تابش زمینه‌ی کیهانی

امیر حاجیان [1]

این نوشته، مروری است کوتاه بر فیزیک تابش زمینه‌ی‌کیهانی و روش‌های مطالعه‌ی آن. همچنین مشاهده‌های تابش زمینه به اجمال بحث شده اند و جدیدترین نتایج و بهترین مقادیری که از این راه برای پارامترهای کیهان‌شناختی به دست آمده اند در پیوست آمده است.

1 مدل کیهان‌شناختی

مدل کیهان‌شناختی‌ای که ما با آن کار خواهیم کرد، یک جهان در حال انبساط است که انبساط آن باضریب مقیاس $a(t)$، و آهنگ انبساط آن با تابع هابل، $H(t)$، داده می‌شود. ممکن است بعضی وقت‌ها به جای ضریب مقیاس یا زمان، از انتقال به سرخ، $z(t)$، استفاده کنیم که با رابطه‌ی زیر داده می‌شود

$$z(t) + 1 = \frac{1}{a(t)}. \tag{1}$$

ضریب مقیاس در حال حاضر را معمولا برابر با یک فرض می‌کنیم که معادل انتقال به سرخ صفر است؛ $a_0 = 1, z_0 = 0$. برای تابع هابل در زمان حال نیز مقداری برابر با $H_0 = 100 \times h \text{ km s}^{-1}\,\text{Mpc}^{-1}$ در نظر می‌گیریم. همان‌گونه که در پیوست این نوشته آمده است بر اساس مشاهده‌های کیهان‌شناختی داریم $h = 0.71 + 0.04 - 0.03$.

مقدار و درصد مولفه‌های تشکیل‌دهنده‌ی جهان را با چگالی نسبی آن‌ها می‌سنجیم. چگالی نسبی جهان، Ω، به صورت نسبت چگالی کل جهان به چگالی بحرانی $\rho_c = 1.88\, h^2 \times 10^{-26}\,\text{kg}\,\text{m}^{-3}$ داده می‌شود و از روی آن می‌توان هندسه‌ی جهان را تعیین کرد. اگر $\Omega = 1$ باشد جهان تخت است. $\Omega < 1$ جهانی هذلولوی (با انحنای منفی) و $\Omega > 1$ جهانی کروی (با انحنای مثبت) را باعث می‌شوند. انبساط جهان (یا به عبارت دیگر $a(t)$)، به وسیله‌ی چگالی مولفه‌های مختلف موجود در جهان کنترل می‌شود. هر کدام از این چگالی‌ها به صورت $\rho_i \propto a^{-3(1+w_i)}$ تحول می‌یابد که در آن w_i، ضریب

[1] دانشکده‌ی فیزیک، پرینستون، نیوجرسی.

معادله‌ی حالت ِ هر مولفه است و با $w_i = P_i/\rho_i$ داده می‌شود، که P_i فشار هر مولفه است. مثلا برای فوتون‌های تابش ِ زمینه‌ی کیهانی، $w_\gamma = 1/3$ است که نتیجه می‌دهد $\rho_\gamma \propto a^{-4}$. با ترکیب این رابطه با $\rho_\gamma \propto k\,T^4$، که در آن K ثابت بولتزمن است، رابطه‌ی دمای تابش زمینه با ضریب مقیاس را به دست می‌آوریم

$$T \propto a^{-1}. \tag{2}$$

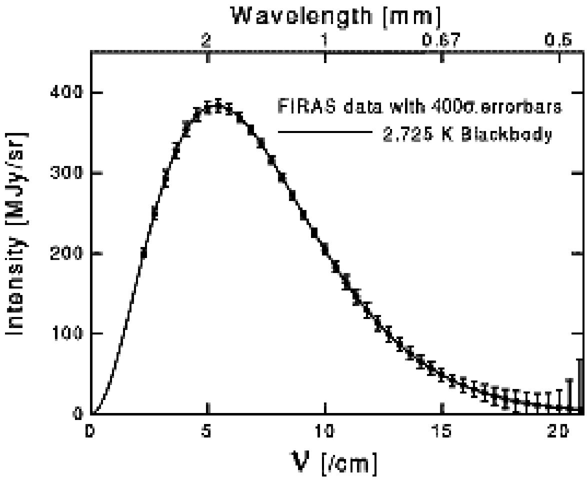
چگالی فیزیکی ِ مولفه‌های مختلف ِ جهان با $\Omega\,h^2$ داده می‌شود. مولفه‌های جالبی که با آن‌ها سر و کار خواهیم داشت، عبارتند از باریون‌ها، $\Omega_b\,h^2$، مجموع همه‌ی ماده‌های غیر نسبیتی، $\Omega_m\,h^2$، و همچنین انرژی تاریک، $\Omega_\Lambda\,h^2$؛ در مورد انرژیِ تاریک Ω_Λ را با Λ هم نشان می‌دهند. این انرژی تاریک همان ثابت کیهان‌شناختی با معادله‌ی حالت ِ $w_\Lambda = -1$ است. چگالی کل جهان مجموع ِ این چگالی‌هاست $\Omega_{\rm tot} = \sum_i \Omega_i$ و اختلاف آن با 1، مقدار ِ انحنای جهان را مشخص می‌کند.

2 تابش جسم سیاه

در مدل مه‌بانگ که امروزه مدل مورد قبول ماست، جهان آغازی بسیار داغ دارد و در اثر انبساط سرد می‌شود. دما و چگالی بسیار زیاد ِ جهان ِ اولیه، شرایط بسیار خوبی را برای هسته‌زایی فراهم کرده که در نهایت منجر به ساخته شدن ِ عناصر ِ سبک شده است. فوتون‌های بسیار پر انرژی‌ای که در این واکنش‌های هسته‌ای آزاد شده‌اند، همان چیزی هستند که ما امروزه آن‌ها را به صورت ِ تابش ِ زمینه‌ی کیهانی مشاهده می‌کنیم. این فوتون‌ها که از جهان ِ داغ ِ نخستین باقی مانده‌اند، در اثر ِ انتقال به سرخ (به خاطر ِ انبساط جهان) از پرتوهای گاما به تابش ِ ریزموجی با دمای $T = 2.728 \pm 0.004\,\mathrm{K}$ تبدیل شده‌اند. تعداد ِ فوتون‌های این تابش که همه‌ی جهان را پر کرده است بسیار زیاد است. چگالی ِ عددی این فوتون‌ها از مرتبه‌ی $n_\gamma \propto 4 \times 10^8\ \mathrm{m}^{-3}$ است که حدود ِ 10^{10} برابر ِ چگالی ِ عددی باریون‌هاست!

تابش ِ زمینه‌ی کیهانی، کامل ترین نمونه‌ی یک تابش ِ جسم سیاه است که تاکنون در طبیعت دیده شده (شکل ِ ۱ را ببینید). انحراف ِ تابش ِ زمینه‌ی کیهانی از طیف ِ تابش ِ جسم سیاه از مرتبه‌ی 10^{-5} است. چنین مطابقتی بسیار مهم است و چیزهای زیادی درباره‌ی فیزیک ِ جهان ِ نخستین به ما می‌آموزد.

دلیل ِ جسم ِ سیاه بودن ِ تابش ِ زمینه در واقع همان دلیل ِ جسم سیاه بودن ِ یک جسم ِسیاه است: هم‌دمایی. یک جعبه‌ی سیاه با سوراخی بر یکی از وجه‌های آن مثال کلاسیک ِ یک جسم سیاه است. تابشی که وارد این جعبه سیاه می‌شود، به دفعات از سطوح داخلی جعبه بازتابیده و پراکنده می‌شود تا



شکل ۱: تابش زمینه‌ی کیهانی، کامل ترین نمونه‌ی تابش جسم سیاه است. نتایج تجربی آن قدر خوب با پیش بینی نظری جور در آمدند که کمتر سابقه داشته است. خطای نشان داده شده در شکل بالا 400 بار بزرگ شده تا به چشم بیاید! شکل از منزلگاه کُبی—فایرس.

جذب شود. این برخوردهای متعدد باعث ِ هم‌دمایی ِ داخل ِ جعبه می‌شود و از آن یک جسم ِ سیاه می‌سازد. در جهان ِ نخستین نیز، برهم‌کنش‌ها و برخوردهای بسیار زیادی که رخ می‌دهد منجر به هم‌دما شدن ِ تابش ِ زمینه می‌شود. این برهمکنش‌ها عبارتند از: پراکندگی کامپتون ِ فوتون‌ها از الکترون‌ها، تابش ِ ترمزی، و پراکندگی ِ دوگانه‌ی کامپتون. از میان ِ این بر هم کنش‌ها، پراکندگی ِ کامپتون فقط انرژی فوتون‌های پراکنده‌شده را تغییر می‌دهد. این پراکندگی تا زمانی اتفاق می‌افتد که انرژی فوتون‌ها خیلی از جرم ِ سکون ِ الکترون کمتر نباشد. اگر انرژی فوتون‌ها خیلی کم باشد، پراکندگی ِ تامسون اتفاق می‌افتد و سطح ِ مقطع ِ پراکندگی مستقل از انرژی می‌شود. تابش ِ ترمزی و پراکندگی ِ دوگانه‌ی کامپتون هر دو تعداد ِ فوتون‌ها را تغییر می‌دهند. در زمان‌های نخستین که این برهمکنش‌ها مهم هستند، فوتون‌ها به سرعت هم‌دما می‌شوند و در نتیجه، اثر ِ همه‌ی واکنش‌هایی که می‌توانند تعادل ِ دمایی را به هم زده، تابش ِ جسم سیاه را مختل کنند، به سرعت پاک می‌شود. ولی این برهمکنش‌ها فقط تا $z \sim 10^7$ مهم هستند و از آن به بعد، هر واکنشی که بتواند طیف ِ تابش ِ جسم ِ سیاه را تغییر دهد، روی تابش ِ زمینه‌ی کیهانی اثر می‌گذارد و در صورتی که به اندازه‌ی کافی قوی باشد باید بشود از روی انحراف ِ تابش ِ زمینه از تابش ِ جسم ِ سیاه ردّ ِ آن را گرفت. به این ترتیب فقط با استفاده از خاصیت ِ جسم ِ سیاه بودن ِ تابش ِ زمینه‌ی کیهانی و با توجه به این که انحراف ِ آن از تابش ِ جسم ِ سیاه بسیار

بسیار کم است، می‌توان روی بسیاری از سازوکارهای اختر فیزیکی که پس از $z \sim 10^7$ ممکن است اتفاق افتاده باشند و منجر به داغ شدنِ الکترون‌ها (و بر هم زدنِ هم‌دماییِ تابشِ زمینه) شده باشند، حدِّ بالاییِ دقیقی گذاشت.

دیدیم که برهمکنشِ فوتون‌های تابشِ زمینه با بقیه‌ی محتویاتِ جهان، باعثِ هم‌دما شدنِ این تابش تا انتقال به سرخِ $z \sim 10^7$ می‌شود. این خاصیت پس از آن نیز در اثرِ انبساطِ جهان از بین نمی‌رود. برای اثباتِ این موضوع، تابعِ توزیعِ فوتون‌هایِ تابشِ جسمِ سیاه را در نظر می‌گیریم

$$f(E) = \frac{1}{e^{E/kT} - 1}. \tag{3}$$

این تابع، چگالیِ فضای فازِ فوتون‌هایی است که انرژی E دارند. از آن جایی که در دورانِ پس از $z \sim 10^7$ هستیم و سازوکارهای خلق و فنای فوتون‌ها در این زمان دیگر موثر نیستند، تعدادِ فوتون‌ها ثابت است. از طرفِ دیگر، حجمِ فضای فاز ثابت است. در نتیجه چگالیِ فوتون‌ها در فضای فاز، $f(E)$، پس از این زمان ثابت می‌ماند. ولی طولِ موجِ آن‌ها در اثرِ انبساطِ جهان با ضریبِ $a(t)$ افزایش می‌یابد. از آن جا که انرژی هر فوتون با عکسِ طولِ موجِ آن متناسب است، $E = h\nu = hc/\lambda$، انرژی فوتون‌ها در اثرِ انبساط با ضریبِ $a(t)$ کاهش می‌یابد. بنابر این نسبتِ انرژی فوتون‌ها در دو زمانِ $t_2 > t_1$، با عکسِ نسبتِ ضرایبِ مقیاس‌شان برابر است؛ یعنی

$$E(t_2) = \frac{a(t_1)}{a(t_2)} E(t_1). \tag{4}$$

پس این فرض که فوتون‌ها در زمانِ t_1 از یک تابعِ توزیعِ جسمِ سیاه پیروی می‌کرده‌اند، با در نظر گرفتنِ بقای تعدادِ فوتون‌ها در طولِ زمان بلافاصله به نتیجه‌ی زیر منجر می‌شود

$$\begin{aligned} f(E, t_2) &= f\left(\frac{a(t_1)}{a(t_2)} E, t_1\right) \\ &= \frac{1}{\exp\left(\frac{E\, a(t_2)}{a(t_1)\, k\, T_1}\right) - 1} \end{aligned} \tag{5}$$

یعنی در زمانِ t_2 هم تابعِ توزیع هنوز یک تابع توزیع جسم سیاه با دمای $\frac{T_1\, a(t_1)}{a(t_2)}$ است. این موضوع را می‌توان با مطالعه‌ی حالت‌های برانگیخته‌ی مولکول‌ها در انتقال به سرخ (z)های مختلف آزمود. تاکنون همه‌ی مشاهده‌ها و اندازه‌گیری‌های دمای تابشِ زمینه‌ی کیهانی در zهای زیاد با پیش بینی فوق یعنی بستگی دما به $1 + z$ سازگار بوده‌اند. جالب این جاست که اثرِ دوپلر و آثارِ گرانشی که دلایلِ مهمِ به وجود آمدنِ افت‌وخیزهای دماییِ تابشِ زمینه‌ی کیهانی هستند نیز به فرض‌های استدلال بالا احترام می‌گذارند. به همین دلیل افت‌وخیزهای تابشِ زمینه نیز از تابش جسم سیاه پیروی می‌کنند.

