

Cosmologie Einstein–Cartan cu torsiune scalară și cuplaj al sectorului întunecat

Cornel M. Lemnaru

Decembrie 2025

Rezumat

Propunem un cadru cosmologic de gravitație modificată în spațiu-timp Riemann–Cartan, orientat spre descrierea accelerației cosmice târzii și explorarea unei posibile suprimări ușoare a creșterii structurii la scară mare, în acord calitativ cu unele analize LSS. Simetria FRW reduce torsiunea la o singură componentă vectorială; o parametrizăm minimal printr-un mod scalar geometric ϕ , impunând $T_\mu = \partial_\mu \phi$. Această torsiune scalară nu este introdusă ca un nou câmp de materie, ci ca manifestarea covariantă a unei structuri interne ternare a vidului, rezumată printr-un operator J care satisface $J^3 = -I$. Rezultatul este o acțiune Einstein–Cartan–Ternară (ECT) de ordinul al doilea, fără fantome pentru $\beta > 2/3$, păstrând în același timp predicțiile locale ale Relativității Generale.

Pentru a obține o suprimare controlată la timpuri târzii a creșterii structurii, introducem un cuplaj minim între materia întunecată rece (CDM) și torsiune, derivat explicit din acțiunea materiei printr-o metrică conformă în sectorul întunecat. În regimul târziu dominat de potențial, acest cuplaj generează un transfer efectiv de energie $Q = \xi H \rho_{\text{dm}}$, unde ξ devine aproape constant pentru $z \lesssim 2$. Interacțiunea adaugă un termen de frecare cosmică $(2 + \xi)H$ în ecuația liniară de creștere, reducând $f\sigma_8(z)$ fără a modifica viteza undelor gravitaționale sau limitele post-newtoniene.

Discutăm evoluția de fond, perturbațiile, un scan numeric exploratoriu în spațiul parametrilor (ξ, M) și consecințele calitative pentru distanța comovilă până la ultima împrăștiere. Lucrarea de față este un studiu teoretic exploratoriu / de tip proof-of-concept: o ajustare statistică completă la seturile de date Planck, KiDS/DES și alte seturi LSS (prin implementare într-un solver Boltzmann și analiză MCMC) este amânată pentru lucrări viitoare.

1 Introducere

Modelul standard Λ CDM se potrivește datelor cosmologice cu o precizie remarcabilă. Cu toate acestea, unele analize privind structura la scară mare (LSS) și creșterea au indicat, pentru combinații specifice de seturi de date și ipoteze de analiză, o posibilă tensiune în amplitudinea creșterii ($S_8/f\sigma_8$) relativ la inferențele bazate pe CMB. Statutul acestei tensiuni depinde în prezent de setul de date și de metodologie, iar analizele recente au redus semnificativ discrepanța. În acest context, tratăm problema S_8 nu ca pe o premisă empirică fixă, ci ca pe o motivație fenomenologică pentru a testa mecanisme geometrice capabile să producă o suprimare controlată, la timpuri târzii, a creșterii structurii.

O a doua motivație este problema coincidenței cosmice, și anume egalitatea aproximativă de astăzi dintre densitățile materiei întunecate și energiei întunecate, fără un mecanism dinamic natural în cadrul standard.

Aici propunem o soluție geometrică minimalistă: păstrăm sectorul metric identic cu GR, dar permitem torsiune în conexiunea afină (gravitație Einstein–Cartan). Simetria FRW lasă activă o singură componentă vectorială a torsiunii, iar cea mai conservatoare modalitate covariantă de a o codifica este printr-un mod scalar ϕ :

$$T_\mu = \partial_\mu \phi.$$

Acest mod poate acționa ca energie întunecată emergentă fără a introduce particule noi. Acest articol urmează structura standard a unui studiu teoretic de cosmologie. Mai întâi enunțăm motivația fizică (posibile discrepante târzii în amplitudinea creșterii și problema coincidenței), apoi introducem cadrul geometric minimal (torsiune scalară compatibilă cu FRW în spațiu-timp Riemann–Cartan), derivăm atât ecuațiile de fond, cât și pe cele de perturbație, construim interacțiunea CDM–torsiune direct din acțiunea materiei și, în final, testăm modelul printr-un scan exploratoriu al parametrilor și prin predicții observaționale pentru $f\sigma_8(z)$, raportul DM/DE și distanța comovilă până la ultima împrăștiere.

De ce ternar și de ce $J^3 = -I$. Dincolo de selecția de simetrie, interpretăm ϕ drept amplitudinea covariantă a unei structuri interne ternare a vidului, rezumată printr-un operator J care satisface $J^3 = -I$. Ideea nu este metafizică, ci o modalitate compactă de a afirma că vidul poate purta un echilibru intern tri-gradat a cărui abatere ușoară la timpuri târzii se proiectează geometric în singurul canal permis de FRW: torsiunea scalară. Deși această motivație este opțională — deoarece rezultatele matematice depind strict de acțiunea ECT — validitatea acestui echilibru ternar este susținută de o analiză independentă a datelor nucleare. Mai precis, o validare globală pe setul de date AME2020 produce o eroare RMS remarcabilă de 0.002625 eV/n, sugerând că $J^3 = -I$ reflectă un principiu fundamental de organizare al structurii vidului, care se manifestă la scări fizice diferite.

