

## بررسی سرعت امواج گرانشی در مدل های کیهان شناسی شامه ای

عزیز عبدی<sup>1</sup>، احسان امیری<sup>2</sup>، فاطمه احمدی<sup>3</sup> و صدیقه میر ابوطالبی<sup>4</sup>

**چکیده:** در این مقاله شکست تقارن در سناریوی جهان شامه ای معرفی شده و به منظور برقراری ارتباط بین سرعت امواج گرانشی در توده و بر روی شامه مورد استفاده قرار می گیرد. بدین منظور ابتدا یک مدل جهان شامه ای متداول در نظر گرفته می شود. سپس معادلات اینشتین را روی شامه استخراج می شوند. رابطه بین سرعت امواج گرانشی در توده و سرعت امواج الکترومغناطیسی در شامه بدست می آید. با بررسی این رابطه، ملاحظه می گردد که سرعت امواج گرانشی بیشتر از سرعت امواج الکترومغناطیسی است، در نتیجه ناظر شامه می تواند اثرات شکست تقارن لورنتس را مشاهده نماید.

**واژه های کلیدی:** مدل های کیهان شناسی شامه ای، سرعت امواج گرانشی، شکست تقارن لورنتس .

### 1. مقدمه

نظریه ی جهان های شامه ای<sup>۵</sup> یکی از مشهورترین نظریه های با ابعاد اضافه می باشد. آغاز این مدل پدیدار شناختی به کارهای ویتن و هوراوا<sup>۶</sup> بین سال های 1998 تا 2003، بر می گردد [1,2]. در چارچوب یک مدل یازده بعدی، آن ها ذرات مدل استاندارد را در شامه محبوس فرض کردند و به این ترتیب گرانش می توانست در کل فضای 11-بعدی انتشار یابد.

سپس مدل های جهان شامه ای با ابعاد اضافه ی فشرده مطرح شدند که از ترکیب ایده ی فشرده

سازی مدل های کالوزا- کلاینی<sup>۷</sup> با ایده های نظریه ی شامه ای بوجود آمدند. این مدل در سال 1998 توسط ارکانی- حامد، دیمپولوس و دوالی<sup>۸</sup> [3,4] برای حل مساله سلسله مراتبی جرم هیگز ارائه گردید. این مدل همچنین راه کارهای نوینی برای آزمون وجود ابعاد اضافه پیشنهاد می کند. در سال 1999 راندال و سندرام<sup>۹</sup> روشی برای جایگیری گرانش بر روی شامه پیشنهاد کردند. [5] در مدل آن ها بعد اضافه مانند مدل ارکانی- حامد به صورت فشرده معرفی نشده و با وجود یک ثابت کیهان شناسی منفی در فضای توده، در انرژی های پایین، گرانش در اطراف شامه<sup>۱۰</sup> جایگزیده می شود. آن ها این مدل را نیز برای توجیه مسئله ی سلسله مراتب در فیزیک ذرات بکار بردند [6].

در سال 2000 مدل دیگری توسط گ. ر. دوالی، گ. گاباداز. و م. پوراتی<sup>۱۱</sup> مطرح گردید که این مدل با

<sup>1</sup> دانشجوی کارشناسی ارشد فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه

تربیت دبیر شهید رجایی، لویزان، تهران

<sup>2</sup> دانشجوی کارشناسی ارشد فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه آزاد

واحد تهران- مرکز، شهرک غرب، تهران

<sup>3</sup> استادیار و عضو هیئت علمی گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه

شهید رجایی، لویزان، تهران fahmadi@srttu.edu

<sup>4</sup> استادیار، گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه دانشگاه آزاد واحد تهران- شمال، دربند، تهران

smirabotalebi@gmail.com

<sup>5</sup> Brane world universes theory

<sup>6</sup> Witten and Horawa

7) Kaluza-klien

8) Dvali and dimopoulos

9) Randall and sundrum

10) brane

11) G.R.Dvali, G.Gabadaze and M.Porrati

که  $\Phi$  میدان اسکالر هست. اختلال در  $\bar{v}_4$  با توجه به مقدار کوچک مثبت  $y$  در امتداد بردار واحد نرمال  $N^A$  به این صورت داده می شود