3 جدایی تابش از ماده و سطح آخرین پراکندگی

هیدروژن فراوان‌ترین عنصرِ موجود در جهان است و به خاطرِ همین، یونیده شدنش اثرِ مهمی روی تابشِ زمینه‌ی کیهانی می‌گذارد. پس از زمانِ هسته‌زایی، جهان آن قدر داغ است که فوتون‌های پر انرژی تابشِ زمینه باعثِ یونیده شدنِ هیدروژن‌ها می‌شوند به صورتی که واکنشِ زیر به طورِ تعادلی برقرار است

$$p^+ + e^- \rightleftharpoons H + \gamma.$$

ولی جهان در اثرِ انبساط سرد می‌شود تا جایی که انرژی آن به کمتر از مقدارِ لازم برای برانگیخته کردنِ هیدروژن‌ها افت کند. در این صورت واکنشِ بالا از تعادل خارج شده، از چپ به راست می‌رود. یعنی الکترون‌ها با پروتون‌ها ترکیب شده، هیدروژنِ خنثی تولید می‌کنند و مقدارِ زیادی فوتون آزاد می‌شود. کاملا طبیعی است که انتظار داشته باشیم که چنین چیزی در انرژی حالتِ پایه‌ی اتمِ هیدروژن یعنی وقتی که دمای تابشِ زمینه $E_B = 13.6\,\mathrm{eV}$ است اتفاق بیفتد. ولی در عمل این اتفاق در دمای حدودِ $0.3\,\mathrm{eV}$ می‌افتد. دلیلِ این امر با توجه به معادله‌ی ساها فهمیده می‌شود (در واحد $k=1$):

$$\begin{aligned} \frac{x_e^2}{1-x_e} &= \frac{n_e\, n_p}{n_H\, n_b} = \frac{1}{n_b}\left(\frac{m_e\, T}{2\,\pi}\right)^{3/2} e^{-E_B/T} \\ &\approx 3\times 10^{15}\left(\frac{\Omega_b\, h^2}{0.02}\right)^{-1}\left(\frac{E_B}{T}\right)^{3/2} e^{-E_B/T}\,, \end{aligned} \tag{6}$$

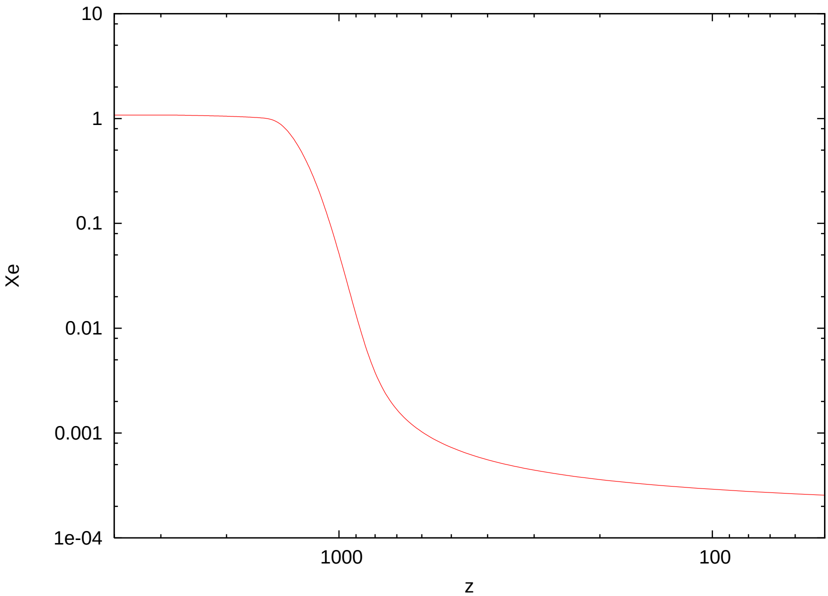
که در آن $x_e = x_p$ نسبتِ یونیدگیِ هیدروژن است و با

$$x_e = \frac{n_e}{n_p + n_H} = \frac{n_e}{n_b} \tag{7}$$

داده می‌شود. در عبارتِ فوق، n_e، n_p، n_H و n_b به ترتیب چگالیِ عددی الکترون‌ها، پروتون‌ها، اتم‌های هیدروژن، و باریون‌ها در حالتِ تعادل هستند. اگر جدایی تابش از ماده را تعریف کنیم که زمانی که 90% الکترون‌ها با پروتون‌ها ترکیب شده باشند، آن گاه دمایی که از معادله‌ی ساها برای این زمان به دست می‌آید، خواهد بود

$$T \sim \frac{1}{3}\ \mathrm{eV}. \tag{8}$$

این دما معادلِ $z_{\rm rec} \sim 10^3$ یا $a_{\rm rec} \sim 10^{-3}$ است. دلیلِ این که حتی تا چنین دمای کمی هم جهان یونیده می‌ماند، این است که تعدادِ فوتون‌های تابشِ زمینه نسبت به تعدادِ باریون‌ها بسیار بیشتر است. به خاطرِ همین حتی در دماهای پایین هم آن قدر فوتونِ پر انرژی در دُمِ تابعِ توزیع پیدا می‌شوند که می‌توانند هیدروژن‌ها را یونیده کنند.



شکل ۲: نمودار بازترکیب جهان. محور افقی انتقال به سرخ، و محور عمودی درصد یونیدگی را نشان می‌دهد. می‌بینیم که بازترکیب در حدود $z \sim 1100$ روی داده و نسبتاً هم سریع بوده است.

روشی که در این جا با استفاده از معادله‌ی ساها برای یافتنِ زمانِ جدایی به کار بردیم تقریبِ خوبی را به دست می‌دهد. ولی در عمل آن چه که اتفاق می‌افتد کمی کندتر از آن است که معادله‌ی ساها پیش‌بینی می‌کند. آن چه که در جهانِ واقعی پیش می‌آید شبیهِ آن است که در شکلِ ۲ می‌بینید. محاسبات دقیقی از این دست را می‌توان با استفاده از RECFAST [2] انجام داد. به هر حال، همان طور که در شکل هم پیداست، زمانِ جدایی ِ تابش از ماده آن قدر سریع هست که بتوان زمان (و در نتیجه سطحِ) خاصی را به آن نسبت داد. به این سطح که در واقع جایی است که فوتون‌ها برای آخرین بار ماده را دیده‌اند و برای آخرین بار از ماده پراکنده شده‌اند، سطحِ آخرین پراکندگی [3] می‌گوییم. این سطح، دورترین جایی است که می‌توانیم ببینیم. تابشِ زمینه‌ی کیهانی از این سطح به ما می‌رسد و پُشتِ آن را نمی‌توانیم ببینیم. زیرا جهانِ پشتِ آن سطح کدر است. اتفاقی که در این جا برای فوتون‌ها می‌افتد دقیقا شبیهِ اتفاقی است که برای فوتون‌های خورشید پیش می‌آید. همان طور که نورِ خورشید پس از پراکندگی‌های فراوانِ داخلِ خورشید وقتی به سطحِ آن می‌رسد مستقیما به سمتِ ما می‌آید و به خاطرِ همین تنها چیزی که از خورشید می‌بینیم فقط سطحِ آن است، به همین ترتیب

[2]این نرم‌افزار را می‌توان از http://www.astro.ubc.ca/people/scott/recfast.html به رایگان گرفت.
[3]Last Scattering Surface (LSS)

هم تنها چیزی که از جهان ِ داغ ِ نخستین می‌توانیم ببینیم سطح ِ آخرین پراکندگی است. باز هم به همان‌گونه که با مطالعه‌ی سطح ِ خورشید می‌توانیم از آن چه در مرکز ِ آن می‌گذرد سر در بیاوریم، با مطالعه‌ی تابش ِ زمینه‌ی کیهانی هم می‌توانیم اطلاعات ِ فراوانی درباره‌ی جهان به دست آوریم. از آن جا که جهان هم‌سان‌گرد است، فاصله‌ی سطح ِ آخرین پراکندگی تا ناظر در همه‌ی جهت‌ها به یک اندازه است. بنابراین سطح ِ آخرین پراکندگی یک کره است که ناظر در مرکز ِ آن است.

4 ناهم‌سان‌گردی‌های تابش زمینه

ناهم‌سان‌گردی‌های تابش زمینه‌ی کیهانی از سه راه ساده‌ی فیزیکی ایجاد می‌شوند.

• **اثر دوپلر.** این اثر وقتی به وجود می‌آید که ناظر و آن نقطه‌ای روی سطح آخرین پراکندگی که فوتون از آن جا تابیده شده، نسبت به هم ساکن نباشند. در این صورت فوتونی که به ناظر می‌رسد دست‌خوش انتقال به سرخ یا آبی می‌شود. این اثر به صورت خیلی طبیعی وارد می‌شود چون هر جایی که اختلالی در چگالی یکنواخت ایجاد کنیم، علی الاصول سرعت‌های اختلالی ای را به وجود آورده‌ایم. اثر دوپلر با سرعت نسبی ناظر و منبع متناسب است و بستگی افت‌وخیزهای دمایی تابش زمینه به آن به صورت زیر داده می‌شود

$$\frac{\Delta T}{T}(\hat{n}) = \hat{n} \cdot \mathbf{v}_{\mathrm{LSS}}. \tag{9}$$

در عبارت بالا، $\hat{n}$ بردار یکه‌ای است که جهت رسیدن فوتون را مشخص می‌کند و $\mathbf{v}$ سرعت نسبی منبع و ناظر است. توجه کنید که سرعت ناظر نسبت به سطح آخرین پراکندگی باعث یک دو قطبی می‌شود که بستگی آن به زاویه به صورت کسینوسی است به این صورت که باعث یک منطقه‌ی گرم (انتقال به آبی یافته) روبروی ما در جهت حرکت ما نسبت به سطح آخرین پراکندگی و یک منطقه‌ی سرد (انتقال به سرخ یافته) در پشت سر ما می‌شود (شکل ۳ را ببینید). این اثر از آن جا که موضعی است و به خاطر حرکت خود ما به وجود می‌آید و منشا کیهانی ندارد برای ما جالب نیست و به خاطر همین دو قطبی تابش زمینه‌ی کیهانی را دور می‌ریزیم. ولی چیزی که در عبارت بالا نشان داده شده، آن قسمتی از اثر دوپلر است که مربوط به سرعت‌های ویژه‌ی نقاط تابنده فوتون روی سطح آخرین پراکندگی است و به توزیع سرعت‌ها روی آن بستگی دارد.

• **افت‌وخیزهای ذاتی در دمای تابش نخستین.** این افت‌وخیزها تحت تاثیر افت‌وخیزهای چگالی تابش به وجود می‌آیند. مبنای فیزیکی کار هم همان است که در انبساط آدیاباتیک یک گاز ایده آل دیده ایم؛ جاهایی که چگالی زیاد شود دما بالا می‌رود و بر عکس.