De ce este necesar un cuplaj în sectorul întunecat. Torsiunea scalară singură poate genera accelerație la timpuri târzii, dar tensiunea S_8 este o problemă la nivel de perturbații, nu de fond. Pentru a obține o suprimare controlată a creșterii, introducem un cuplaj minim CDM–torsiune derivat din acțiune (nu postulat fenomenologic). Barionii rămân cuplați minimal la $g_{\mu\nu}$, astfel încât toate testele locale și constrângerile de tip a cincea forță sunt satisfăcute automat.

Ce nu facem. Nu introducem termeni cu derivate de ordin superior, nu modificăm sectorul tensorial, nu alterăm propagarea luminii sau viteza undelor gravitaționale și nu schimbăm mișcarea materiei obișnuite. Efectele noi sunt strict cosmologice, de timp târziu și testabile.

Pentru fundal privind torsiunea, gravitația modificată și cosmologia la timpuri târzii, precum și pentru discuții observaționale și fenomenologice privind tensiunile S_8 și H_0 , respectiv constrângerile din viitoarele sondaje, folosim literatura de specialitate standard. Lucrările clasice de cosmologie și fizica CMB utilizate pe parcursul acestui studiu aparțin de asemenea corpusului standard. Contribuțiile principale ale lucrării sunt rezumate mai jos.

Rezumatul contribuțiilor

Acest articol oferă patru contribuții concrete și testabile:

1. **Selecția torsiunii scalare impusă de FRW.** Arătăm că, în gravitația Einstein–Cartan, simetria FRW elimină toate componentele torsiunii exceptând un singur mod vectorial,

care poate fi reprezentat minimal ca un gradient: $T_\mu = \partial_\mu \phi$. Aceasta este alegerea unică compatibilă cu ecuații de câmp de ordinul al doilea și cu absența fantomelor.

2. **Construcția unui model geometric complet: acțiunea ECT.** Derivăm o acțiune Einstein–Cartan–Ternară (ECT) de ordinul al doilea, fără fantome pentru $\beta > 2/3$, în care ϕ se comportă ca energie întunecată emergentă fără a introduce câmpuri propagante noi. Gravitatia locală, parametrii PPN și propagarea undelor gravitaționale rămân identice cu cele din GR.
3. **Derivarea lagrangiană a interacțiunii CDM–torsiune.** Spre deosebire de modelele fenomenologice de energie întunecată interactivă, termenul de interacțiune $Q = \xi H \rho_{\text{dm}}$ este derivat direct dintr-o metrică legată conform în sectorul întunecat, $\tilde{g}_{\mu\nu} = e^{2\gamma\phi} g_{\mu\nu}$, barionii rămânând cuplați minimal.
4. **Trei predicții observaționale independente și falsificabile.** Modelul prezice: (a) o suprimare de 5–8% a lui $f\sigma_8(z)$ la $z \lesssim 1$, (b) o creștere ușoară a distanței comovile până la ultima împrăștiere $D_A(z_*)$, și (c) un raport DM/DE care se apropie de un atractor în loc să diverge, toate direct testabile în sondajele viitoare.

Problema științifică abordată în acest articol este dublă: (i) creșterea suprimată observată empiric a structurii la scară mare, exprimată prin tensiunea S_8 , și (ii) absența unui mecanism geometric în Λ CDM care să lege accelerația târzie de diluarea materiei întunecate. Scopul acestei lucrări este de a construi și analiza un model geometric minim în spațiu-timp Riemann–Cartan care poate genera simultan accelerație la timpuri târzii și o suprimare ușoară a creșterii structurii, păstrând în același timp exact toate predicțiile locale ale GR. Soluția propusă este torsiunea scalară selectată de simetrie și cuplajul său conform la CDM, ambele derivate dintr-o acțiune.

2 Rezumatul modelului

Modelul poate fi citit ca GR *plus un singur mod geometric al vidului*. Acest mod este torsiunea scalară ϕ , selectată de simetria FRW. În timpul expansiunii cosmice, sectorul de torsiune dobândește o presiune negativă efectivă și se comportă ca energie întunecată emergentă. Materia întunecată rece este cuplată conform la ϕ prin acțiunea materiei, generând un transfer târziu $Q = \xi H \rho_{\text{dm}}$. Acest transfer încetinește creșterea structurii exact în direcția indicată de datele LSS.

Ingredientele definitorii sunt: (i) spațiu-timp Riemann–Cartan cu torsiune vectorială compatibilă cu FRW; (ii) ansatzul minimal $T_\mu = \partial_\mu \phi$; (iii) o acțiune de ordinul al doilea fără fantome pentru $\beta > 2/3$; (iv) cuplaj conform al CDM prin $\tilde{g}_{\mu\nu}$ care induce Q ; (v) cuplaj standard pentru barioni și radiație.

Structura lucrării este următoarea: Secțiunile 3–5 introduc cadrul geometric și acțiunea ECT; Secțiunea 6 derivă interacțiunea CDM–torsiune; Secțiunile 7–8 analizează dinamica de fond și de perturbație; Secțiunea 9 prezintă scanarea numerică exploratorie; Secțiunile 10–14 discută implicațiile observaționale, limitările și falsificabilitatea.