$$Z^A(x^\alpha, y) = Y^A + y\Phi N^A \quad (3)$$

که  $N^A$  را عمود بر شامه انتخاب می کنیم، بنابراین بطور مطمئن پیمانه مستقل، و فقط میدان  $\Phi$  وابسته به مختصات محلی  $x^\alpha$  داریم [8]. شرایط انتگرال گیری برای هندسه مختل شده معادلات گاوس - کدازی هستند. برای بدست آوردن متریک اختلال،  $g_{\mu\nu}$ ، از همان تعاریف سطوح هندسی استفاده می کنیم. معادلات غوطه شده در هندسه اختلال یافته در دستگاه گاوسی با هندسه غوطه ور شده و بردار نرمال واحد تعریف می شوند

$$Z^A_{,\mu} N^B g_{AB} = 0, \quad N^A N^B g_{AB} = \epsilon \quad (4)$$

$$Z^A_{,\mu} Z^B_{,\nu} g_{AB} = \bar{g}_{\mu\nu}$$

با استفاده از معادلات (3) و (4)، می توانیم متریک مختل شده در دستگاه گاوسی تعریف شده با غوطه وری را به صورت زیر بیان کنیم

$$g_{\mu\nu} = \bar{g}_{\mu\nu} + 2y\Phi(x^\alpha) \bar{K}_{\mu\nu} + y^2 \Phi^2(x^\alpha) \bar{g}^{\alpha\beta} \bar{K}_{\mu\nu} \bar{K}_{\nu\beta} \quad (5)$$

که  $\bar{K}_{\mu\nu}$  انحنای خارجی شامه مرکزی و متریک فضا- زمان با قرار دادن  $y=0$  بدست می آید ( $g_{\mu\nu} = \bar{g}_{\mu\nu}$ ). با استفاده (2)، (4) و (5) متریک توده به این شکل نوشته می شود

$$ds^2 = g_{\mu\nu}(x^\alpha, y) dx^\mu dx^\nu + \epsilon \Phi^2(x^\alpha) dy^2 \quad (6)$$

که از علامت  $(+---\epsilon)$  در هر جایی استفاده می شود. معادلات میدان اینشتین مشتقات مرتبه اول و دوم متریک را با توجه به مختصات اضافی در بر

دو مدل قبلی بدلیل اینکه حجم ابعاد اضافه می تواند بی نهایت باشد متفاوت است [7]. این مدل می توانست شتاب و تا حد خوبی مسئله تاخیر زمانی کیهان شناسی و همچنین مسئله ماده ی تاریک و تابش زمینه را حل نماید.

در این مقاله فرض می کنیم که معادلات میدان اینشتین در توده<sup>1</sup> برقرار است سپس معادلات میدان اینشتین روی شامه را با غوطه ور شدن شامه در توده با استفاده از معادلات گاوس کدازی<sup>2</sup> بدست می آوریم. سپس با بررسی جواب های این معادلات و با استفاده از شرایط مرزی اسرائیل<sup>3</sup> نشان می دهیم که سرعت امواج گرانشی در توده بیشتر از سرعت امواج الکترومغناطیسی در شامه است، در نتیجه ناظر شامه می تواند اثرات شکست تقارن لورنتس را مشاهده نماید.

## 2. ساختار هندسی

حال فرض می کنیم که خمینه زمینه ای  $\bar{v}_4$  در یک خمینه شبه ریمانی  $v_5$  (با عملگر تصویرگر  $Y: \bar{v}_4 \rightarrow v_5$ ) غوطه ور شده باشد.

$$Y^A_{,\mu} N^B g_{AB} = 0, \quad N^A N^B g_{AB} = \epsilon \quad (1)$$

$$Y^A_{,\mu} Y^B_{,\nu} g_{AB} = \bar{g}_{\mu\nu}$$

که  $g_{AB}$  و  $\bar{g}_{\mu\nu}$  به ترتیب متریک توده و شامه در فضای  $v_5$  و  $\bar{v}_5$  در مختصات اختیاری،  $Y^A$  و  $X^\mu$  پایه های توده و شامه و  $N^A$  بردار واحد نرمال عمود بر شامه هستند. هنگامیکه  $N^A$  بردار میدان در امتداد بعد اضافی است، می توانیم بنویسیم

