

## جهان متقارن نسبت به ماده و پادماده، و شارگامای زمینه

محمد خرمی

گروه فیزیک دانشگاه تهران

مرکز تحقیقات فیزیک نظری و ریاضیات

مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه، گاو زنگ زنجان

دریافت نسخه نهایی: ۳۰ مرداد ۱۳۷۴

تاریخ دریافت: ۲۵ اردیبهشت ۱۳۷۴

### چکیده

در این مقاله، جهان متقارن نسبت به ماده و پادماده، به شکلی که در آن بلوکهای ماده و پادماده جدا از هم باشند، بررسی می‌شود. نشان داده می‌شود که شارگامای حاصل از برخورد ماده - پادماده در مرز بلوکها فقط در صورتی با مقدار مشاهده شده سازگار است، که اندازه این بلوکها خیلی بیشتر از اندازه افق باشد.

### مقدمه

این مسئله که آیا جهان فقط از ماده ساخته شده است یا نسبت به ماده و پادماده متقارن است، سابقه‌ای طولانی دارد. مشاهدات روزمره نشان می‌دهد که بخشی از عالم که در اطراف ماست، تقریباً به طور کامل مادی است. از طرف دیگر، اگر عدم تقارنی بین ماده و پادماده وجود داشته باشد، این عدم تقارن باید از جایی ناشی شود. این دو موضوع منشأ دو رشته تلاش مختلف شده است، یکی در این جهت که جهان را متقارن فرض کنیم و ضمن بررسی نتایج تجربی این تقارن سعی کنیم این مشاهده را که بخشی از عالم که در اطراف ماست مادی است توجیه کنیم [۱-۵].

دسته دیگر در این جهت که شرایط لازم برای ایجاد عدم تقارن بین ماده و پادماده را بررسی کنیم. یکی از کارهای مهم در این دسته، کار ساخارف [۶] است که شرایط زیر را برای ایجاد عدم تقارن لازم می‌داند. (۱) نقض پایستگی عدد باریونی، (۲) نقض پایستگی C و CP، و (۳) قرارگرفتن در شرایط عدم تعادل گرمایی.

یکی از مسائلی که در جهان متقارن وجود دارد، برهم کنش باریونها و پادباریونها با هم است، که منجر به نابودی آنها و ایجاد پرتوگاما می‌شود. اگر پاد باریونها به طور یکنواخت در جهان پخش شده باشند، قاعدتاً باید به سرعت نابود شوند. یک راه حل برای این موضوع آن است که فرض کنیم ماده و پادماده در بلوکهایی به اندازه  $l$  از هم جدا شده‌اند. پیش از این

چنین مدلهایی را بررسی کرده‌اند. از جمله معلوم شده است که در این صورت، بر اثر نابودی ماده و پادماده در مرز این بلوکها نوعی کشش سطحی ایجاد می‌شود [۷]. هدف این مقاله محاسبه شارگامای حاصل از نابودی ماده - پادماده در مرز بلوکهاست. خواهیم دید که این شار خیلی بیشتر از مقدار مشاهده شده است. در واقع خواهیم دید که شار حاصل از این نابودی فقط در صورتی با مقدار مشاهده شده سازگار است که اندازه بلوکهای ماده و پادماده بسیار بیشتر از اندازه افق باشد. این محاسبه نسبتاً ساده می‌تواند شاهدی بر این مدعی باشد که در جهان ما ماده واقعاً بر پادماده برتری دارد.

### شارگامای حاصل از نابودی زوج ماده - پادماده

فرض کنید ماده و پادماده، هریک به‌طور جداگانه، در مکعبهایی به ضلع  $l$  قرار داشته باشند. در این صورت، در لایه‌ای از ناحیه مرزی دو مکعب مجاور، ماده و پادماده با هم ترکیب می‌شوند و از بین می‌روند. اگر خود را فقط به گامای پر انرژی (در حدود GeV یا بیشتر) محدود کنیم می‌توانیم فقط برهم‌کنش پروتونها و پادپروتونها را در نظر بگیریم (انرژی فوتونهای حاصل از برهم‌کنش الکترون و پادالکترون در حد MeV است). در این صورت، تعداد رویدادها بر واحد زمان بر واحد حجم برابر است با