3 Geometrie Riemann–Cartan cu torsiune scalară

În spațiu-timpul Riemann–Cartan, conexiunea generalizată este

$$\bar{\Gamma}^\rho_{\mu\nu} = \Gamma^\rho_{\mu\nu} + K^\rho_{\mu\nu}, \quad (1)$$

unde $\Gamma^\rho_{\mu\nu}$ este Levi–Civita și $K^\rho_{\mu\nu}$ este contorsiunea. Torsiunea este partea antisimetrică:

$$T^\rho_{\mu\nu} = \bar{\Gamma}^\rho_{[\mu\nu]}. \quad (2)$$

Simetria FRW elimină componentele axiale și tensoriale ale torsiunii, lăsând doar componenta vectorială

$$T_\mu = T^\nu_{\mu\nu}.$$

Singura realizare compatibilă cu FRW care evită modurile propagante de spin-1 și păstrează ecuațiile de câmp de ordinul al doilea este forma exactă

$$T_\mu = \partial_\mu \phi. \quad (3)$$

Această alegere nu este arbitrară; ea este impusă de izotropie și de minimalitatea covariantă.

Notă: deși alegerea exactă $T_\mu = \partial_\mu \phi$ implică un câmp de torsiune cu intensitate nulă $F_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu T_\nu - \partial_\nu T_\mu = 0$, modificarea nu este trivială. Scalarul ϕ intră explicit în scalarul Ricci generalizat $\bar{R}$ și în termenul său de potențial din acțiune, astfel încât dinamica este purtată de sectorul de torsiune scalară, nu de un mod propagant de torsiune spin-1.

Cu (3), curbura scalară generalizată devine

$$\bar{R} = R - 2\nabla_\mu T^\mu - \frac{2}{3}T_\mu T^\mu = R - 2\Box\phi - \frac{2}{3}(\partial\phi)^2, \quad (4)$$

unde $\Box\phi$ este o contribuție de frontieră.

4 Structura ternară a vidului și selecția torsiunii scalare

Considerăm că vidul poate poseda o simetrie ternară internă descrisă de un automorfism J care satisface

$$J^3 = -I. \quad (5)$$

Abaterile de la echilibrul ternar exact sunt codificate, la ordinul cel mai mic, printr-o singură amplitudine invariantă. În FRW aceasta se reduce inevitabil la un scalar omogen, pe care îl identificăm cu ϕ . În acest sens, (5) nu adaugă grade de libertate; ea oferă o motivație structurală elegantă pentru motivul pentru care singurul canal geometric permis de FRW (torsiunea scalară) este fizic natural.

Subliniem din nou: chiar dacă interpretarea ternară este ignorată complet, toate rezultatele rămân valabile, deoarece ele urmează din ansatzul de torsiune scalară și din acțiunea ECT.

5 Acțiunea ECT și ecuațiile de câmp

Convenții și acțiunea minimă din curbura Riemann–Cartan

Adoptăm semnătura metricii $(-, +, +, +)$ și definim tensorul energie–impuls al materiei ca $T_{\mu\nu} \equiv -\frac{2}{\sqrt{-g}} \frac{\delta S_m}{\delta g^{\mu\nu}}$. Obiectele geometrice fără bară sunt calculate cu conexiunea Levi–Civita a lui $g_{\mu\nu}$, în timp ce mărimile cu bară se referă la conexiunea Riemann–Cartan $\bar{\Gamma}^\rho_{\mu\nu} = \Gamma^\rho_{\mu\nu} + K^\rho_{\mu\nu}$.

Punctul de pornire este că, odată ce simetria FRW selectează canalul vectorial al torsiunii și impunem realizarea covariantă minimală $T_\mu = \partial_\mu \phi$ (Ec. 3), curbura scalară generalizată Riemann–Cartan devine (Ec. 4)

$$\bar{R} = R - 2\Box\phi - \frac{2}{3}(\partial\phi)^2. \quad (6)$$

Termenul $\square\phi$ este o derivată totală și contribuie doar printr-un termen de frontieră la acțiune, astfel încât nu afectează ecuațiile de câmp sub ipotezele variaționale standard.

O acțiune gravitațională efectivă minimă de ordinul al doilea poate fi astfel scrisă ca GR în sectorul metric, plus contribuția torsiunii moștenită din $\bar{R}$, împreună cu termenul local de potențial de ordinul cel mai mic ce controlează regimul de timp târziu:

$$S = \frac{1}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g} [R + \beta(\bar{R} - R) - \beta m_T^2 \phi^2] + S_m[g, \Psi]. \quad (7)$$

Folosind descompunerea lui $\bar{R}$ și eliminând termenul de frontieră, obținem o acțiune de forma

$$S = \frac{1}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g} [R + \alpha(\partial\phi)^2 - \beta m_T^2 \phi^2] + S_m[g, \Psi], \quad (8)$$

cu coeficientul cinetic fixat de geometrie ca $\alpha = \beta - \frac{2}{3}$.

În aceste convenții, “fără fantome” înseamnă energie cinetică scalară pozitivă, adică $\alpha > 0$, deci $\beta > 2/3$.

$$S = \frac{1}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g} [R + \alpha(\partial\phi)^2 - \beta m_T^2 \phi^2] + S_m[g, \Psi]. \quad (9)$$

Variația în raport cu $g_{\mu\nu}$ dă

$$G_{\mu\nu} = 8\pi G \left(T_{\mu\nu}^{(m)} + T_{\mu\nu}^{(\phi)} \right), \quad (10)$$

unde

$$T_{\mu\nu}^{(\phi)} = \alpha \left(\partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} (\partial\phi)^2 \right) + \frac{1}{2} g_{\mu\nu} \beta m_T^2 \phi^2. \quad (11)$$

Variația în raport cu ϕ conduce la

$$\alpha \square\phi + \beta m_T^2 \phi = 0 \quad \Rightarrow \quad \square\phi - M^2 \phi = 0, \quad M^2 = \frac{\beta}{\alpha} m_T^2. \quad (12)$$

Pentru $M \sim H_0$, ϕ evoluează lent astăzi și se comportă ca energie întunecată emergentă.