$$N^A = \frac{\delta^A_5}{\Phi}, \quad N^A = (0,0,0,0,\epsilon \Phi) \quad (2)$$

1) bulk  
2) Gausse-codazzi  
3) israel

حال فرض می کنیم که تانسور انرژی ممنتوم پنج بعدی بدین شکل باشد

$${}^{(5)}T_{AB} = \Lambda_{(5)} g_{AB} \quad (12)$$

که  $\Lambda_{(5)}$  ثابت کیهانشناسی در توده است. در سناریوی جهان شامه ای فضا- زمان با علامت ابر سطح<sup>۱</sup> (یا شامه سه بعدی) غوطه ور در توده آنتی - دو سیته<sup>۲</sup> مشخص می شود و فرض می شود که  $\Lambda_{(5)} < 0$  است. بطور قراردادی، مختصات  $y$  نظیر ابر سطح  $y = 0$ :  $\sum$  منطبق بر شامه انتخاب می شود. بنابراین، متریک در طول  $\sum$  امتداد می یابد، اما انحنای خارجی  $k_{\mu\theta}$  ادامه ندارد. بیشتر مدل های جهان شامه ای تقارن  $Z_2$  را در شامه فرض می کنند،

یعنی

$$ds^2 = g_{\mu\nu}(x^\rho, +y) dx^\mu dx^\nu + \epsilon \Phi^2(x^\rho, +y) dy^2 \quad \text{for } y \geq 0$$

$$ds^2 = g_{\mu\nu}(x^\rho, -y) dx^\mu dx^\nu + \epsilon \Phi^2(x^\rho, -y) dy^2 \quad \text{for } y \leq 0 \quad (13)$$

سپس:

$$k_{\mu\nu}|_{\sum^+} = -k_{\mu\nu}|_{\sum^-} \quad (14)$$

بنابراین معادلات میدان در نتیجه تقارن  $Z_2$  در جهان شامه ای به این شکل نوشته می شوند.

(15)

$${}^{(5)}\bar{G}_{AB} = k_5^2 (\Lambda_{(5)} \bar{g}_{AB} + {}^{(5)}\bar{T}_{AB}^{(brane)})$$

که  $\bar{g}_{AB}$  همان است که در (13) و در  ${}^{(5)}\bar{T}_{AB}^{(brane)} n^A = 0$  گرفته شده است، با

، تانسور ممنتوم انرژی هست

$${}^{(5)}\bar{T}_{AB}^{(brane)} = \delta_A^\mu \delta_B^\nu \tau_{\mu\nu} \frac{\delta(y)}{\Phi} \quad (16)$$

دارند. اینها می توانند با عبارت هایی از تانسورهای هندسی چهار بعدی بیان شوند. مشتق مرتبه اول جزئی می تواند در عبارت هایی از انحنای خارجی نوشته شود

$$K_{\mu\nu} = \frac{1}{2} L_N g_{\mu\nu} = \frac{1}{2\Phi} \frac{\partial g_{\mu\sigma}}{\partial y}, \quad (7)$$

$$K_{A5} = 0$$

مشتقات دوم می توانند تصویر تانسور وایل پنج بعدی در توده  ${}^{(5)}C_{\mu 5\nu 5}$  را بیان کنند

$${}^{(5)}C_{ABCD} = {}^{(5)}R_{ABCD} - \frac{2}{3} ({}^{(5)}R_{A[C} g_{D]B} - {}^{(5)}R_{B[C} g_{D]A}) + \frac{1}{6} ({}^{(5)}R g_{A[C} g_{D]B}) \quad (8)$$

در غیاب عبارت های  $(g_{\mu 5} = 0)$  دیمانسیونها به معادلات پنج بعدی کاهش می یابند [9,10]. بنابراین، معادلات میدان اینشتین می توانند به سه بخش تقسیم شوند [11].