• **اثر سَکس—وُلف.** افت‌وخیزهای پتانسیل روی سطح آخرین پراکندگی که به **اثر سَکس—وُلف** مشهور است. فوتون‌هایی که از سطح آخرین پراکندگی به ما می‌رسند، همه در یک سطح هم پتانسیل قرار نگرفته‌اند. افت‌وخیزهای میدان پتانسیل گرانشی در زمانی که فوتون‌ها از ماده جدا می‌شوند، باعث می‌شود که بعضی از فوتون‌ها از مناطقی با پتانسیل گرانشی بیشتری نسبت به جاهای دیگر پویشِ آزادشان را شروع کنند. در این صورت فوتون‌ها بسته به این که از ته یک چاه پتانسیل یا از روی قله ی پتانسیل به ما برسند، دست‌خوش انتقال به سرخ یا آبی خواهند شد، یعنی

$$\frac{\Delta T}{T}(\hat{n}) = \frac{1}{3}\phi(\hat{n})|_{\mathrm{LSS}}. \tag{10}$$

که همان افت‌وخیزهای دمایی تابش زمینه‌ی کیهانی است که متناسب با افت‌وخیزهای میدان پتانسیل گرانشی روی سطح آخرین پراکندگی است.

اثرهایی که در بالا بر شمردیم را می‌توانیم افت‌وخیزهای نخستین بنامیم. زیرا همه‌ی آن‌ها در زمان جدایی تابش از ماده مهم هستند. اثرهای دیگری وجود دارند که پس از جدا شدن تابش از ماده سر راه فوتون‌ها بر آن‌ها تاثیر می‌گذارند و به افت‌وخیزهایی از نوع دیگر در تابش زمینه کیهانی می‌انجامند. این اثرها عبارتند از:

• **اثر سَکس—وُلف پیوسته.** فرض کنید فوتونی سر راهش از یک چاه پتانسیل عبور کند. این فوتون هنگام وارد شدن به چاه پتانسیل انرژی می‌گیرد (یعنی انتقال به آبی پیدا می‌کند). هنگام خروج از چاه پتانسیل دقیقا همان مقدار انرژی که گرفته را باید صرف کند (یعنی به همان اندازه انتقال به سرخ پیدا می‌کند) و در پایان تغییر انرژی آن دقیقا صفر خواهد بود. ولی اگر عمق چاه پتانسیل بر حسب زمان تغییر کند، و مقیاسِ زمانیِ این تغییرات قابل مقایسه با مقدار زمانی که فوتون لازم دارد تا این چاه را بپیماید باشد، در این صورت انرژی ای که فوتون هنگام وارد شدن به چاه به دست می‌آورد با انرژی ای که صرف خارج شدن از چاه می‌شود برابر نیست و عبور از چنین چاه پتانسیلی انرژی فوتون را تغییر خواهد داد. چنین اثری را اثرِ سکس—ولفِ پیوسته می‌گویند. باید توجه کرد که تا وقتی ماده غالب باشد، آهنگِ انبساطِ جهان آهنگِ رمبشِ گرانشی را خنثی می‌کند و در نتیجه پتانسیل ثابت می‌ماند، که به همین خاطر این اثر دیده نمی‌شود. این اثر وقتی مهم می‌شود که انرژی تاریک غالب شود. در چنین حالتی پتانسیل گرانشی شروع به کم شدن می‌کند و در نتیجه اثر سکس—ولف پیوسته به وجود می‌آید. حالت دیگر این که هنگامی رمبشِ گرانشی در حین تشکیل ساختار وارد مرحله‌ی غیرخطی‌اش می‌شود، آهنگ رمبش از آهنگ انبساط جهان بیش‌تر می‌شود، که دوباره چیزی شبیهِ اثر بالا را می‌دهد. این اثر را اثرِ سکس—ولف پیوسته‌ی غیرخطی (یا اثرِ Reese-Sciama) می‌گویند، که از نوع خطی‌اش کوچک‌تر است. یک نمونه‌ی ساده از سکس—ولفِ پیوسته زمانی رخ می‌دهد که فوتون، در شرایطی که دربالا ذکر شد، از یک ساختار بزرگِ در حال رُمبیدن رد شود. چنین ساختاری یک چاه پتانسیل گرانشی ایجاد

می‌کند که به خاطر رمبش، عمق آن همواره در حال زیاد شدن است. پس انتقال به آبی فوتون هنگام عبور از آن کمتر از انتقال به سرخش است و نتیجه‌ی گذر از چنین چاهی، یک انتقال به سرخ خالص است و مقدار آن با رابطه‌ی زیر داده می‌شود.

$$\frac{\Delta T}{T}(\hat{n}) = 2\int_{\tau_{\rm LSS}}^{\tau_0} d\tau\,\Phi'(\tau,\mathbf{x}). \tag{11}$$

• **اثر سونیا اِف—زلدوویچ.** تقریبا همه‌ی نظریه‌های تشکیل ساختار در کیهان‌شناسی، وجود نواحی بزرگی شامل گازهای داغ را پیش‌بینی می‌کنند. هنگامی‌که فوتون‌های تابش زمینه‌ی کیهانی از این نواحی می‌گذرند از الکترون‌های بسیار پرانرژی‌ای که در آن‌ها هستند پراکنده می‌شوند. از آن جا که این الکترون‌ها بسیار پرانرژی هستند، پراکندگی‌ای که رخ می‌دهد پراکندگی کامپتون معکوس است که طی آن، فوتون‌ها از الکترون‌ها انرژی می‌گیرند. این فرآیند، فوتون‌های کم انرژی طیف تابش جسم سیاه را به دنباله‌ی پرانرژی طیف می‌رانند به گونه ای که طیف تابش جسم سیاه محترم نمانده، به هم می‌خورد. این اثر که فوتون‌های کم انرژی تابش زمینه‌ی کیهانی را تبدیل به فوتون‌های بسیار پر انرژی می‌کند، اثر سونیااِف—زلدوویچ نام دارد. اگر تابش زمینه‌ی کیهانی‌ای که دست‌خوش این اثر شده را در محدوده‌ی ریلی—جینز مشاهده کنیم، لکه‌ی سردی می‌بینیم که با رابطه‌ی زیر داده می‌شود.

$$\frac{\Delta T}{T} \sim -2\,k_B\,\frac{T_e}{m_e\,c^2}, \tag{12}$$

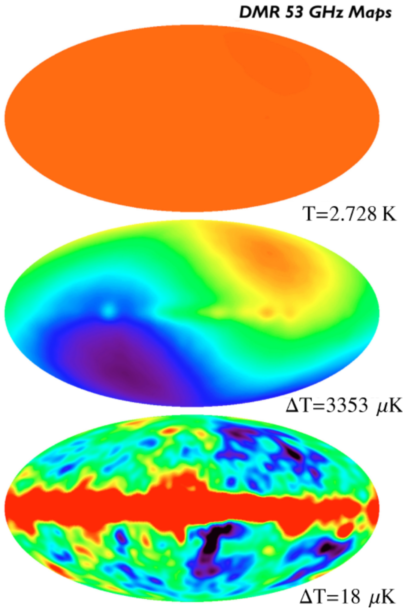
که در آن T_e دمای الکترون‌های ابر مورد نظر است.

این‌ها همه اثرهایی بودند که باعث به وجود آمدنِ ناهم‌سانگردی‌های تابش زمینه‌ی کیهانی می‌شوند. اثرهای دیگری نیز هستند که ناهم‌سانگردی‌ها را پاک می‌کنند. این اثرها عبارتند از

- **اثر ضخامت سطح آخرین پراکندگی**

- **میرایی سیلک**

- **یونش دوباره**



شکل ۳: نقشه‌هایی که COBE از تابش زمینه‌ی کیهانی تهیه کرده.
بالا: تابش بسیار همسانگرد جسم سیاه با دمای 2.728 K؛
وسط: دوقطبی مشاهده شده از مرتبه‌ی میلی کلوین؛
پایین: افت‌وخیزهای بسیار کوچک از مرتبه‌ی 10 میکرکلوین.
شکل از منزلگاه کُبی.
Courtesy of NASA (USA)

در فصل بعدی هنگامی‌که روش محاسبه‌ی ناهم‌سانگردی‌های تابش زمینه‌ی کیهانی را مطالعه می‌کنیم، به این سه اثر خواهیم پرداخت.

4.1 محاسبه‌ی اثر سَکس—وُلف به روش ساده

همان‌گونه که گفته شد، اثر سَکس—وُلف یعنی افت‌وخیزهای میدان پتانسیل گرانشی در زمانی که فوتون‌ها از ماده جدا می‌شوند، باعث می‌شود که بعضی از فوتون‌ها از مناطقی با پتانسیل گرانشی بیشتری نسبت به جاهای دیگر به ما برسند. می‌خواهیم این اثر را به روش ساده ای که در [۱] هست حساب کنیم. پایستگی انرژی به ما می‌گوید که اختلاف افت‌وخیزهای تابش زمینه در زمان جدا شدن از سطح آخرین پراکندگی $(\Delta T/T)_{\rm LSS}$ با افت‌وخیزهای کنونی تابش زمینه $(\Delta T/T)_O$، باید برابر با اختلاف افت‌وخیزهای پتانسیل گرانشی در این دو زمان باشد. یعنی

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_O - \left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{\rm LSS} = \Phi_O - \Phi_{\rm LSS} \qquad (13)$$

از آن جا که Φ_O پتانسیل گرانشی موضعی در محل مشاهده (یعنی مثلا جایی که ما هستیم) هست، از آن چشم‌پوشی می‌کنیم زیرا اثرش روی ناهم‌سانگردی‌های تابش زمینه فقط یک انتقال به سرخ یا آبی هم‌سانگرد است که می‌توان از آن چشم پوشید.

می‌دانیم که دما با عکس ضریب مقیاس رابطه دارد یعنی با انبساط جهان، دما کم می‌شود به صورتی که $Ta = const.$. بنابراین می‌توانیم افت‌وخیزهای دمایی معادله‌ی (13) را به این صورت بنویسیم

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{\rm LSS} = -\frac{\delta a}{a} \tag{14}$$

جدایی ِ تابش از ماده در دوره‌ی ماده—غالب اتفاق می‌افتد که در این زمان $a \propto t^{2/3}$ است. بنابراین

$$\frac{\delta a}{a} = \frac{2}{3}\frac{\delta t}{t}. \tag{15}$$

یعنی

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{\rm LSS} = -\frac{2}{3}\frac{\delta t}{t} \tag{16}$$

در رابطه‌ی بالا، $\frac{\delta t}{t}$ را می‌توانیم شبیه اثر کند شدن ساعت‌ها در اثر میدان گرانشی تعبیر کنیم. یعنی یک پتانسیل گرانشی داریم که در نقاط مختلف آن، افت‌وخیزهایی دارد که با مقدار Φ در هر نقطه داده می‌شود. جاهایی که این گرانش بیشتر است، ساعت‌ها به‌اندازه‌ی

$$\frac{\delta t}{t} \sim \Phi \tag{17}$$

کندتر کار می‌کنند. از جاگذاری این رابطه در رابطه‌ی (16) به دست می‌آوریم

$$\begin{aligned} \frac{\Delta T}{T}(\hat{n}) &= \left(\frac{\Delta T}{T}\right)_O \\ &= \Phi_{\rm LSS} + \left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{\rm LSS} \\ &= \Phi_{\rm LSS} - \frac{2}{3}\Phi_{\rm LSS} \\ &= \frac{1}{3}\Phi_{\rm LSS}(\tau_{\rm LSS}, \hat{n}) \end{aligned} \tag{18}$$

این اثر ِ سَکس—وُلف ِ ساده بود. اگر سَکس—وُلف ِ پیوسته را هم در نظر بگیریم، جمله‌ای به عبارت بالا افزوده می‌شود که شامل یک انتگرال روی مسیر فوتون از افت‌وخیزهای پتانسیل سر راه فوتون است،

$$\frac{\Delta T}{T}(\hat{n}) = \frac{1}{3}\Phi_{\rm LSS}(\tau_{\rm LSS}, \hat{n}) + 2\int_{\tau_{\rm LSS}}^{\tau_0} d\tau\, \Phi'(\tau, \mathbf{x}) \tag{19}$$

5 ناهم‌سان‌گردی‌های تابش زمینه‌ی کیهانی چگونه محاسبه می‌شوند؟

در این بخش می‌خواهیم روش محاسبه‌ی ناهم‌سان‌گردی‌های تابش زمینه‌ی کیهانی را بیان کنیم. سعی خواهیم کرد تاکیدمان بر روی روش باشد و هر کجا که جزییات محاسبه را حذف کنیم به مقاله‌های مناسب ارجاع می‌دهیم.