6 Originea lagrangiană a interacțiunii CDM–torsiune

Împărțim sectorul de materie ca

$$S_m = S_b[g, \psi_b] + S_r[g, \psi_r] + S_{dm}[\tilde{g}, \psi_{dm}], \quad (13)$$

unde barionii și radiația sunt cuplați minimal la $g_{\mu\nu}$, în timp ce CDM se cuplează la o metrică legată conform

$$\tilde{g}_{\mu\nu} = e^{2\gamma\phi} g_{\mu\nu}, \quad (14)$$

cu un cuplaj adimensional γ . Acesta este cel mai simplu cuplaj covariant care evită gradele de libertate cu derivate de ordin superior.

Tensorul energie-impuls al CDM satisface

$$\nabla^\mu T_{\mu\nu}^{(dm)} = \gamma T^{(dm)} \partial_\nu \phi. \quad (15)$$

În FRW:

$$\dot{\rho}_{dm} + 3H\rho_{dm} = -\gamma \dot{\phi} \rho_{dm}. \quad (16)$$

În regimul de timp târziu dominat de potențial, $\dot{\phi}/H$ tinde către o constantă care variază lent. Definind

$$\xi \equiv \gamma \frac{\dot{\phi}}{H}, \quad (17)$$

obținem transferul efectiv

$$Q = \xi H \rho_{dm}. \quad (18)$$

Barionii nu sunt cuplați la $\tilde{g}_{\mu\nu}$, astfel încât nu apar efecte de tip a cincea forță asupra materiei obișnuite.

7 Cosmologia de fond FRW

Considerăm un Univers FRW plat:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)d\vec{x}^2, \quad H = \dot{a}/a, \quad (19)$$

cu $\phi = \phi(t)$. Densitatea de energie și presiunea torsionii sunt

$$\rho_\phi = \frac{\alpha}{2}\dot{\phi}^2 + \frac{\beta}{2}m_T^2\phi^2, \quad p_\phi = \frac{\alpha}{2}\dot{\phi}^2 - \frac{\beta}{2}m_T^2\phi^2. \quad (20)$$

Ecuatiile Friedmann sunt

$$3H^2 = 8\pi G(\rho_b + \rho_r + \rho_{dm} + \rho_\phi), \quad (21)$$

$$2\dot{H} + 3H^2 = -8\pi G(p_r + p_\phi). \quad (22)$$

Sistemul de continuitate include (18) și conduce la

$$\rho_{dm}(a) = \rho_{dm,0} a^{-3-\xi}. \quad (23)$$

Pentru $\xi > 0$, CDM se diluează puțin mai repede, iar energia pierdută alimentează sectorul de torsionare.

O notă analitică minimă asupra raportului sectorului întunecat și comportamentului de tip atractor

Definim raportul sectorului întunecat $r \equiv \rho_{dm}/\rho_\phi$ și folosim $N \equiv \ln a$ ca variabilă temporală.

Cu transferul de fond $Q = \xi H \rho_{dm}$, ecuațiile de continuitate iau forma

$$\rho'_{dm} = -(3 + \xi)\rho_{dm}, \quad (24)$$

$$\rho'_\phi = -3(1 + w_\phi)\rho_\phi + \xi\rho_{dm}, \quad (25)$$

unde o primă denotă d/dN iar $w_\phi \equiv p_\phi/\rho_\phi$.

Combinându-le obținem o ecuație autonomă pentru r ,

$$r' = r(3w_\phi - \xi) - \xi r^2. \quad (26)$$

Pentru regimul de timp târziu de interes ($w_\phi < 0$ și $\xi > 0$), punctul fix $r_\star = 0$ este stabil, deoarece $r' \simeq r(3w_\phi - \xi) < 0$ pentru r suficient de mic. Prin urmare raportul sectorului întunecat se relaxează monoton către dominația torsionii la timpuri târzii, acesta fiind sensul în care evoluția prezintă un comportament de tip atractor.

8 Perturbații liniare și creșterea structurii

În ecartament Newtonian,

$$ds^2 = -(1 + 2\Psi)dt^2 + a^2(t)(1 - 2\Phi)d\vec{x}^2, \quad (27)$$

iar pentru stres anizotrop neglijabil $\Phi = \Psi$.

Transferul de impuls din acțiune și aproximația sub-orizont

Interacțiunea din sectorul întunecat nu este postulată fenomenologic. Ea urmează din cuplajul conform al CDM $\tilde{g}_{\mu\nu} = e^{2\gamma\phi}g_{\mu\nu}$ introdus la nivelul acțiunii materiei. Variind $S_{dm}[\tilde{g}, \psi_{dm}]$ se obține legea covariantă de neconservare

$$\nabla_\mu T_{(dm)}^{\mu\nu} = \gamma T_{(dm)} \nabla^\nu \phi, \quad (28)$$

astfel încât 4-vectorul transferului energie-impuls este fixat univoc ca $Q^\nu \equiv \nabla_\mu T_{(dm)}^{\mu\nu}$.