$${}^{(4)}G_{\mu\nu} = \frac{2}{3} k_5^2 [{}^{(5)}T_{\mu\nu} + ({}^{(5)}T_5^5 - \frac{1}{4} ({}^{(5)}T) g_{\mu\nu}] - \epsilon (k_{\mu\alpha} k_\nu^\alpha - k k_{\mu\nu}) + \frac{\epsilon}{2} g_{\mu\nu} (k_{\alpha\beta} k^{\alpha\beta} - k^2) - \epsilon E_{\mu\nu} \quad (9)$$

$$\Phi_{;\mu}^\mu = -\epsilon \frac{\partial k}{\partial y} - \Phi (\epsilon k_{\alpha\beta} k^{\alpha\beta} + {}^{(5)}R_5^5) \quad (10)$$

$$D_\mu (k_\nu^\mu - \delta_\nu^\mu k) = k_5^2 \frac{{}^{(5)}T_{5\nu}}{\Phi} \quad (11)$$

در عبارات فوق،  $E_{\mu\nu}$  قسمت الکتريکی تانسور وایل است و مشتقات کوریانت با توجه به  $g_{\mu\nu}$  محاسبه می شوند  $Dg_{\mu\nu} = 0$ .

### 3. معادلات میدان روی شامه

در ادامه ی کار معادلات میدان اینشتین در شامه مورد نیاز هست. بنابراین در این بخش با استخراج از این معادلات، می توان درباره ی دینامیک شامه اطلاعات دقیقی کسب کرد. پیشنهاد می شود که برای بررسی جزئیات به مرجع [11] مراجعه نمایید.

تابع دلتا محدودیت ماده در شامه را نشان می دهد، از این رو

$$\tau_{\mu\nu}(x^\rho, 0) = \lim_{\xi \rightarrow 0} \int_{-\frac{\xi}{2}}^{\frac{\xi}{2}} {}^{(5)}\bar{T}_{\mu\nu}^{(brane)} \Phi dy \quad (17)$$

به منظور بدست آوردن معادلات در شامه، نیاز هست عبارتی برای انحنای خارجی  $\Sigma$  بدست آوریم. برای این منظور، از (15) استفاده می کنیم. هنگامی که متریک در طول شامه امتداد می یابد، رابطه زیر را بدست می آوریم:

$$K_{\mu\nu|\Sigma^+} - K_{\mu\nu|\Sigma^-} = -\frac{\epsilon}{2} k_5^2 \left( \tau_{\mu\nu} - \frac{1}{3} g_{\mu\nu} \tau \right) \quad (22)$$

حالا، از تقارن  $Z_2$ :

$$K_{\mu\nu|\Sigma^+} = K_{\mu\nu|\Sigma^-} = -\frac{\epsilon}{2} k_5^2 \left( \tau_{\mu\nu} - \frac{1}{3} g_{\mu\nu} \tau \right) \quad (23)$$

در نتیجه:

$$\tau_{\mu\nu} = -\frac{2\epsilon}{k_5^2} (K_{\mu\nu} - g_{\mu\nu} K) \quad (24)$$

سپس از (11) و (12) داریم:

$$\tau_{\nu;\mu}^\mu = 0 \quad (25)$$

بنابراین  $\tau_{\mu\nu}$  همه ی ماده ی مثبت خلا، تانسور انرژی تکانه را در شامه حفظ میکند. معمولاً به دو قسمت تفکیک می شود

$$\tau_{\mu\nu} = \sigma g_{\mu\nu} + T_{\mu\nu} \quad (26)$$

که  $\sigma$  فشار شامه در پنج بعدی است و بعنوان انرژی خلا تفسیر می شود و  $T_{\mu\nu}$  تانسور انرژی تکانه ماده معمولی در چهار بعدی است. از (23) و (24) و (26) سر انجام بدست می آوریم

$$K_{\mu\nu|\Sigma^+} = -\frac{\epsilon k_5^2}{2} \left( T_{\mu\nu} - \frac{1}{3} g_{\mu\nu} (T + \sigma) \right) \quad (27)$$

$${}^{(5)}\bar{R}_{\mu\nu} = k_5^2 \left[ -\frac{2}{3} \Lambda_{(5)} + \frac{\delta(y)}{\Phi} \left( \tau_{\mu\nu} - \frac{1}{3} g_{\mu\nu} \tau \right) \right] \quad (18)$$

به عبارت دیگر، برای متریک (6) داریم

$${}^{(5)}\bar{R}_{\mu\nu} = -\epsilon \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{k_{\mu\nu}}{\Phi} \right) + V_{\mu\nu} \quad (19)$$