زمانی که تابش از ماده جدا می‌شود ($z \simeq 1100$)، مولفه‌های مهمی که در جهان داریم و باید برایشان معادله تحول بنویسیم و اختلالشان را مطالعه کنیم عبارتند از

- باریون‌ها شامل پروتون‌ها، هسته‌های هلیوم و الکترون‌ها (از آن جا که معادلاتی که برای باریون‌ها و الکترون‌ها می‌نویسیم شبیه هم هستند و باریون‌ها و الکترون‌ها همیشه شبیه هم در معادلات مان ظاهر می‌شوند، به تسامح الکترون‌ها را هم باریون می‌نامیم.)
- نوترینوها
- فوتون‌ها
- ماده‌ی تاریک[4]

برهمکنش‌های این مولفه‌ها بسیار ساده هستند. نوترینوها و ماده‌ی تاریک فقط برهمکنش گرانشی دارند و در انرژی‌هایی که ما کار می‌کنیم، سطح مقطع پراکندگی برهمکنش‌های ضعیف آن قدر کم است که می‌توانیم از آن چشم بپوشیم. فوتون‌ها و باریون‌ها نیز برهمکنش الکترومغناطیسی دارند. مولفه‌ی مهم این برهمکنش، پراکندگی کامپتون فوتون‌ها از الکترون‌هاست که بازهم به خاطر این که در انرژی‌های کم کار می‌کنیم، این پراکندگی با سطح مقطع پراکندگی تامسون خیلی خوب توصیف می‌شود. پراکندگی‌های دیگر مانند پراکندگی فوتون‌ها از پروتون‌ها و یا از هیدروژن خنثی سطح مقطع بسیار کمی‌دارند و مهم نیستند.

معادلات تحول‌مان دو دسته هستند: معادلات پس‌زمینه که جهان بدون اختلال را توصیف می‌کنند و معادلات تحول اختلال‌ها. به این معنی که جهان را یک خمینه‌ی $3+1$ بعدی هم‌گن و هم‌سان‌گرد (در ابعاد فضایی آن) در نظر می‌گیریم که اختلال‌های بسیار کوچکی از مرتبه‌ی 10^{-5} روی آن وجود دارند. کوچک بودن این اختلال‌ها به ما این امکان را می‌دهد که معادلات مان را به صورت معادلات اختلال خطی حول یک جهان هم‌گن و هم‌سان‌گرد بنویسیم و از درستی‌شان مطمئن باشیم. این جهان هم‌گن و هم‌سان‌گرد (پس‌زمینه) با متریک فریدمن—لومتر—رابرتسون—واکر FLRW توصیف می‌شود و تحول

[4] انرژی تاریک را ثابت کیهان‌شناختی در نظر می‌گیریم و بنابراین برایش نه رمبش گرانشی فرض می‌کنیم نه اختلال. هر چند که به هر حال در جهان وجود دارد و دینامیک جهان را تعیین می‌کند.

زمانی ضریب مقیاس آن، $a(t)$، با معادله‌های فریدمن داده می‌شود. تحول چگالی عددی الکترون‌های آزاد، n_e، (همان که هنگام توضیح بازترکیب الکترون‌ها و هسته‌ها و جدایی ماده از تابش درباره‌اش بحث کردیم) با معادلات فیزیک اتمی داده می‌شود. این معادلات و روش حل‌شان را می‌توانید در مقاله‌های [۲] و [۳] ببینید.

معادلات تحول اختلال‌های خطی تا مرتبه‌ی اول را می‌توانیم برای سه دسته از مولفه‌های جهان بنویسیم

۱) فوتون‌ها و نوترینوها با تابع توزیع‌شان در فضای فاز توصیف می‌شوند. این تابع توزیع که تابع توزیع تابش جسم سیاه با یک اختلال کوچک در نظرش می‌گیریم، به زمان، سه مولفه‌ی مکانی و سه مولفه‌ی تکانه بستگی دارد و با $f(x^i, p_j, \tau)$ داده می‌شود. اگر تغییر متغیر زیر را بدهیم،

$$
\begin{aligned}
p_j \longrightarrow q_j &\equiv ap_j \\
q_j &\equiv qn_j
\end{aligned} \tag{20}
$$

می‌توانیم تابع توزیع را به صورت یک تابع توزیع جسم سیاه به اضافه‌ی اختلال کوچکی روی q و n_jها بنویسیم

$$
f(x^i, p_j, \tau) = f_0(q)\left[1 + \Theta(x^i, q, n_j, \tau)\right] \tag{21}
$$

از طرف دیگر می‌توانیم اختلال بالا را به صورت اختلالی در دمای تابش جسم سیاه در نظر بگیریم، یعنی

$$
f(x^i, p_j, \tau) = f_0\left(\frac{q}{1 + \Delta_T}\right) \tag{22}
$$

که در آن $\Delta_T = \frac{\Delta T}{T}$، افت‌وخیز دمایی است. از مقایسه‌ی معادله‌های (21) و (22) می‌توانیم این اختلال دمایی را محاسبه کنیم

$$
\begin{aligned}
\frac{f_0(\frac{q}{1+\Delta_T}) - f_0(q)}{f_0(q)} &= \Theta \\
\frac{f_0(q(1-\Delta_T)) - f_0(q)}{f_0(q)} &= \Theta \\
-\Delta_T \frac{q}{f_0(q)}\left(\frac{df_0(q)}{dq}\right) &= \Theta
\end{aligned} \tag{23}
$$

$$
\Longrightarrow \Delta_T = \left(\frac{d\ln f_0(q)}{dq}\right)^{-1} \quad \times \quad \Theta(x^i, q, n_j, \tau)
$$

بنابراین می‌بینیم که ناهم‌سان‌گردی‌های تابش زمینه‌ی کیهانی با $\Theta(x^i, q, n_j, \tau)$ داده می‌شوند. این تابع را معمولا تبدیل فوریه می‌گیریم؛ برای طیفِ جسم سیاه که وابستگی نسبت به تکانه نداریم آن را با $\Theta(\mathbf{k}, \hat{n}, \tau)$ نشان می‌دهیم. تحول تبدیل فوریه با معادله‌ی بولتزمن داده می‌شود. معادله‌ی بولتزمنی که برای نوترینوها می‌نویسیم بدون برهمکنش است (سمت راستش صفر است) ولی معادله‌ی بولتزمن فوتون‌ها پراکندگی تامسون‌شان از الکترون‌ها را در خود دارد.

۲) برای باریون‌ها و ماده‌ی تاریک نیز می‌توان معادله‌ی بولتزمن نوشت. ولی می‌توان دید که معادله سیالات برای آن‌ها کافی است. بنابراین برای هر کدام‌شان یک معادله‌ی اویلر و یک معادله‌ی پیوستگی می‌نویسیم تا تحول زمانی چگالی و سرعتشان را بررسی کنیم. باید یادمان باشد که باریون‌ها با فوتون‌ها جفت شده‌اند. این جفت‌شدگی از طریق پراکندگی تامسون را در معادله‌ی اویلر باریون‌ها وارد می‌کنیم. جزییات این محاسبات را می‌توان در [۴] دید.

۳) سرانجام اختلالات متریک و تاثیرشان بر اختلالات ماده با معادلات اینشتین داده می‌شوند. اگر اختلالات متریک را به صورت

$$\tilde{g}_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$$

بنویسیم که در آن $g_{\mu\nu}$ متریک FLRW باشد، اختلالاتمان 10 درجه‌ی آزادی دارند. چهارتا از این 10 تا، مُدهای غیرفیزیکی معروف به مُدهای پیمانه‌ای هستند. از شش تای باقی مانده، دو تا از درجه‌های آزادی از روی توابع اسکالر ساخته می‌شوند و مربوط به اختلالات پتانسیل گرانشی و تنش ناهم‌سان‌گرد است، دو تا از روی یک بردار ساخته می‌شود و اختلالات پیچش و برش را نشان می‌دهند و دو تای باقی مانده درجات آزادی تانسوری هستند که نماینده‌ی دو تا قطبش امواج گرانشی می‌باشند. همه چیز در باره‌ی این اختلال‌ها در [۵] داده شده است.

حل معادلات بالا، ناهم‌سان‌گردی‌های تابش زمینه‌ی کیهانی را به ما می‌دهد. ولی ما می‌توانیم باز هم بدون وارد شدن به جزییات این محاسبات، چیزهای بیشتری درباره‌ی فیزیک تابش زمینه‌ی کیهانی بدانیم. همان طور که گفتیم اتفاقاتی که در جهان می‌افتند در دو دوره‌ی پیش و پس از جدایی تابش از ماده (زمان بازترکیب) با هم متفاوت هستند. دوره‌ی پیش از بازترکیب که در آن تابش شدیداً به ماده جفت شده است، دوره‌ی جفت شدگی سخت و دوره‌ی پس از آن که فوتون‌ها (تقریبا) بدون برهمکنش به راهشان ادامه می‌دهند تا به ما برسند، دوره‌ی پویشِ آزاد نام دارد. اگر جدایی تابش از ماده و بازترکیب الکترون‌ها با هسته‌ها آنی اتفاق نیفتد (که نمی‌افتد)، و سطح آخرین پراکندگی ضخامت داشته باشد (که دارد)، آن چه میان این دو دوره اتفاق می‌افتد مهم است و باعث پاک شدن ناهم‌سان‌گردی‌ها می‌شود. در این جا این سه دوره را به اختصار مرور می‌کنیم.

جفت‌شدگی سخت: در این دوره که پراکندگی کامپتون بسیار موثر است تابش با ماده شدیداً جفت شده است و بسیاری از محاسبات را ساده‌تر می‌کند. معمول است که افت‌وخیزهای دمایی در فضای فوریه، $\Theta(\mathbf{k}, \hat{n}, \tau)$، را بر حسب توابع لژاندر بسط دهیم و تحول مولفه‌هایش را جداگانه بررسی کنیم

$$\Theta(\mathbf{k}, \hat{n}, \tau) = \sum_{l=0}^{\infty} (-i)^l \Theta_l(\mathbf{k}, \tau) P_l(\mathbf{k} \cdot \hat{n}) \tag{24}$$

حالا معادله‌ی بولتزمن را برای توابع فوق می‌نویسیم و می‌بینیم که جفت‌شدگی سخت الزام می‌آورد که تنها مولفه‌های غیر صفر، Θ_0 یعنی اختلال‌های چگالی انرژی فوتون و Θ_1 است که برابر با سرعت شاره است. بقیه‌ی مولفه‌ها صفر هستند،

$$l > 1 \Longrightarrow \Theta_l = 0.$$

پویش آزاد: در این دوره، فوتون‌ها مطابق معادله‌ی لیوویل منتشر می‌شوند

$$\Theta' + ik\mu\Theta = 0 \tag{25}$$

که در آن $\mu = \cos(\mathbf{k}, \hat{n})$ است و Θ' یعنی مشتق Θ نسبت به τ. حل این معادله بسیار ساده است

$$\Theta(\mathbf{k}, \mu, \tau) = e^{-ik\mu(\tau - \tau_{\mathrm{LSS}})} \Theta(\mathbf{k}, \mu, \tau_{\mathrm{LSS}}) \tag{26}$$

اگر هر دو طرف معادله‌ی بالا را بر حسب چند جمله ای‌های لژاندر بسط دهیم و ضرایب مولفه‌های هم‌سان را برابر با هم بگذاریم، به دست می‌آوریم

$$\Theta_l(\mathbf{k}, \tau) = (2l+1)[\Theta_0(\mathbf{k}, \tau_{\mathrm{LSS}}) j_l(k\tau - k\tau_{\mathrm{LSS}}) + \Theta_1(\mathbf{k}, \tau_{\mathrm{LSS}}) j_l'(k\tau - k\tau_{\mathrm{LSS}})] \tag{27}$$

در عبارت بالا، j_lها توابع بسل کروی هستند. این رابطه بسیار جالب است و به ما می‌گوید که با این که در ابتدا تنها دو مولفه‌ی $l = 0$ و $l = 1$ غیر صفر بودند، ولی در زمان پویشِ آزاد، افت‌وخیزهای تابع توزیع فوتون به مولفه‌های دیگر نشت می‌کنند. در واقع افت‌وخیزهای فضاییِ تابع توزیع فوتون‌ها (در فضای k) روی سطح آخرین پراکندگی، در اثر پویشِ آزاد به افت‌وخیزهای زاویه ای (در فضای l) نگاشته می‌شوند و این درست همان چیزی است که ما به عنوان ناهم‌سان‌گردی‌های تابش زمینه‌ی کیهانی امروزه می‌بینیم.

اثرهای میراکننده: در زمانی که تابش هنوز کاملا از ماده جدا نشده، طول پویش آزاد میانگین فوتون‌ها، L_D، بیشتر از زمان جفت‌شدگی سخت شده است اما هنوز باریون‌ها بر آن‌ها اثر می‌گذارند و تا

زمانی که هنوز مقدار قابل توجهی ماده‌ی یونیده در جهان هست، پراکندگی فوتون‌ها از باریون‌ها قابل چشم‌پوشی نیست. این اثر که در حین جدایی تابش از ماده اتفاق می‌افتد، یک اثر اختلالی مرتبه‌ی دو است و به میرایی سیلک مشهور است. نتیجه‌ی این اثر به صورت زیر است

$$\Theta_0(\mathbf{k}, \tau_{\mathrm{LSS}}) \longrightarrow \Theta_0(\mathbf{k}, \tau_{\mathrm{LSS}}) e^{(-kL_D)^2} \tag{28}$$

بحث کامل چگونگی و اهمیت مولفه‌های مختلف در محاسبه‌ی دقیق اثر بالا را می‌توان در [٦] یافت. ولی آن چه این جا برای ما اهمیت دارد، آن است که این اثر افت‌وخیزها را به طور نمایی پاک می‌کند.