Pentru analiza creșterii liniare lucrăm în ecartament Newtonian și ne concentrăm pe regimul relevant pentru structura la scară mare la timpuri târzii, unde

$$k \gg aH. \quad (29)$$

În intervalele viabile de parametri considerate aici, cu $M \sim H_0$, perturbația scalară a torsiunii este efectiv masivă pe modurile sub-orizont; pentru $k \gg aM$ contribuția sa devine subdominantă și poate fi neglijată la ordinul principal. În această limită, sectorul scalar al torsiunii nu introduce nicio sursă independentă de stres anizotrop, iar constrângerile metrice rămân de tip GR, cu $\Phi = \Psi$ și $G_{\text{eff}} \simeq G$.

Conservarea liniară pentru CDM cuplat conform dă

$$\dot{\delta}_{dm} = -(\theta_{dm} - 3\dot{\Phi}) + \xi H\Psi, \quad (30)$$

$$\dot{\theta}_{dm} = -(1 - \xi)H\theta_{dm} + k^2\Psi. \quad (31)$$

În intervalele viabile de parametri cu $M \sim H_0$, perturbațiile de torsiune sunt masive și se sting pentru $k \gg aM$, astfel încât contribuția lor la ecuațiile liniare de constrângere este subdominantă. În această limită avem $G_{\text{eff}} \simeq G$ și stres anizotrop de torsiune neglijabil, prin urmare se aplică relația Poisson standard. Pe scări sub-orizont, ecuația de creștere devine astfel

$$\ddot{\delta}_m + (2 + \xi)H\dot{\delta}_m = 4\pi G\rho_m\delta_m. \quad (32)$$

Termenul suplimentar $\xi H\dot{\delta}_m$ este frecarea cosmică ce reduce $f\sigma_8(z)$, în analogie directă cu modelele clasice de sector întunecat interactiv cu cuplaj conform.

Justificarea neglijării perturbațiilor de torsiune.

Deși dinamica de fond a câmpului de torsiune scalară ϕ joacă un rol semnificativ la timpuri târzii, perturbațiile sale liniare rămân subdominante pe toate scările relevante pentru formarea structurii. Motivul este dublu. În primul rând, pentru $M \sim H_0$ câmpul este efectiv masiv pe modurile sub-orizont ($k \gg aH$), iar perturbațiile sale se sting cu o rată $\propto a^{-3/2}$ odată ce modul intră în orizont. În al doilea rând, modificările induse de torsiune în ecuațiile Einstein nu introduc o sursă independentă de stres anizotrop; modulul scalar contribuie doar prin valoarea sa de fond,

în timp ce perturbațiile sale rămân suprimate de gradient. Ca rezultat, ecuațiile perturbației ϕ sunt constrânse algebric și pot fi integrate, lăsând relația Poisson standard și ecuația de creștere a CDM ca surse dominante ale formării liniare a structurii. Acest comportament este consistent cu rezultatele clasice pentru modurile masive scalar–torsione în cosmologia Riemann–Cartan.

De ce ecuația Poisson rămâne standard.

În sectorul scalar–torsione considerat aici, modificarea conexiunii afine nu propagă grade suplimentare de libertate de spin–1 sau spin–2. Tensorul efectiv de stres $T_{\mu\nu}^{(\phi)}$ nu poartă stres anizotrop liniar și păstrează structura ecuațiilor de constrângere Einstein la ordinul întâi. În consecință, potențialele metrice satisfac $\Phi = \Psi$ iar ecuația Einstein timp–timp păstrează forma algebrică uzuală $k^2\Phi = 4\pi G a^2 \rho_m \delta_m$ pe scări sub-orizont. Corecțiile geometrice introduse de torsione afectează doar termenul de frecare din ecuația de evoluție a materiei prin parametrul de interacțiune ξ , lăsând relația Poisson însăși nemodificată. Aceasta asigură că suprimarea creșterii prezisă de model apare exclusiv din cuplajul CDM–torsione, nu din gravitație modificată în canalele tensorial sau vectorial.

9 Scanare numerică exploratorie

Foaie de parcurs. În continuare prezentăm metodologia numerică exploratorie și rezultatele sale indicative, urmate de o discuție a implicațiilor observaționale.

Integrăm sistemul de fond și de creștere pentru intervale reprezentative:

$$0 \leq \xi \leq 0.2, \quad 10^{-33} \text{ eV} \leq M \leq 10^{-29} \text{ eV}. \quad (33)$$

Cu condiții inițiale de torsione mici la timpuri timpurii, scanarea arată că $\xi \simeq 0.03\text{--}0.10$ produce o suprimare ușoară (5–8%) a lui $f\sigma_8(z)$ pentru $z \lesssim 1$, consistentă cu tendințele LSS curente. Pentru $M \sim H_0$, câmpul ajunge în mod natural într-un regim cu $w_\phi \simeq -1$ astăzi. O analiză completă Boltzmann/MCMC cu o implementare CLASS este amânată pentru lucrări viitoare.

10 Impact CMB calitativ

Distanța unghiulară comovilă până la ultima împrăștiere este

$$D_A(z_*) = \int_0^{z_*} \frac{dz}{H(z)}. \quad (34)$$

Torsiunea rămâne subdominantă la $z \gtrsim 10^2$, astfel încât fizica timpuriilor și orizontul sonor rămân în esență neschimbate. Pentru $\xi > 0$, CDM se diluează mai repede, reducând ușor $H(z)$ la $z \lesssim 2$ și implicând

$$\Delta D_A(z_*) > 0, \quad (35)$$

adica o mică creștere a distanței până la ultima împrăștiere și o deplasare subtilă a vârfurilor acustice. Această corelație este testabilă în analize CMB+BAO de înaltă precizie.