یا

$$\frac{l}{L_h} = c \frac{\rho v \sigma_{p\bar{p}}}{J \sigma_{pp}} \quad (9)$$

که در آن چگالی انرژی و  $J$  شار انرژی است. سرعت ذرات از روی دمای آنها به دست می آید:

$$v = \sqrt{\frac{2kT}{M}} \Rightarrow \frac{l}{L_h} = \gamma c \frac{\rho \sqrt{2kT/M} \sigma_{p\bar{p}}}{J \sigma_{pp}} \quad (10)$$

در این رابطه  $M$  جرم پروتون و  $T$  دمای پروتونها و پادپروتونهاست. کمیت‌های رابطه بالا را می توان بر حسب چگالی بحرانی  $\rho_c$  و دمای تابش زمینه کیهانی  $T_B$  نوشت. می دانیم:

$$\rho_c \sim 10^{-29} \frac{g}{cm^3} \sim 10 \frac{GeV}{m^3} \quad (11)$$

و

$$T_B \sim 2K \Rightarrow \sqrt{\frac{2KT_B}{M}} \sim 200 m/s \sim 10^{-6} \quad (12)$$

از اینجا نتیجه می شود که

$$\frac{l}{L_h} = c' \alpha_B \sqrt{\frac{T}{T_B} \frac{\sigma_{p\bar{p}}}{\sigma_{pp}} \frac{10^4 GeV/(m^3 s)}{J}} \quad (13)$$

در این رابطه  $c'$  عددی از مرتبه بزرگی یک است و

$$\alpha_B = \frac{\rho}{\rho_c} \quad (14)$$

اکنون توجه کنید که

$$\alpha_B \geq 0.01 \quad \frac{T}{T_B} \geq 1 \quad \frac{\sigma_{p\bar{p}}}{\sigma_{pp}} \gg 1 \quad (15)$$

از اینجا نتیجه می شود که

$$\frac{l}{L_h} \gg \frac{10^4 GeV/(m^3 s)}{J} \quad (16)$$

در اینجا یک نکته دیگر را هم باید بررسی کرد و آن این است که چه کسری از فوتونهای تولیدشده به آشکارسازهای ما می رسد. اگر طول پویش آزاد میانگین فوتون بیش از طول افق باشد، همه فوتونها به آشکارساز (خارج جو) می رسند. در غیر این صورت، فقط فوتونهایی که در فاصله طول پویش آزاد میانگین از آشکارساز قرار دارند به آن می رسند. می دانیم که

$$r = \sigma_{p\bar{p}} n_p j_{\bar{p}} = \sigma_{p\bar{p}} n_p n_{\bar{p}} v \quad (1)$$

که در آن چگالی ذرات،  $\sigma$  مقطع موثر، و  $v$  سرعت نسبی ذره است. تعداد کل رویدادها بر واحد زمان برابر است با همین عدد در حجم مؤثر (حجمی که برخورد در آن انجام می شود):

$$R = r V_{eff} \quad (2)$$

حجم مؤثر کسری از حجم افق است:

$$V_{eff} = V_h f\left(\frac{\lambda}{l}\right) \quad (3)$$

که در آن  $\lambda$  طول پویش آزاد میانگین ذرات، و  $f$  تابعی است که نسبت حجم یک لایه خارجی به ضخامت  $\lambda$  از مکعبی به ضلع  $l$ ، به حجم کل مکعب را به دست می دهد. دیده می شود که

$$f\left(\frac{\lambda}{l}\right) = c \frac{\lambda}{l} \quad (4)$$

که در آن  $c$  عددی بین ۶ (در حد  $a \rightarrow 0$ ) و ۲ (در حد  $\lambda = \frac{l}{2}$ ) است. نتیجه می شود که

$$R = c \sigma_{p\bar{p}} n_p n_{\bar{p}} \frac{\lambda v}{l} V_h \quad (5)$$

شاری که ما دریافت می کنیم برابر است با همین عدد بخش بر سطح افق:

$$\begin{aligned} j &= c \sigma_{p\bar{p}} n_p n_{\bar{p}} \frac{\lambda v}{l} \frac{V_h}{A_h} \\ &= c \sigma_{p\bar{p}} n_p n_{\bar{p}} \frac{\lambda v L_h}{l} \end{aligned} \quad (6)$$

که در آن  $L_h$  اندازه افق است. از طرف دیگر طول پویش آزاد میانگین پروتون در میان پروتونها (یا پادپروتون در میان پادپروتونها) برابر است با

$$\lambda = \frac{1}{n_p \sigma_{pp}} = \frac{1}{n_{\bar{p}} \sigma_{p\bar{p}}} \quad (7)$$