6 قطبش تابش زمینه

افت‌وخیزهای دمایی در دوره‌ی بازترکیب منجر به قطبیدگی تابش زمینه می‌شوند. برهمکنش غالبی که در این زمان داریم پراکندگی تامسون است و با سطح مقطع دیفرانسیلی زیر توصیف می‌شود

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3\sigma_T}{8\pi} |\epsilon_i \cdot \epsilon_s|^2. \tag{29}$$

که در آن σ_T سطح مقطع پراکندگی تامسون، ϵ_i قطبش فوتون فرودی و ϵ_s قطبش فوتون پراکنده شده است. می‌توان دید که چنین پراکندگی ای تابش ناقطبیده را قطبیده می‌کند و می‌توان نشان داد که چهارقطبی افت‌وخیزهای دمایی تابش زمینه در زمان آخرین پراکندگی منجر به قطبیدگی آن می‌شود. بنابراین تابش زمینه‌ی کیهانی علاوه بر افت‌وخیزهای دمایی که با یک میدان اسکالر توصیف می‌شوند، قطبیده هم هست و قطبش آن با یک میدان تانسوری مرتبه‌ی 2 (روی سطح کره) داده می‌شود. کار کردن با چنین میدانی پیچیده است ولی حساب تانسوری به ما اجازه می‌دهد که از روی این میدان دو میدان اسکالرِ E و B بسازیم [٧].

بنابراین تابش زمینه‌ی کیهانی‌مان را می‌توانیم با سه میدان اسکالر T، E و B کاملا توصیف کنیم. میدان‌های T و E پاریته‌ی زوج و میدانِ B پاریته‌ی فرد دارد. جالب ترین خاصیتِ میدانِ B این است که بر خلافِ T و E فقط در اثرِ اختلالاتِ تانسوری متریک ایجاد می‌شود و اختلالات اسکالر نمی‌توانند مولفه‌ی B ایجاد کنند. قطبش تابش زمینه درخور بحث بسیار مفصل تری است ولی در این جا ما به همین مقدار بسنده می‌کنیم و خواننده‌ی علاقه‌مند را به مراجع داده شده ارجاع می‌دهیم.

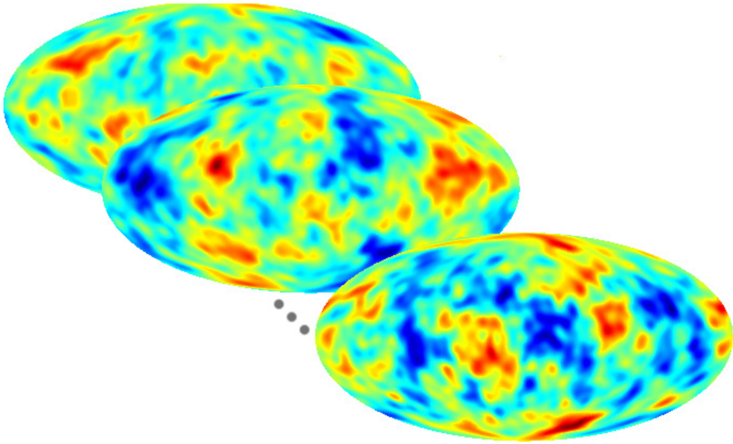
7 مشاهده پذیرها

همه‌ی آن چه تاکنون گفتیم را می‌توان در این خلاصه کرد که افت‌وخیزهای کنونی دمایی تابش زمینه را می‌توان این گونه در نظر گرفت: افت‌وخیزهای کاتوره ای نخستین روی سطح آخرین پراکندگی شرایط اولیه‌ی ما هستند که تحت اثر فیزیک حاکم بر جهان تحول پیدا می‌کنند و تبدیل به آن چه که امروزه می‌بینیم می‌شوند. نکته‌ی اساسی در این جا آن است که از آن جا که شرایط اولیه‌ی ما کاتوره‌ای هستند، هر بار که این تحول زمانی را انجام دهیم، نتیجه‌ی جدیدی به دست می‌آوریم. به این معنی که فرض کنید فیزیک حاکم بر جهان ما کاملا دانسته شده و ثابت باشد. با این حال هر بار که نمودی از افت‌وخیزهای تابش زمینه‌ی کیهانی را می‌سازیم، طرح‌های کاملا متفاوتی از بار پیش به دست می‌آوریم. که می‌توان آن را به این صورت فهمید که فیزیک جهان ِ من فقط به من می‌گوید که اختلال‌ها چگونه تحول می‌یابند. اما شرایط اولیه‌ی کاتوره‌ای به من می‌گویند که اختلال اولیه‌ام توزیع کاتوره‌ای ای از افت‌وخیزهاست. پس اگر بخواهم ناهم‌سان‌گردی‌های تابش زمینه را شبیه‌سازی کنم، هر بار که این کار را می‌کنم به جای شرایط اولیه، اعداد کاتوره‌ای ای در نظر می‌گیرم که تابع توزیع گاوسی داشته باشند (درباره‌ی گاوسی بودن در بخش بعد بحث می‌کنیم). و در نتیجه با همان فیزیک، هر بار طرح‌های متفاوتی روی ناهم‌سان‌گردی‌های دمایی تابش زمینه به دست می‌آورم. این کاتوره‌ای بودن، طبیعت ِ مطالعات ِ تابش زمینه‌ی کیهانی است. بنابراین مشاهده پذیر نظریه‌ی ما، نه افت‌وخیزهای دمایی تابش زمینه $\Delta T(\hat{n})$، که خواص ِ آماری آن‌هاست. مهم ترین ِ این کمیت‌ها همان‌گونه که در بخش بعدی خواهیم دید طیف ِ توان ِ زاویه ای، C_l، است. از آن جا که ما با سه میدان اسکالر سر و کار داریم، باید طیف ِ توان ِ زاویه‌ای این سه میدان یعنی C_l^{TT}، C_l^{EE}، C_l^{BB} و همچنین طیف‌های توانی مشترک آن‌ها یعنی C_l^{TE}، C_l^{EB} و C_l^{TB} را به دست آوریم تا همه‌ی اطلاعات میدان را در دست داشته باشیم. اما از آن جا که T و E پاریته‌ی زوج و B پاریته‌ی فرد دارد، تنها طیف‌های توانی غیر صفر عبارت خواهند بود از C_l^{TT}، C_l^{EE}، C_l^{BB} و C_l^{TE}. در بخش بعدی درباره‌ی این کمیت‌ها و اهمیت‌شان بیشتر بحث می‌کنیم. ۱

8 خواص آماری ناهم‌سان‌گردی‌های تابش زمینه‌ی کیهانی

می‌توان به ناهم‌سان‌گردی‌های دمایی ِ تابش ِ زمینه‌ی کیهانی به صورت یک میدان اسکالر کاتوره‌ای، $\Delta T(\hat{n}) = T(\hat{n}) - T_0$، روی سطح کره‌ی دو بعدی (سطح آخرین پراکندگی) نگاه کرد، که در آن $\hat{n}$ بردار یکه ای‌است در راستای (θ, ϕ). و $T_0 = \int \frac{d\Omega_{\hat{n}}}{4\pi} T(\hat{n})$ میانگین دمای تابش زمینه‌ی کیهانی است.

از آن جا که افت‌وخیزهای دماییِ تابش زمینه توابع اسکالر روی یک کره هستند، مناسب ترین راه



شکل ۴: ناهم‌سان‌گردی‌های تابش زمینه به طور کاتوره‌ای توزیع شده‌اند. اگر از شرایط اولیه‌ی متفاوتی آغاز کنیم، حتی اگر همه‌ی شرایط دیگر هم ثابت باشد، نتایج متفاوتی خواهیم گرفت. این شکل چند نمود متفاوت از افت‌وخیزهای دمایی تابش زمینه را نشان می‌دهد. برای مطالعه‌ی فیزیک این افت‌وخیزها باید میانگین هنگردی کمیت‌های فیزیکی را روی این نمودها حساب کنیم.

بسط آن‌ها، بسط بر حسبِ هماهنگ‌های کروی است که توابع پایه‌ی راست هنجارِ روی کره هستند (شکل ۵)

$$\Delta T(\hat{n}) = \sum_{l,m} a_{lm} Y_{lm}(\hat{n}) \ , \tag{30}$$

در بسطِ بالا، a_{lm}ها ضرایب بسط هستند و می‌توان دید که با رابطه‌ی زیر داده می‌شوند

$$a_{lm} = \int \mathrm{d}\Omega_{\hat{n}} \mathrm{Y}^*_{\mathrm{lm}}(\hat{\mathrm{n}}) \Delta \mathrm{T}(\hat{\mathrm{n}}). \tag{31}$$

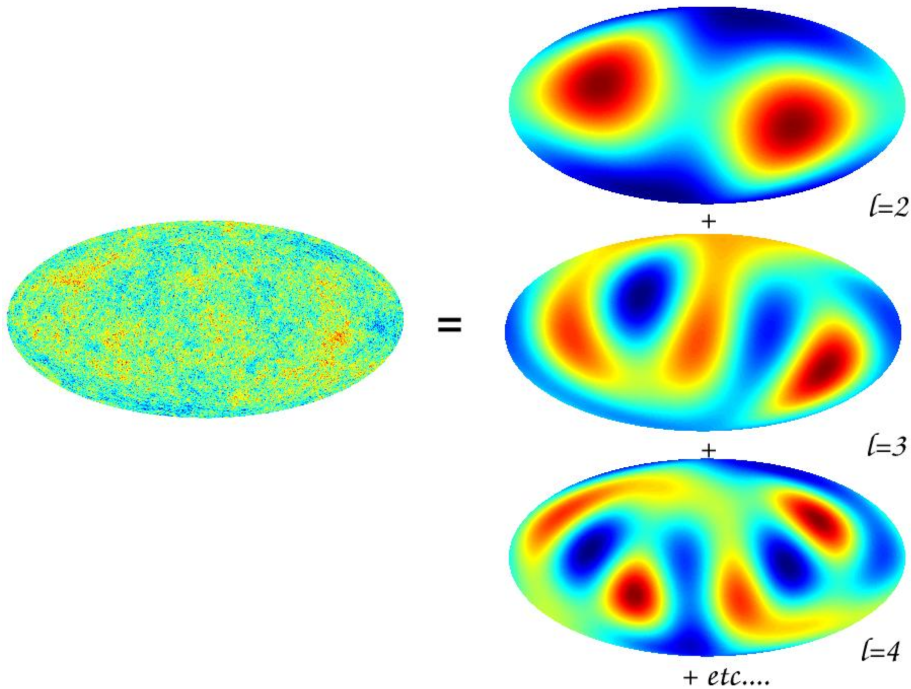
در حالت کلی، خواص آماری چنین میدانی با توابع بستگی چند نقطه‌ای آن داده می‌شود. این توابع عبارتند از

$T_0 = \langle \Delta T(\hat{n}) \rangle$: تک قطبی یا میانگین میدان

$\langle \Delta T(\hat{n}_1) \Delta T(\hat{n}_2) \rangle$: دو قطبی یا تابع دو نقطه ای

و در حالت کلی تابع بستگی n—نقطه‌ای

$$\langle \Delta T(\hat{n}_1) \Delta T(\hat{n}_2) \cdots \Delta T(\hat{n}_n) \rangle. \tag{32}$$



شکل ۵: بسط ناهم‌سان‌گردی‌های دمایی تابش زمینه بر حسب هماهنگ‌های کروی. آن چه که از این بسط به دست می آید، مولفه‌های چندقطبی افت‌وخیزهاست. شکل بالا چهارقطبی، $l = 2$، هشت قطبی، $l = 3$ و شانزده قطبی، $l = 4$، را نشان می‌دهد.