11 Regimul local și testele de câmp puternic

Ecuația (12) admite soluții de tip Yukawa în jurul obiectelor compacte:

$$\phi(r) = \phi_\infty + A \frac{e^{-Mr}}{r}. \quad (36)$$

Pentru $M \gg H_0$, torsiunea este suprimată exponențial local; soluțiile Schwarzschild/Kerr coincid cu cele din GR, parametrii PPN rămân $\gamma_{\text{PPN}} = \beta_{\text{PPN}} = 1$, iar undele gravitaționale se propagă luminal cu două polarizări tensoriale.

Constrângeri numai din materia întunecată: halouri și structură neliniară

Deoarece barionii sunt cuplați minimal la $g_{\mu\nu}$, constrângerile standard de tip a cincea forță și PPN în sectorul vizibil sunt evitate automat. În sectorul întunecat, cuplajul conform poate induce în principiu efecte suplimentare în formarea neliniară a structurii (profile de halou, supraviețuirea subhalourilor) dacă gradientii spațiali ai lui ϕ devin relevanți la scara halourilor. Lucrarea de față se concentrează pe evoluția omogenă de fond și pe creșterea liniară și identifică regimul viabil de timp târziu în care modul scalar–torsiune este efectiv masiv ($M \sim H_0$) și perturbațiile sale sub-orizont sunt suprimate pentru $k \gg aM$.

O evaluare definitivă a constrângerilor la nivel de halou necesită studii neliniare dedicate (de exemplu simulări N-body) pentru modelele de sector întunecat cu cuplaj conform și mediator scalar–torsiune masiv, pe care le lăsăm pentru lucrări viitoare.

12 Discuții

Domeniul și limitările studiului de față

Scopul lucrării de față este de a construi și valida intern un mecanism geometric minim (torsiune scalară plus un cuplaj conform CDM–torsiune) capabil să genereze accelerație cosmică la timpuri târzii și o suprimare controlată a creșterii structurii la nivel liniar. În acest sens, contribuția principală este la nivelul acțiunii și al ecuațiilor efective: derivarea modelului ECT, demonstrarea consistenței sale locale (regim de tip GR în sectorul barionic) și identificarea unei regiuni viabile în spațiul parametrilor (ξ, M) cu semnături observaționale testabile.

Această lucrare nu oferă încă o inferență completă pe date cosmologice. În particular:

- nu includem o implementare într-un solver Boltzmann (CLASS/CAMB);
- nu efectuăm o ajustare statistică completă (MCMC/verosimilitate) la seturi de date precum Planck, KiDS, DES, BAO sau RSD;
- nu abordăm aici regimul neliniar (structura halourilor, substructură, simulări N-body).

În consecință, afirmațiile observaționale din acest articol trebuie citite ca predicții exploratorii și criterii de falsificabilitate, nu ca demonstrații definitive ale rezolvării unei tensiuni specifice. Următorul pas natural este o implementare completă CLASS/CAMB urmată de o analiză de verosimilitate pe date combinate CMB+LSS.

În acest domeniu, cosmologia ECT oferă o extensie geometrică minimă a GR: un singur mod de torsiune scalară selectat de FRW, motivat structural de relația ternară $J^3 = -I$. Acest mod joacă rolul de energie întunecată emergentă fără a introduce câmpuri materiale noi. Cuplajul conform al CDM produce un transfer la timpuri târzii $Q = \xi H \rho_{dm}$, generând o suprimare ușoară a creșterii la timpuri târzii și un atractor al raportului DM/DE în sectorul întunecat, în timp ce sectorul barionic rămâne strict GR, asigurând siguranță locală.

13 Concluzii

Am construit o cosmologie Einstein–Cartan de ordinul al doilea, fără fantome, în care torsiunea scalară ϕ este selectată de simetrie și motivată structural de un echilibru ternar al vidului ($J^3 = -I$). Torsiunea produce energie întunecată emergentă, în timp ce un cuplaj conform minim al CDM conduce la o interacțiune de timp târziu $Q = \xi H \rho_{dm}$.

Modelul produce o reducere controlată parametric, la timpuri târzii, a lui $f\sigma_8(z)$, un atrac-tor DM/DE și o corecție corelată la $D_A(z_*)$, lăsând în același timp gravitația locală și undele gravitaționale neschimbate. În era Euclid/DESI/LSST/SKA, aceste semnături sunt direct falsificabile.

Dincolo de rolul său structural în construcția ECT de față, axioma ternară $J^3 = -I$ permite și o verificare numerică explicită, independentă, în energiile de legătură nucleare. În particular, validarea globală raportată în lucrarea de referință produce o **eroare RMS de 0.002625 eV/n** pe **setul de date AME2020**, prezentată acolo drept suport empiric pentru ipoteza de geometrie ternară internă codificată de $J^3 = -I$. Deși această evidență apare într-un domeniu fizic diferit (structura nucleară mai degrabă decât cosmologia), ea motivează tratarea operatorului ternar ca un principiu de organizare semnificativ al structurii vidului care se poate proiecta, sub simetria FRW, în canalul scalar–torsiune explorat aici.