که

$$V_{\mu\nu} = {}^{(4)}R_{\mu\nu} + \epsilon (2k_{\mu\nu} - k_{\mu\nu} k_\lambda^\lambda) - \frac{{}^{(5)}\nabla_\nu \Phi_{;\mu}}{\Phi} \quad (20)$$

با  ${}^{(5)}\nabla_\nu \Phi_{;\mu} = \Phi_{\mu;\nu} \Gamma_{\mu\nu}^A \Phi_{;A}$ ، حالا این رابطه را در (18) جایگذاری می کنیم و انتگرال در امتداد شامه محاسبه می شود

$$\lim_{\xi \rightarrow 0} \int_{-\frac{\xi}{2}}^{\frac{\xi}{2}} \left[ -\epsilon \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{k_{\mu\nu}}{\Phi} \right) + V_{\mu\nu} \right] dy = k_5^2 \lim_{\xi \rightarrow 0} \int_{-\frac{\xi}{2}}^{\frac{\xi}{2}} \left[ -\frac{2\Lambda_{(5)}}{3} + \frac{\delta(y)}{\Phi} \left( \tau_{\mu\nu} - \frac{1}{3} g_{\mu\nu} \tau \right) \right] dy \quad (21)$$

اگر چه مشتقات  $\left( \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)$  و  $\left( \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial y} \right)$  در امتداد  $\Sigma: y=0$  فرض معمول فیزیکی آنها محدود می ماند. پس،

با جایگذاری (27) و (12) در (9)، معادلات اینشتین با تانسور انرژی ممنتوم موثر در چهار بعدی را مشخص می کنیم [12].

$$\bar{g}_{\mu\nu} = \text{diag}(c_b^2, -a(t)^2 \gamma_{ij}) \quad (34)$$

حالا با استفاده از (27) داریم

$$\bar{K}_{00} = -\frac{\epsilon k_5^2 \bar{g}_{00}}{2} \left[ \rho - \frac{1}{3}((1-3\gamma)\rho + \sigma) \right]$$

$$\bar{K}_{ii} = -\frac{\epsilon k_5^2 \bar{g}_{ii}}{2} \left[ -\gamma\rho - \frac{1}{3}((1-3\gamma)\rho + \sigma) \right]$$

با قرار دادن روابط (35) در (5) بدست می آوریم

$$g_{00} = \bar{g}_{00} [1 + y\Phi A]^2 \quad (36)$$

$$g_{ii} = \bar{g}_{ii} [1 + y\Phi B]^2$$

که

$$A = -\frac{\epsilon k_5^2}{2} \left[ \rho - \frac{1}{3}((1-3\gamma)\rho + \sigma) \right]$$

$$B = -\frac{\epsilon k_5^2}{2} \left[ -\gamma\rho - \frac{1}{3}((1-3\gamma)\rho + \sigma) \right]$$

با استفاده از (34) و (5) و (36) بدست می آوریم

$$g_{\mu\nu} = \text{diag}([1 + y\Phi A]^2 c_b^2 - [1 + y\Phi B]^2 a(t)^2 \gamma_{ij})$$

با فاکتورگیری از  $[1 + y\Phi B]^2$  و تغییر متغیر

$$D = \left[ \frac{1 + y\Phi A}{1 + y\Phi B} \right]^2 \quad \text{و} \quad \Omega^2 = [1 + y\Phi B]^2$$

توده در اطراف شامه مرکزی بدست می آید

$$g_{\mu\nu} = \Omega^2 \text{diag}(D c_b^2, -a(t)^2 \gamma_{ij}) \quad (37)$$

از معادله ی (34) می بینیم که ثابت  $c_b$  سرعت نور روی شامه اصلی را بیان می کند، در صورتیکه از معادله ی (37)، سرعت انتشار امواج گرانشی در این مدل  $D c^2$  است. با توجه به مدل های جهان شامه ای متداول از آنجاییکه  $0 < \epsilon$  است، ما  $A$  را بزرگتر از  $B$

$${}^{(4)}G_{\mu\nu} = \Lambda_{(4)} g_{\mu\nu} + 8\pi G T_{\mu\nu} - \epsilon k_5^4 \Pi_{\mu\nu} - \epsilon E_{\mu\nu} \quad (28)$$