در عبارت‌های بالا منظور از براکت، میانگین گیری هنگردی (آنسامبلی) است. یعنی میانگین روی همه‌ی پیکربندی‌هایی که یک نقشه‌ی تابش زمینه‌ی کیهانی می‌تواند اختیار کند که در این جا منظور از همه‌ی پیکربندی‌های ممکن، در واقع همه‌ی حالت‌هایی است که می‌توان تحت آن، نقطه‌های گرم و سرد را روی سطح کره توزیع کرد. تعدادی از این پیکربندی‌ها را در شکل ۴ دیدید. واضح است که مطالعه‌ی همه‌ی این توابع کار وحشتناک و غیر ممکنی است. خوشبختانه اگر میدانی که با آن سر و کار داریم گاوسی باشد، می‌توان نشان داد که همه‌ی توابع زوج—نقطه‌ای بر حسب تابع دو نقطه ای و همه‌ی توابع فرد—نقطه‌ای بر حسب میانگین میدان داده می‌شوند که برای میدانی با میانگین صفر اصلاً لازم نیست نگرانشان باشیم.[5]

[5]برای افت‌وخیزهای تابش زمینه‌ی کیهانی، میانگین صفر است زیرا همیشه با $\Delta T(\hat{n}) = T(\hat{n}) - T_0$ کار می‌کنیم.

8.1 گاوسی بودن

افت‌وخیزهای دمایی تابش زمینه‌ی کیهانی گاوسی هستند. زیرا این افت‌وخیزها در اثرِ اختلالاتِ میدانِ گرانشی جهان اولیه‌ی پس از دوران تورم، Φ_0، به وجود آمده‌اند. ساده ترین مدل‌های تورمی پیش‌بینی می‌کنند که Φ_0 گاوسی باشد

$$\Phi_0(\mathbf{x}) = \int \frac{\mathrm{d}^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3}\Phi_0(\mathbf{k})\exp(\mathbf{i}\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}) \tag{33}$$

که در آن $\langle\Phi_0(\mathbf{k})\Phi_0^*(\mathbf{k}')\rangle = P(k)\delta(\mathbf{k}-\mathbf{k}')$ طیف توانیِ افت‌وخیزهای نخستین است. نظریه‌ی اختلال به ما می‌گوید که تا مرتبه‌ی خطی، در یک جهان تخت، افت‌وخیزهای دمایی روی سطح آخرین پراکندگی به طور خطی به افت‌وخیزهای میدان پتانسیل همان زمان مربوط هستند

$$\Delta T(\hat{n}) = \int \frac{\mathrm{d}^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3}e^{i\mathbf{k}\cdot\hat{n}\tau_{rec}}\Phi_0(\mathbf{k})g_T(k), \tag{34}$$

که در آن τ_{rec} زمانِ هم‌دیسِ بازپیوست است، (τ زمان هم‌دیس است؛ $\tau = \int dt/a$) و $g_T(k)$ تابع خطی انتقال تابش نامیده می‌شود و نشان می‌دهد که چگونه افت‌وخیزهای دمایی و اختلالات میدان پتانسیلِ زمانِ بازپیوست به هم مربوط می‌شوند. برای kهای کوچک، $g_T(k) = 1/3$ تقریب خوبی است و به اثرِ سَکس—وُلف منجر می‌شود

$$\frac{\Delta T}{T}(\hat{n}) = \frac{1}{3}\Phi_{\mathrm{LSS}}(\hat{n}\tau_{rec}, \tau_0) \tag{35}$$

در مقیاس‌های کوچکتر از افق، $g_T(k)$ ثابت نیست و نوسان می‌کند (نوسان‌های صوتی بخش بعد را ببینید) و برای محاسبه‌اش باید معادلات تحول مربوط به ماده‌ی جفت‌شده به تابش را حل کنیم. یعنی باید معادلات بولتزمن فوتون‌ها که به معادلات اینشتین جفت شده‌اند را حل کنیم. نرم‌افزارهایی مانند CMBFAST در واقع $g_T(k)$ را برای مدل‌های مختلف کیهان‌شناختی محاسبه می‌کنند[6]. قابل ذکر است که فرآیندهای غیر خطی در تورم منجر به جملات غیر گاوسی می‌شوند ولی این اثرها چهار مرتبه‌ی بزرگی از افت‌وخیزهای دمایی تابش زمینه‌ی کیهانی کوچک ترند و غیر قابل آشکارسازی به نظر می‌رسند. به خاطر همین است که آزمون‌های گاوسی‌بودنِ تابش زمینه‌ی کیهانی از آزمون‌های مهم تورم به حساب می‌آیند و این واقعیت که تا کنون مورد جدی غیرگاوسی در مشاهدات‌مان از تابش زمینه‌ی کیهانی دیده نشده، تایید مهمی‌بر نظریه‌ی تورمی است. برای مرور مفصلی بر انگیزه‌های نظری گاوسی بودن افت‌وخیزهای تابش زمینه‌ی کیهانی و روش‌های آزمودن آن، به [۸]، [۹] و [۱۰] مراجعه کنید.

[6] این برنامه را می‌توانید از http://www.cmbfast.org به رایگان بردارید.

به دلایلی که گفته شد، افت‌وخیزهای تابش زمینه‌ی کیهانی یک میدان کاتوره‌ای گاوسی با میانگین صفر هستند و بنابراین تابع بستگی دو نقطه‌ای این میدان که به صورت زیر تعریف می‌شود

$$C(\hat{n},\, \hat{n}') \equiv \langle \Delta T(\hat{n}) \Delta T(\hat{n}') \rangle, \tag{36}$$

همه‌ی اطلاعاتِ این میدان را در خود دارد. گاوسی بودنِ افت‌وخیزهای دمایی، به ما می‌گوید که ضرایب بسط هماهنگ‌ها، a_{lm}های رابطه‌ی (31)، هم گاوسی هستند. بنابراین ماتریس هم‌وردایی آن‌ها که به صورت $\langle a_{lm} a^*_{l'm'} \rangle$ تعریف می‌شود به طور کامل میدان را توصیف می‌کند و حاوی همه‌ی اطلاعاتِ میدان هست.

8.2 هم‌سان‌گردی آماری

اگر خواص آماری تابش زمینه کیهانی، مثلا توابع n—نقطه‌ای آن تحت دوران ناوردا باشند می‌گوییم هم‌سان‌گردی آماری دارد. اگر $\Delta T(\mathcal{R}\hat{n})$ میدان دوران‌یافته در اثر دوران $\mathcal{R}(\alpha, \beta, \gamma)$ باشد که در آن α، β و γ زاویه‌های اویلر هستند، در این صورت هم‌سان‌گردی آماری یعنی

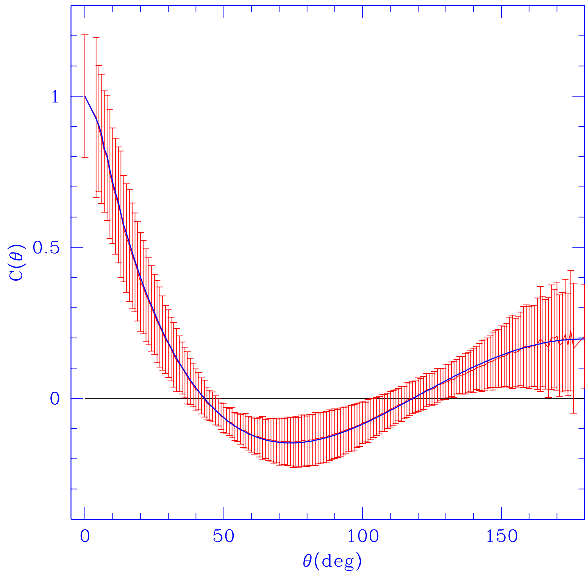
$$\langle \Delta T(\mathcal{R}\hat{n}_1) \Delta T(\mathcal{R}\hat{n}_2) \cdots \Delta T(\mathcal{R}\hat{n}_n) \rangle = \langle \Delta T(\hat{n}_1) \Delta T(\hat{n}_2) \cdots \Delta T(\hat{n}_n) \rangle, \tag{37}$$

این رابطه برای تابع دو نقطه‌ای به معنی آن است که تابع‌بستگیِ دونقطه‌ای، فقط تابع جداییِ زاویه ای میانِ دو نقطه (و نه مکانِ هر کدام از نقطه‌ها) است

$$C(\hat{n},\, \hat{n}') \,=\, C(\theta), \qquad \theta \,=\, \arccos\left(\hat{n} \cdot \hat{n}'\right) \tag{38}$$

می‌بینیم که شرطِ هم‌سان‌گردی آماری، کار کردن با افت‌وخیزهای دماییِ تابشِ زمینه‌ی کیهانی را بسیار آسان می‌کند و تابعِ $C(\hat{n},\, \hat{n}')$ که تابعی از دو بردار دو بعدی بود (یعنی یک تابعِ $C : S^2 \times S^2 \longrightarrow R$ بود) را به تابعی اسکالر از یک کمیتِ اسکالر تبدیل کرد که همه‌ی اطلاعاتِ موجود در میدانِ ناهم‌سان‌گردی‌های دماییِ تابش زمینه را در خود دارد. این تابع برای یک فضای اقلیدسیِ تخت و با فرضِ این که فقط اثرِ سَکس—وُلفِ ساده را در نظر بگیریم، در شکلِ ٦ نشان داده شده است.

درست است که $C(\theta)$ همه‌ی اطلاعات میدان را در خود دارد. ولی اشکال آن این است که مقادیرش در زاویه‌های مختلف از هم مستقل نیستند. یعنی مثلا مقدارِ تابع‌دونقطه ای در زاویه‌ی 1 درجه، $C(1)$، با مقدارِتابع در زاویه‌ی 2 درجه به هم وابسته‌اند. این خاصیتِ توابعِ دو نقطه‌ای، کار کردن با آن‌ها را و تحلیل‌های آماری داده‌ها بر مبنای آن را بسیار مشکل می‌کند. به خاطرِ همین بسیار بهتر است اگر این تابع را بر حسبِ یک مجموعه توابعِ کاملِ راست‌بهنجار بسط دهیم و با ضرایبِ بسط (که از هم



شکل ٦: تابع دونقطه ای تابش زمینه‌ی کیهانی در فضای تخت اقلیدسی[١١].

مستقل هستند) کار کنیم. توابع ِ دو نقطه‌ای که در بالا دیدیم تابع ِ $\cos(\theta)$ هستند. به خاطر ِ همین طبیعی ترین راه ِ بسط‌شان، بسط بر حسب ِ چند جمله‌ای‌های لژاندر است؛

$$C(\theta) = \frac{1}{4\pi}\sum_{l=2}^{\infty}(2l+1)C_l P_l(\cos\theta), \tag{39}$$

ضرایب ِ این بسط، C_lها، طیف توان زاویه‌ای نام دارند و همان طور که دیدیم همه‌ی میدان را به طور کامل توصیف می‌کنند. این طیف توان را به یک روش دیگر هم می‌توان به دست آورد که معمول تر است: بسط ِ افت‌وخیزهای دمایی ِ روی سطح ِ کره بر حسب ِ هماهنگ‌های کروی که در معادله‌ی (30) دیدیم، تحت ِ دوران ِ $\mathcal{R}(\alpha,\beta,\gamma)$ به صورت ِ زیر نوشته می‌شود

$$\begin{aligned} \Delta T(\mathcal{R}\hat{n}_1) &= \sum_{l,m} a_{lm}^{\mathcal{R}} Y_{lm}(\mathcal{R}\hat{n}_1) \\ &= \sum_{l,m} a_{lm}^{\mathcal{R}} \sum_{m'} Y_{lm'}(\hat{n}_1) D^l_{m'm}(\mathcal{R}), \end{aligned} \tag{40}$$

در عبارت ِ بالا، $D^l_{m'm}(\mathcal{R})$ ماتریس‌های ِ چرخش ِ ویگنر هستند و $a_{lm}^{\mathcal{R}}$ ها ضرایب ِ بسط پس از چرخش ِ مختصات اند. شرط ِ همسان‌گردی آماری در این فضا به صورت ِ زیر نوشته می‌شود

$$\sum_{m'_1,m'_2\cdots,m'_n} \langle a^{\mathcal{R}}_{l_1 m'_1} a^{\mathcal{R}}_{l_2 m'_2} \cdots a^{\mathcal{R}}_{l_n m'_n} \rangle \quad \times \quad D^{l_1}_{m_1 m'_1}(\mathcal{R}) D^{l_2}_{m_2 m'_2}(\mathcal{R}) \cdots D^{l_n}_{m_n m'_n}(\mathcal{R})$$
$$= \quad \langle a_{l_1 m_1} a_{l_2 m_2} \cdots a_{l_n m_n} \rangle. \tag{41}$$

می‌توان نشان داد که این شرط برای $n = 2$ به قطری بودن ِ ماتریس ِ هم‌وردایی، $\langle a_{lm} a^*_{l'm'} \rangle$، منجر می‌شود که روی قطرهای آن عناصر ِ طیف ِ توان زاویه‌ای نشسته‌اند

$$\langle a_{lm} a^*_{l'm'} \rangle = C_l \delta_{ll'} \delta_{mm'}. \tag{42}$$

9 محاسبه‌ی C_l از روی تصویر ناهم‌سان‌گردی‌های تابش زمینه

بنابراین مشاهده‌پذیرهایی که از روی ناهم‌سان‌گردی‌های تابش ِ زمینه ساخته می‌شوند چهار تا هستند:

$$\begin{aligned}
\langle a^T_{lm} a^{T*}_{l'm'} \rangle &\equiv C^{TT}_l \delta_{ll'} \delta_{mm'} \\
\langle a^E_{lm} a^{E*}_{l'm'} \rangle &\equiv C^{EE}_l \delta_{ll'} \delta_{mm'} \\
\langle a^B_{lm} a^{B*}_{l'm'} \rangle &\equiv C^{BB}_l \delta_{ll'} \delta_{mm'} \\
\langle a^T_{lm} a^{E*}_{l'm'} \rangle &\equiv C^{TE}_l \delta_{ll'} \delta_{mm'}
\end{aligned} \tag{43}$$

ناهم‌سان‌گردی‌های دمایی ِ تابش ِ زمینه‌ی کیهانی به این صورت محاسبه می‌شود

۱) نمودی از ناهمسانگردی‌های دمایی ِ تابش ِ زمینه‌ی کیهانی می‌سازیم. نمود ساختن یعنی تهیه‌ی نقشه‌ای از آسمان ِ تابش ِ زمینه‌ی کیهانی که با $\Delta T(\hat{n})$ نشانش می‌دهیم. این نمود می‌تواند مشاهده‌ی واقعی باشد یا شبیه سازی. در واقع آن چه که در جهان واقعی می‌بینیم یک نمود از بی نهایت حالت‌هایی است که این افت‌وخیزها می‌توانسته‌اند تحت آن روی سطح ِ آخرین پراکندگی توزیع شوند[7].