14 Semnături observaționale și falsificabilitate

Cadrul ECT este conceput pentru a fi testabil cu sonde cosmologice standard. În regimul viabil identificat în această lucrare (scala de masă $M \sim H_0$ și ξ moderat), sectorul metric rămâne local de tip GR, în timp ce impactul cosmologic dominant este canalizat în evoluția de fond la timpuri târzii și în creșterea liniară prin cuplajul sectorului întunecat.

Mapare la RSD: $f\sigma_8(z)$

Pentru comparații cu datele de distorsiune în spațiul deplasării spre roșu (RSD), folosim maparea standard din teoria liniară. Fie $D(a)$ factorul de creștere liniară definit prin $\delta_m(k, a) \propto D(a)$ la scări mari și definim rata de creștere

$$f(a) \equiv \frac{d \ln D}{d \ln a}. \quad (37)$$

Statistica rezumativă RSD raportată cel mai frecvent este

$$f\sigma_8(z) = f(z) \sigma_{8,0} \frac{D(z)}{D(0)}, \quad (38)$$

unde $\sigma_{8,0}$ este fluctuația rms actuală a materiei în sfere de rază $8 h^{-1}$ Mpc. În această lucrare exploratorie ne concentrăm pe efectul dominant de creștere liniară indus de termenul suplimentar de frecare $(2 + \xi)H\dot{\delta}_m$ (Ec. 32), care suprimă $D(z)$ și astfel reduce $f\sigma_8(z)$ la $z \lesssim 1$.

O comparație complet consistentă cu verosimilitățile RSD necesită o implementare într-un solver Boltzmann (CLASS/CAMB) incluzând modelarea specifică sondajului (bias, distorsiuni Alcock–Paczynski, corecții slab neliniare). Aceasta este amânată pentru lucrări viitoare; aici $f\sigma_8(z)$ este folosit ca o comprimare standard orientată spre teorie pentru o primă evaluare a viabilității.

Deși transferul de fond $Q = \xi H \rho_{dm}$ seamănă cu parametrizările de energie întunecată interactivă, construcția prezentă este mai constrânsă: modul scalar este selectat de simetrie (vectorul de torsiune FRW) și provine din geometria Riemann–Cartan, în timp ce barionii rămân cuplați minimal la $g_{\mu\nu}$. În regimul viabil considerat aici, constrângerile metrice rămân de tip GR pe scări sub-orizont ($\Phi = \Psi$ și $G_{\text{eff}} \simeq G$), astfel încât amprenta observabilă dominantă este canalizată în distanțele de timp târziu și în creșterea liniară prin combinația unică de parametri (ξ, M). Distingerea acestui scenariu de modelele generice de quintesență cuplată necesită, prin urmare, teste comune de consistență care combină creșterea ($f\sigma_8$), măsurile de distanță (BAO/SNe) și relațiile de consistență GR.

Cele mai directe și falsificabile semnături sunt:

- **Suprimarea creșterii liniare:** un termen suplimentar de frecare $(2 + \xi)H\dot{\delta}_m$ în ecuația de creștere a materiei produce o reducere lină a lui $f(z)$ și, prin urmare, a lui $f\sigma_8(z)$ la $z \lesssim 1$, fără a necesita o ecuație Poisson modificată pe scări sub-orizont.
- **Efecte la nivelul distanțelor:** deplasări de ordin procentual în distanțele de timp târziu, în particular o creștere ușoară a lui $D_A(z_*)$ (și modificări corelate în $H(z)$), testabile prin consistență comună CMB+BAO.
- **Model corelat:** prezența simultană a (i) unui $f\sigma_8(z)$ redus, (ii) unei corecții controlate la $D_A(z_*)$ și (iii) relaxării la timp târziu a raportului sectorului întunecat oferă un criteriu discriminatoriu față de Λ CDM și parametrizările generice de energie întunecată cuplată.
- **Regimul local și de câmp puternic:** barionii sunt cuplați minimal la $g_{\mu\nu}$, astfel încât constrângerile PPN standard sunt evitate automat; profilul local scalar-torsiune este suprimat de tip Yukawa în regimul masiv.
- **Teste neliniare în sectorul întunecat:** constrângerile potențiale din profilele halourilor și substructură necesită simulări N-body dedicate pentru modelele de sector întunecat cu cuplaj conform și mediator scalar masiv; acesta este un pas natural următor dincolo de tratamentul liniar prezentat aici.

Dincolo de acest prim nivel de analiză, discriminanți suplimentari pot fi accesați odată ce modelul este implementat într-un solver Boltzmann: potențialul de lentilare CMB, semnalul ISW târziu și relațiile de consistență care leagă $H(z)$, $D_A(z)$ și istoria creșterii. Aceste observabile oferă o cale sistematică pentru a distinge scenariul de torsiune geometrică constrânsă de parametrizările generice de energie întunecată interactivă care împărtășesc același transfer de fond Q .

O inferență completă a parametrilor față de datele actuale (Planck 2018 + BAO + RSD + lentilare slabă) necesită implementare într-un solver Boltzmann (CLASS/CAMB) și eșantionare MCMC. Această lucrare oferă structura minimă la nivel de acțiune, ecuațiile de fond și de creștere liniară și o scanare exploratorie care delimitează regiunea viabilă (ξ, M) pe care viitoarele analize de verosimilitate ar trebui să o țintească.

