاعل للتبعثر المرن مادّة عاتمة - مادّة عاتمة، فوجدنا عددياً أن نموذجنا يصلح من أجل تفسير مسألة تشكّل المجزّات وتطوّرها- لتوصيف قسم جزئيّ من مجمل المادّة العاتمة.

References:

- [1] Trimble, V. (1987), "Existence and nature of dark matter in the universe". *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. 25: 425–472,
- [2] Peter Annika H G., "Dark Matter, A brief Review". *CERN Physics*. 20 January 2012. arXiv:1201.3942.
- [3] حمّود عرابي ، ومحمد الأخرس ونضال شمعون، "توسعةً لافانقة التناظر لقطاع الهيغز بهدف تحقيق التوحيد المعياري وتقديم مرشّح للمادة العاتمة"
- Journal of Damascus University for Basic Sciences (2017)
- [4] Bernabei, R. *et al.*, DAMA Collaboration , "On a further search for a yearly modulation of the rate in particle dark matter direct search" -*Phys.Lett. B*450 (1999) 448-455,
- Belli, P. *et al.*, "The DAMA experiments at Gran Sasso" - *Phys.Rept.* 307 (1998) 269-273.
- [5] R. Abusaidi et al. (CDMS Collaboration), "Exclusion Limits on the WIMP-Nucleon Cross Section from the Cryogenic Dark Matter Search", *Phys. Rev. Lett.* 84, 5699 (2000).
- [6] E. Aprile et al. (XENON100 Collaboration), "First Dark Matter Results from the XENON100 Experiment". *Phys. Rev. Lett.* 105, 131302 (2010)
- [7] E. Andres et al., "Results from the AMANDA high energy neutrino detector". *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, Volume 91, (2001) 423-430.
- [8] Jennifer M. Gaskins, "A review of indirect searches for particle dark matter". *Journal Contemporary Physics*, V 57(2016), p 496-525.
- [9] J.F. Gunion, H.E. Haber, G. Kane and S. Dawson, "The Higgs Hunter's Guide", *Frontiers in Physics*, Addison-Wesley 1990.

- [9] P. A. R. Ade et al. (Planck Collaboration), "Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters". arXiv:1502.01589; A&A 594, A13 (2016).
- [10] Mads T. Frandsen, Felix Kahlhoefer, Christopher McCabe, Subir Sarkar & Kai Schmidt-Hoberg, "The unbearable lightness of being: CDMS versus XENON". JCAP 1307 (2013) 023.
- [11] Houjun Mo, Frank Van den Bosch & S. White, "Galaxy formation and Evolution", Cambridge University Press (2010).
- [12] B. Moore, T. Quinn, F. Governato, J. Stadel and G. Lake, "Cold collapse and the core catastrophe". Oxford Journals-Science & Mathematics-MNRAS, V310, p. 1147-1152.
- [13] Ben Moore, Sebastiano Ghigna, and Fabio Governato, George Lake, Thomas Quinn, Joachim Stadel & Paolo Tozzi, "Dark Matter Substructure within Galactic Halos". The Astrophysical Journal, 524:L19-L22, 1999.