[7] یکی از روش‌های (آموزشی) شبیه‌سازی ناهم‌سان‌گردی‌های تابش زمینه، استفاده از شبیه‌ساز پلانک است که می‌توان این جا یافتش http://www.g-vo.org/portal/tile/products/services/planck/index.jsp. مشاهدات ِ واقعی ِ ناهم‌سان‌گردی‌های تابش زمینه در جهان ِ ما را هم می‌توان این جا پیدا کرد http://lambda.gsfc.nasa.gov/index.cfm.

۲) $\Delta T(\hat{n})$ را بر حسبِ هماهنگ‌های کروی بسط می‌دهیم و a_{lm}ها را مانندِ آن چه در معادله‌ی (31) گفته شده محاسبه می‌کنیم. این کار را می‌توان مثلاً با HEALPix که یک نرم‌افزار رایگان است انجام داد[8].

۳) از آن جا که تنها با یک نقشه کار می‌کنیم، نمی‌توانیم میانگین هنگردی معادله‌ی (42) را حساب کنیم و بهترین تخمینی که می‌توانیم برای طیف توان زاویه ای بزنیم این است

$$\tilde{C}_l = \frac{1}{2l+1}\sum_{m=-l}^{l} a_{lm}a^*_{lm}. \tag{44}$$

این روشی که برای تخمینِ C_l به کار بردیم، یک عدم قطعیتِ آماری دارد که به آن خطایِ کیهانی[9] می‌گویند. این انحراف از معیار که با رابطه‌ی زیر داده می‌شود

$$\sigma^2_{C_l} = \frac{2C_l^2}{2l+1} \tag{45}$$

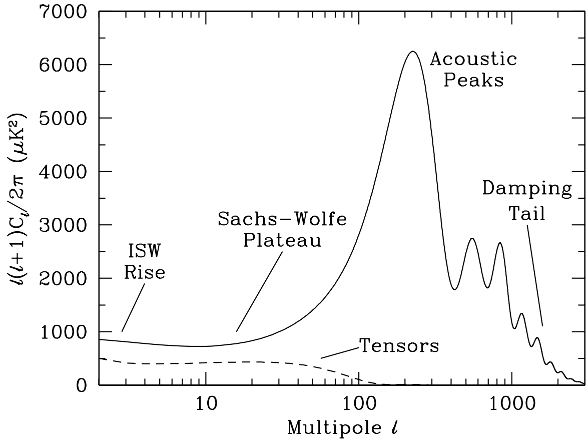
همیشه با ما خواهد بود و حدی غیرقابل اجتناب است که نمی‌توان از روی یک نقشه‌ی تابشِ زمینه‌ی کیهانی، C_l را دقیق تر از آن حساب کرد — هر چه قدر هم که کیفیت و قدرت تفکیک نقشه خوب باشد بازهم تا زمانی که فقط یک نمود از تابشِ زمینه‌ی کیهانی داشته باشیم، نمی‌توان از این انحراف معیار رهایی یافت.

۴) اگر شبیه‌سازی کرده‌ایم، باید کپی‌های متعددی از نقشه‌های ناهم‌سان‌گردی‌ها درست کنیم (شکلِ ۴ را ببینید) و برای هر کدامشان C_lها را محاسبه کنیم و در نهایت میانگین بگیریم. ولی اگر با داده‌های مشاهداتِ جهانِ واقعی سر و کار داریم، تنها یک کپی از آسمان در اختیار خواهیم داشت و کارِ دیگری نمی‌توانیم انجام دهیم.

طیف توانی افت‌وخیزهای دمایی که از سناریوهای تورمی پیش‌بینی می‌شود در حالت کلی چیزی است شبیه به آن که در شکل ۷ نشان داده شده است. می‌بینیم که اثر سکس—ولف در lهای کوچک (مقیاس‌های زاویه ای بزرگ) مهم می‌شود. برآمدگیِ سمت چپ نمودار، نماینده‌ی اثرِ سَکس—ولفِ پیوسته است و در مدل‌هایی که انرژی تاریک غالب است این برآمدگی به وضوح دیده می‌شود. پس از تختیِ سَکس—ولف، قله‌های آکوستیکی قرار دارند. این قله‌ها بارزترین مشخصه‌ی نظریه‌های تورمی هستند و نظریه‌های رقیب مانند ریسمان‌های کیهانی نمی‌توانند چنین قله‌هایی را روی تابع طیف توانی تابش زمینه‌ی کیهانی ایجاد کنند [۱۳]. به همین دلیل بود که پس از مشاهده‌ی این قله‌ها در مشاهدات تابش زمینه‌ی کیهانی نظریه‌ی ریسمان‌های کیهانی با وجود زیبایی غیر قابل انکارش طرفدارانش را از دست داد. جزییات جای این قله‌ها و نسبت بلندی‌شان بستگی به مقادیر پارامترهای کیهان‌شناختی

[8] جدیدترین نسخه‌ی این نرم‌افزار را می‌توان از این جا تهیه کرد http://www.eso.org/science/healpix/

[9] Cosmic Variance



شکل ۷: شکل کلی توابع طیف توانی تابش زمینه‌ی کیهانی، آن گونه که نظریه‌های تورمی پیش‌بینی می کنند [۱۲].

نظریه‌مان دارد[10]. همان طور که گفتیم، در lهای بزرگ این قله‌ها میرا می‌شوند. این میرایی را می‌توان در انتهای طیف دید.

10 تعیین پارامترهای کیهان‌شناختی

بستگی طیف توانی تابش زمینه‌ی کیهانی به پارامترهای کیهان‌شناختی نظریه‌مان، به ما این امکان را می‌دهد که با مقایسه‌ی طیف توانی ای که نظریه مان پیش‌بینی می‌کند با طیف توانی مشاهده‌شده‌ی تابش زمینه، این پارامترها را تعیین کنیم. این کار کمی‌از آن چه که ممکن است در نگاه اول به چشم بیاید مشکل تر است و روش‌های مختلفی برای انجام آن داریم. «تعیین پارامترها» بحث مفصلی است که در این جا به آن نخواهیم پرداخت. اساس کار بر این است که این پارامترها یک فضای n—بُعدی را می‌سازند. ما می‌خواهیم در این فضای n—بعدی به دنبالِ نقطه‌ای بگردیم که نزدیک‌ترین طیف توانی به طیف توانی مشاهده شده در جهان واقعی را به ما بدهد.

این پارامترها که در جدول داده شده‌اند 12 پارامتر هستند. البته پارامترهای دیگری هم می‌توان به

[10]برای این که کاملا متوجه بستگی طیف توانی به پارامترهای نظریه شوید، بهترین راه آزمودنِ این اثرها با استفاده از برنامه‌هایی است که این طیف را حساب می‌کنند مانند CMBFAST، CMBEASY، CMBACCURATE و یا نسخه‌ی اینترنتیِ این برنامه که قبلا به آن اشاره شد.

نام	تعداد	نماد	توصیف
دما	1	T_0	
مقیاس زمانی	1	H_0	ثابت هابل
چگالی	4	Ω_X	انرژی تاریک: Ω_Λ، نوترینوها: Ω_ν
			ماده تاریک: $\Omega_{\rm CDM}$، باریون‌ها: $\Omega_{\rm B}$
فشار	1	p	معادله حالت انرژی تاریک: $w_\Lambda \equiv p/\rho$
پویش آزاد میانگین	1	$z_{\rm re-ion}$	زمان بازیونش
مشخصه‌های اختلالی	4		A، شاخص توان n: $n' \equiv dn/d\ln k$
			نسبت اختلال‌های تانسوری به اسکالر: $r \equiv T/S$
جمع	12		

این جدول افزود ولی با آن چه که تا کنون مشاهده کرده‌ایم نیازی به افزودن پارامترهای دیگر نداریم. برای مطالعه‌ی بیشتر درباره‌ی تلاش برای ساختن یک نظریه‌ی **استاندارد** کیهان‌شناختی، [۱۲] را ببینید.

پارامترهایی که در بالا نام بردیم پارامترهایی هستند که به کارِ ساختنِ آن چه (به تقلید از فیزیک دانانِ ذرات بنیادی) آن را «مدلِ استانداردِ کیهان‌شناختی» نام نهاده‌ایم می‌آیند. اما اطلاعاتی که از ناهم‌سان‌گردی‌های تابش زمینه‌ی کیهانی به دست می‌آید آن قدر زیاد است که می‌تواند برای بسیاری از کارهای دیگر هم استفاده شود. اصولاً همه‌ی مشخصاتِ جهان و هر آن چه که زمانی در جهان پیش آمده، رد پایی بر تابشِ زمینه‌ی کیهانی گذارده است البته گاه این ردپا بسیار کمرنگ است. در این جا چند نمونه از این اثرها را توضیح می‌دهیم.

- **شکل کیهان (توپولوژی کیهان)** : از آن جا که نظریه‌های فیزیکی که می‌شناسیم و از جمله نسبیتِ عام، همه نظریه‌های موضعی هستند، هیچ‌کدام نمی‌توانند برای مطالعه‌ی خواصِ خیلی بزرگ—مقیاسِ کیهان مثلِ توپولوژی جهان به کار روند. به طورِ خیلی ساده، ابزارِ نظری ما نمی‌توانند به این پرسش‌ها پاسخ دهند: آیا جهان محدود است یا بی نهایت؟ شکلِ جهان چیست؟ آیا جهان یک خمینه‌ی هم‌بند ساده است یا چندگانه؟

  بهترین سرنخِ پاسخ به این پرسش‌ها بر روی طرح‌های تابشِ زمینه‌ی کیهانی حک شده است. زیرا این تابش دوربردترین ابزارِ کاوشی است که طبیعت در اختیار ما قرار داده است. برای بیشتر خواندنِ این موضوع به [۱۴] مراجعه کنید.

- **میدان‌های مغناطیسی:** میدان‌های مغناطیسیِ آغازین با اختلالاتِ متریک جفت می‌شوند و باعثِ ایجادِ ناهم‌سان‌گردی‌های جدید روی تابشِ زمینه‌ی کیهانی می‌شوند. از طرفِ دیگر این میدان‌ها باعثِ چرخشِ فارادی قطبشِ تابشِ زمینه می‌شوند. از این خاصیت‌ها می‌توان برای آشکارسازی و مطالعه‌ی این میدان‌ها استفاده کرد. [۱۵] و [۱۶] بحثِ کاملتری از این

موضوع را دارد.