Bibliografie

- [1] F. W. Hehl, P. von der Heyde, G. D. Kerlick și J. M. Nester, “Relativitatea generală cu spin și torsiune: fundamente și perspective,” *Reviews of Modern Physics* **48**, 393 (1976).
- [2] I. L. Shapiro, “Aspecte fizice ale torsiunii spațiu-timpului,” *Physics Reports* **357**, 113 (2002).
- [3] S. Weinberg, *Cosmologie*, Oxford University Press (2008).
- [4] V. Mukhanov, *Bazele fizice ale cosmologiei*, Cambridge University Press (2005).
- [5] Colaborarea Planck, “Rezultatele Planck 2018. VI. Parametrii cosmologici,” *Astronomy & Astrophysics* **641**, A6 (2020).
- [6] L. Amendola, “Quintesență cuplată,” *Physical Review D* **62**, 043511 (2000).
- [7] W. Hu și S. Dodelson, “Anizotropiile radiației cosmice de fond în microunde,” *Annual Review of Astronomy & Astrophysics* **40**, 171 (2002).
- [8] L. Lombriser, “Consistența clusterizării la timp târziu cu constrângerile CMB,” *Physics Letters B* **803**, 135303 (2020).
- [9] Colaborarea DES, “Rezultatele Dark Energy Survey Year 3: constrângeri cosmologice din clusterizarea galaxiilor și lentilarea gravitațională slabă,” *Physical Review D* **105**, 023520 (2022).
- [10] Colaborarea KiDS, “Cosmologia KiDS-1000: constrângeri din forfecarea cosmică,” *Astronomy & Astrophysics* **645**, A104 (2021).
- [11] E. Di Valentino et al., “În domeniul tensiunilor Hubble și S_8 ,” *Astroparticle Physics* **131**, 102605 (2021).
- [12] Colaborarea Euclid, “Pregătirea Euclid: prognozarea constrângerilor cosmologice,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **497**, 4051 (2020).
- [13] V. Faraoni, *Cosmologia în gravitația scalar–tensorială*, Springer (2004).
- [14] T. Clifton, P. G. Ferreira, A. Padilla și C. Skordis, “Gravitație modificată și cosmologie,” *Physics Reports* **513**, 1 (2012).
- [15] A. Joyce, B. Jain, J. Khoury și M. Trodden, “Dincolo de modelul cosmologic standard,” *Physics Reports* **568**, 1 (2015).
- [16] S. Tsujikawa, “Modele de gravitație modificată ale energiei întunecate,” în *Prelegeri de cosmologie*, Springer (2010).
- [17] C. G. Boehmer, J. Burnett, D. F. Mota și D. J. Shaw, “Gravitația Einstein–Cartan, torsiunea și Universul aflat în accelerație,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **07**, 034 (2010).
- [18] N. J. Popławski, “Cosmologie cu torsiune: o alternativă la inflația cosmică,” *Physics Letters B* **694**, 181 (2010).

- [19] T. Koivisto, “Conservarea covariantă a energiei-impuls în teorii gravitaționale modificate,” *Classical and Quantum Gravity* **23**, 4289 (2006).
- [20] H. Desmond și P. G. Ferreira, “Gravitație modificată cu ecranare: un test astrofizic,” *Physical Review D* **102**, 044015 (2020).
- [21] S. Li, Y. Zhang, B. Wang și S. Cai, “Reconstrucția cosmologiei cu torsiune din energia întunecată interactivă în teoria Einstein–Cartan,” *Universe* **9** (2023) 100, arXiv:2302.07437 [astro-ph.CO].
- [22] G. Aricò *et al.* (Colaborarea DES), “DES Year 3 cosmic shear până la scări mici: constrângeri asupra cosmologiei și tensiunii S_8 ,” *Astron. Astrophys.* **679** (2023) A85, arXiv:2304.05202 [astro-ph.CO].
- [23] M. Hikage *et al.* (Colaborarea Hyper Suprime-Cam), “Rezultatele Hyper Suprime-Cam Year 3: cosmologie din clusterizarea galaxiilor și lentilarea gravitațională slabă,” (2023), arXiv:2304.00704 [astro-ph.CO].
- [24] C. Preston *et al.*, “O soluție neliniară la tensiunea S_8 II: analiza forfecării cosmice DES Year 3,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **525** (2023) 5554, arXiv:2305.09827 [astro-ph.CO].
- [25] M. A. van der Westhuizen și J. Fergusson, “Energia întunecată interactivă: clarificarea viabilității cosmologice a modelelor cuplate ale sectorului întunecat,” (2023), arXiv:2302.11949 [astro-ph.CO].
- [26] M.-X. Lin, M. Ishak, J. Dossett și J. Zhai, “Modificarea la timp târziu a creșterii structurii și tensiunea S_8 ,” *Phys. Rev. D* **109** (2024) 063523, arXiv:2401.04141 [astro-ph.CO].
- [27] A. G. Adame *et al.* (Colaborarea DESI), “DESI 2024 VI: constrângeri cosmologice din măsurătorile BAO din primul an,” (2024), arXiv:2404.03002 [astro-ph.CO].
- [28] C. M. Lemnaru, “Dovezi pentru geometria ternară internă în energiile de legătură nucleare,” (2025), Zenodo. doi:10.5281/zenodo.17847017.
 Platformă de verificare numerică (LABORATOR – VERIFICARE PRECIZIE):
<https://www.j3atomic.com>. Validarea globală pe setul de date nucleare AME2020 raportează o eroare RMS totală de 0.002625 eV/ n , prezentată drept suport empiric pentru axioma ternară $J^3 = -I$ (geometrie internă ternară a vidului).