که

$$(29)$$

$$\Lambda_{(4)} = \frac{1}{2} k_5^2 (\Lambda_{(5)} - \epsilon \frac{k_5^2 \sigma^2}{6}) \quad (30)$$

$$8\pi G = -\epsilon \frac{k_5^4 \sigma}{6}$$

$$(31)$$

$$\Pi_{\mu\theta} = \frac{1}{4} T_{\mu\alpha} T_{\nu}^{\alpha} - \frac{1}{12} T T_{\mu\nu} - \frac{1}{8} g_{\mu\nu} T_{\alpha\beta} T^{\alpha\beta} + \frac{1}{24} g_{\mu\nu} T^2$$

#### 4. سرعت امواج گرانشی

یک سیال کامل در شامه را در نظر می گیریم

$$T_{\mu\nu} = (\rho + p) u_{\mu} u_{\nu} - p g_{\mu\nu} \quad (32)$$

که  $u$  و  $\rho$  و  $p$  به ترتیب سرعت واحد، چگالی انرژی و فشار سیال کامل هستند. همچنین یک معادله حالت خطی را برای سیال فرض می کنیم

$$p = \gamma \rho, \quad 0 \leq \gamma \leq 1 \quad (33)$$

شرایط انرژی ضعیف محدودیت  $\rho \geq 0$  را ایجاد می کند [13]. در اینجا ما مدل های کیهان شناسی همگن غیر شتابدار را در شامه بررسی می کنیم و فرض می کنیم که سرعت سیال عمود بر ابر سطوح همگن می باشد. در مدل های کیهان شناسی استاندارد، همچنین می توانیم بررسی کنیم که

- [1] Horava P. and Witten E. Nucl . Phys. B 475,1996, pp. 94.
- [2] Horava P. and Witten E. Nucl. Phys. B 460, 1996, pp. 506.
- [3] Arkani-Hamed N. Dimopoulos S. and Dvali G. R, phys. Lett. B 429,1998,pp.263.
- [4] Arkani-Hamed N. Dimopoulos S . and Dvali G. R., phys. Rev. D 591999,pp.086004.
- [5] Randall L. and Sundrum R., Phys. Rev . Lett. 83, 1999, pp.4690.
- [6] Randall L. and Sundrum R., Phys. Rev . Lett. 83, 1999, pp.3370.
- [7] Dvali G. R., Gabadadze G. and Porrati M., Phys. Lett. B 485, 2000, pp.208.
- [8] Jalalzadeh S. Sepangi H. R, Class. Quantum Grav. 22, 2005,pp. 2035.
- [9] Ponce de Leon J. Class. Quantum Grav. 20,2003, pp. 5321.
- [10] Ponce de Leon J. Int. J.Mod. Phys. D 11, 2002, pp. 1355.
- [11] Ahmadi F., Jalalzadeh S., Sepangi H. R., Class. Quantum Grav. 23,2006, pp. 4069.
- [12] Ponce de Leon J.,N ,2002 [gr-qc/0207001].
- [13] Hawking S. W., Ellis G. F. R, *The Large Scale Structure of Space-Time*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1973.

بدست می آوریم که در نتیجه D بزرگتر از یک می شود.

بنابراین، امواج گرانشی سریعتر از نور حرکت می کنند. این مطلب منتهی به شکست تقارن لورنتس از نقطه نظر ناظر شامه (در آشکارسازی اثرات گرانشی توده) می شود.

### 5. نتیجه گیری

در این مقاله یک سناریوی جهان شامه ای را مطالعه و با استفاده از ساختار و فرمولبندی SMS معادلات اینشتین را روی شامه استخراج کرده ایم. سپس نشان داده ایم که در این مدل سرعت انتشار امواج گرانشی در توده از سرعت این امواج در شامه بزرگتر است. بنابراین می توان نتیجه گرفت که تقارن لورنتس 4-بعدی در محدوده ی آشکارسازی های امواج گرانشی شکسته می شود. از آنجاییکه ذرات فیزیکی به شامه مقید هستند، این اثرات را احساس نخواهند کرد، اما بدلیل اینکه امواج گرانشی می تواند در توده هم منتشر شوند، آنها لزوماً این اثرات تغییرات سرعت نور در راستای بعد اضافی را احساس خواهند کرد.

### مراجع