از اینجا نتیجه می شود که

$$\frac{l}{L_h} = c \frac{n_p v \sigma_{p\bar{p}}}{j \sigma_{pp}} \quad (8)$$

کوچک است، وارد کردن آن عملاً رابطه مرتبه بزرگی (۱۶) را تغییر نمی دهد. پس رابطه (۱۶) هنوز هم درست است. ضمناً روشن است که با این محدودیت روی  $z$ ، فقط فوتونهای پس از بازترکیب را آشکار می کنیم، یعنی فوتونهایی که هنگام تولیدشان عالم برای آنها شفاف بوده است. از سوی دیگر، رابطه تجربی برای مقدار گامای دریافت شده (گامای زمینه) به صورت زیر است [۸].

$$\frac{E^2 F(E)}{(eV)^2 (m^2 s)} \approx 10^{17} \left( \frac{E}{GeV} \right)^{1/2} \quad (23)$$

در این رابطه  $f(E)$  تعداد فوتونهای دریافت شده بر واحد سطح، بر واحد زمان، بر واحد انرژی است. از اینجا نتیجه می شود که

$$J = \int_{E_0}^{\infty} E f(E) dE \quad (24)$$

$$= \frac{10^{17} GeV}{m^2 s} \left( \frac{E_0}{GeV} \right)^{-1/2}$$

$E_0$  حد پایین انرژی فوتونهایی است که به حساب می آوریم، که در حدود کسری از GeV است. مقایسه این رابطه با رابطه (۱۶) نشان می دهد که

$$\frac{l}{L_h} \gg 100 \quad (25)$$

یعنی اندازه بلوکها خیلی بیشتر از اندازه افق است. پس جهان در دسترس ما باید کاملاً مادی باشد.

### سپاسگزاری

از آقایان استاد رضا منصوری، دکتر مسعود مهدب، و دکتر احمد شریعتی به خاطر بحثها و راهنماییهای مفیدشان متشکرم.

$$\lambda_\gamma = \frac{1}{n\sigma} \quad (17)$$

که در آن  $\lambda_\gamma$  طول پویش آزاد میانگین فوتون،  $n$  تعداد اهداف پراکننده فوتون، و  $\sigma$  مقطع مؤثر برخورد است. مهمترین ذره پراکننده فوتون الکترون است. برای الکترون:

$$\sigma < \sigma_{Th} \sim 10^{-28} m^2 \quad (18)$$

و

$$n = n_p < \frac{10^{-29} g cm^{-3}}{1g/N_A} \sim 10^{-6} cm^{-3} = m^{-3} \quad (19)$$

که در آن  $N_A$  عدد آووگادرو است. از اینجا نتیجه می شود که

$$\lambda_\gamma > 10^{28} m = 10^{12} Ly \quad (20)$$

این عدد دو مرتبه بزرگی بیش از طول افق است. پس همه فوتونها به آشکارساز می رسند.

سرانجام، در رابطه (۱۶) باید اثر انتقال به سرخ را هم در نظر بگیریم. به جای این کار می توانیم خود را به فوتونهایی محدود کنیم که حداقل در حدود ۵ GeV انرژی داشته باشند؛ این متناظر با محدودیت  $1+z < 2$  است ( $z$  انتقال به سرخ گرانشی است). در دوره غلبه ماده داریم:

$$1+z = \left( \frac{t_0}{t} \right)^{2/3} \quad (21)$$

پس با این کار خود را به زمانهای زیر محدود می کنیم

$$t > 0.35 t_0 \quad (22)$$

این کار تقریباً معادل آن است که فقط فوتونهایی را بررسی کنیم که در فاصله  $(1-0.35)L_h$  از ما تولید شده اند. چون مقدار  $z$

### مرجعها

1. H. Afiven, Rev. Mod. Phys. 37 (1965) 652.
2. E. R. Harrison, Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 1011.
3. R. Omnes, Phys. Rev. Lett 23 (1969) 38.
4. R. Omnes, Phys. Rev. 3 (1972) 1.
5. F. W. Stecker, Astrophys. J. 212 (1977) 60.
6. A. D. Sakharov, ZhETF Pisma 5 (1967) 32 [JETP Lett. 5 (1967) 24].
7. R. Omnes "Physical Cosmology" Les Houches (1979) 465.
8. M. Mohazzab, R. Brandenberger, Int. J. Mod. Phys. D2 (1993) 183.