- **انحراف از گاوسی بودن:** نظریه‌های معمول ِ تورمی، افت‌وخیزهای تابش ِ زمینه را کاملا گاوسی پیش‌بینی می‌کنند. با گشتن به دنبال ِ انحراف از گاوسی بودن در مشاهدات ِ تابش ِ زمینه‌ی کیهانی می‌توان این پیش بینی ِ تورم را آزمود. برای مطالعه‌ی بیشتر [۸]، [۹] و [۱۰] را ببینید.
- **امواج ِ گرانشی ِ زمینه‌ی کیهانی:** این امواج که باقی‌مانده‌های تورم هستند روی قطبش ِ تابش ِ زمینه اثر می‌گذارند و منجر به به وجود آمدن ِ مولفه‌ی Bی قطبش (در lهای کوچک) می‌شوند. در غیاب ِ این اختلالات ِ تانسوری، مولفه‌ی B به وجود نمی‌آید. کشف ِ این امواج یکی از هیجانات ِ بزرگ ِ تاریخ ِ علم خواهد بود و می‌تواند برای کاشفانش جایزه‌ی نوبل به ارمغان آورد! در حالی که آشکارسازهای امواج ِ گرانشی به زودی به حساسیت و کارآیی ِ مورد نظرشان می‌رسند و کار ِ جستجو برای کشف ِ امواج ِ گرانشی را دقیق‌تر آغاز می‌کنند، امکان ِ کشف ِ این امواج از راه ِ مولفه‌ی B هم به طور ِ جدی توسط آن‌ها که روی تابش زمینه کار می‌کنند دنبال می‌شود. مقاله‌ی [۱۷] را ببینید.
- **تورم:** با واردشدن ِ کیهان‌شناسی به دوره‌ی بسیار دقیق، و با کشف ِ قطبش ِ تابش ِ زمینه‌ی کیهانی، امکان ِ آزمودن ِ شرایط ِ جهان در زمان ِ تورم پدید آمده است. به زودی خواهیم توانست دوره‌ی غلتش ِ آهسته‌ی تورم را بیازماییم و از میان ِ سناریوهای مختلف ِ تورمی، آن‌ها که به واقعیت نزدیک‌ترند را برگزینیم. برای مطالعه‌ی بیشتر [۱۸] و [۱۹] را ببینید.

11 مشاهدات تابش زمینه‌ی کیهانی

از زمانی که پنزیاس و ویلسون تابش زمینه‌ی کیهانی را به طور اتفاقی کشف کردند تا امروز تلاش‌های بسیار زیادی برای مشاهده و اندازه‌گیری تابش زمینه و افت‌وخیزهای آن انجام شده است. این تلاش‌ها را می‌توان بر اساس روش مشاهده به سه گروه دسته بندی کرد:

۱) **مشاهدات زمینی:** این مشاهدات از روی زمین انجام می‌شوند. قابل دسترس بودن و گران نبودن این روش‌ها مزیت بزرگ آن‌هاست. اما از طرف دیگر این آزمایش‌ها همه‌ی اشکالات مشاهدات از روی زمین از قبیل مشکلات جوی و آلودگی‌های محیطی را دارند. دریافت کننده‌هایی که روی زمین ثابت شده باشند فقط می‌توانند بخشی از آسمان را ببینند به خاطر همین این روش‌ها برای مشاهده‌ی بخشی از آسمان (با قدرت تفکیک زیاد) به کار می‌روند. بنابراین طیف توانی تابش زمینه ای که از این مشاهدات به دست می‌آید برای lهای بزرگ خوب است و در مورد lهای کوچک هیچ اطلاعاتی به ما نمی‌دهد. دو نمونه از این دریافت کننده‌ها، دِیزی (DASI) در

قطب جنوب و سی بی آی در ارتفاع 5080 متری کوه‌های آند در شیلی هستند. در چند ماه آینده دو تلسکوپ در قطب جنوب آغاز به کار خواهند کرد، یکی SPT [11]، و دیگری آتاکا یا ACT [12]. داده‌های این دو به خصوص برای مطالعه‌ی ناهمسانگردی‌های ثانویه‌ی تابش زمینه‌ی کیهانی، فیزیک خوشه‌های کهکشانی، بررسی انرژی تاریک، و هم‌چنین ریسمان‌های کیهانی بسیار باارزش خواهد بود.

۲) **بالون‌ها:** یک قدم فراتر از آشکارسازهای زمینی، آشکارسازهایی هستند که بر روی بالون سوار می‌شوند و به بالای جو فرستاده می‌شوند. این روش نتایج بسیار خوبی داشته است و نخستین مشاهدات بسیار دقیق و با قدرت تفکیک زیاد با این روش انجام شده است. بالون‌ها هم فقط بخشی از آسمان را مشاهده می‌کنند و طیف توانی را در lهای متوسط و بزرگ به ما می‌دهند. نمونه‌های معروف بالون‌ها ماکسیما و بومرنگ (1998 و 2005) بودند.

۳) **مشاهدات خارج جو:** بهترین روش برای رهایی از محدودیت‌های جوی خارج شدن از جو است. مشاهدات تابش زمینه‌ی کیهانی که با استفاده از ماه‌واره انجام می‌شود بهترین نوع مشاهدات است زیرا با استفاده از این روش می‌توان نقشه‌هایی از ناهم‌سان‌گردی‌های تابش زمینه‌ی کیهانی تهیه کرد که هم همه‌ی آسمان را داشته باشد و هم قدرت تفکیک زیادی داشته باشد. به این ترتیب می‌توانیم طیف توانی را برای همه‌ی l ها با دقت خیلی خوبی محاسبه کنیم. یکی از مهم‌ترین این نوع مشاهده‌ها توسط ماهواره‌ی کُبی انجام شد که جایزه‌ی نوبل فیزیک 2006 را برای دست‌اندرکاران آن به ارمغان آورد. بهترین نمونه از این دست، ماموریت ماه‌واره‌ی دبلیومَپ WMAP[13] است. این ماه‌واره که در سال 2001 به فضا پرتاب شد و در نقطه‌ی دوم لاگرانژ زمین و خورشید قرار گرفت، تا کنون 4 سال بدون نقص در آن نقطه کار کرده و ناهم‌سان‌گردی‌های تابش زمینه را با قدرت تفکیک 0.3 درجه قوسی ثبت نموده است. نخستین نتایج دبلیومپ در سال 2003 منتشر شد و کیهان‌شناسی را وارد دوره‌ی نوین ِ بسیار دقیق کرد. طیف توانی ای که بر اساس نتایج دبلیومپ محاسبه شد در شکل ۸ نشان داده شده است و هم‌خوانی نظریه با مشاهدات را (به جز در یک نقطه!) به خوبی نشان می‌دهد. نکته‌ی جالب این است که دبلیومپ، طیف توانی افت‌وخیزهای دمائی تابش زمینه در lهای کوچک تا $l \leq 350$ را به دقیق ترین مقداری که برای بشر ممکن است اندازه‌گیری کرده است. به این معنی که خطای غالبی که در این قسمت از طیف وجود دارد خطای کیهانی است و همان گونه که گفتیم، از روی یک نقشه‌ی تابش زمینه، این انحراف از معیار حد نهایی دقت ممکن برای اندازه‌گیری‌های ماست.

---

[11] http://spt.uchicago.edu

[12] http://www.physics.princeton.edu/act/

[13] صفحه‌ی خانگی این ماموریت را می‌توانید این جا پیدا کنید: http://map.gsfc.nasa.gov/

12 آینده‌ی پژوهش‌های تابش زمینه‌ی کیهانی

تا کنون با مطالعه‌ی ناهم‌سان‌گردی‌های تابشِ زمینه‌ی کیهانی چیزهای زیادی درباره‌ی کیهان‌شناسی و ساختارِ بزرگ مقیاسِ کیهان آموخته‌ایم. ولی با وجودِ همه‌ی پیشرفت‌هایی که تا کنون به دست آمده، هنوز هیجان‌های بزرگی در راه است.

نخستینِ این‌ها، نتایجِ سال‌های بعدی دبلیومپ است. قرار است که نتایجِ سه سال کارِ دبلیومپ شاملِ نقشه‌های قطبشِ ناهم‌سان‌گردی‌های تابشِ زمینه باشد[14]. هنوز بسیاری چیزها را در باره‌ی پیش‌زمینه‌هایی[15] که باعثِ تغییرِ قطبشِ تابشِ زمینه می‌شوند و روش‌های پاک کردنشان از روی نقشه‌ی قطبشِ تابشِ زمینه نمی‌دانیم. هنوز بر سرِ شکلِ جهان به نتیجه‌ی نهایی نرسیده‌ایم. درباره‌ی زمانِ تشکیلِ نخستین ستاره‌ها هنوز ابهام داریم. این پرسش که آیا می‌توان امضای جزییاتِ مدل‌های تورمی را روی تابشِ زمینه مشاهده کرد پرسشی است که روزبه‌روز داغ‌تر می‌شود. گاوسی بودنِ ناهم‌سان‌گردی‌های مشاهده شده‌ی تابشِ زمینه و هم‌سان‌گردی آماری آن‌ها و اهمیتِ آماری انحرافاتی که مشاهده می‌کنیم هنوز موردِ بحث هستند.

از طرفِ دیگر برنامه‌های دیگری برای مشاهده‌ِ دقیقِ ناهم‌سان‌گردی‌های تابشِ زمینه و قطبشِ آن در دستِ انجام هستند. از معروف ترینِ این برنامه‌ها، ماهواره‌ی پلانک[16] است که قرار است در سالِ 2007 به فضا فرستاده شود. منظورِ این برنامه تهیه‌ی نقشه‌های با قدرتِ تفکیکِ خیلی زیاد از ناهم‌سان‌گردی‌های تابشِ زمینه است. همچنین همزمان برنامه‌های زیادی برای مشاهده‌ی دقیقِ قطبشِ ناهم‌سان‌گردی‌های تابشِ زمینه و همچنین مشاهده‌ی ناهم‌سان‌گردی‌های دمایی در lهای خیلی بزرگ در دستِ انجام است که معروف‌ترین‌شان برنامه‌هایی هستند که در قطب و شیلی در دستِ انجام‌اند و پیش‌تر درباره‌شان گفتیم.

به این ترتیب تابشِ زمینه‌ی کیهانی دستِ کم تا ده سالِ دیگر هنوز هم بزرگترین منبعِ اطلاعِ ما از جهانِ نخستین خواهد ماند.

[14] این مقاله پیش از اعلام نتایج WMAP-3 نوشته شد. مقاله‌ها و داده‌های WMAP-3 را در منزگاه‌های WMAP و LAMBDA بیابید.

[15] foregrounds

[16] http://www.planck.fr/

پیوست A. درباره‌ی آمار

در حالت کلی، می‌گوییم یک میدانِ کاتوره‌ای $\Phi(\mathbf{r})$ هم‌گنی آماری دارد اگر میانگین و ممان دوم (هم‌وردایی) آن تحت انتقال $\mathbf{r} \to \mathbf{r} + \delta\mathbf{r}$ ناوردا باشد. یعنی داشته باشیم

$$\begin{aligned} \langle \Phi(\mathbf{r}) \rangle &= \langle \Phi(\mathbf{r} + \delta\mathbf{r}) \rangle, \\ C_\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) &= C_\Phi(\mathbf{r}_1 + \delta\mathbf{r}, \mathbf{r}_2 + \delta\mathbf{r}). \end{aligned} \tag{46}$$

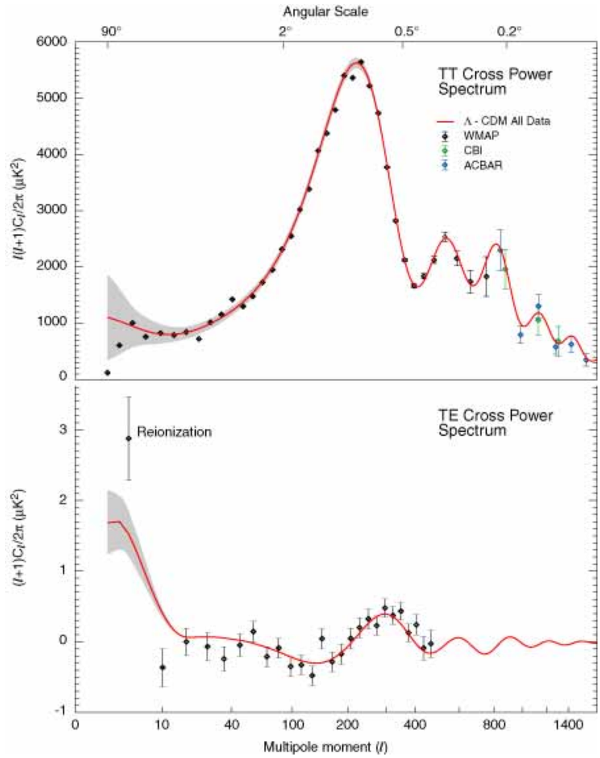
شرط نخست، ثابت بودنِ میانگین است؛ $\langle \Phi \rangle = const.$. برای ساده کردنِ شرط دوم اگر قرار دهیم $\delta\mathbf{r} = -\mathbf{r}_2$ به دست می‌آید $C_\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = C_\Phi(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, 0)$. که می‌گوید تابعِ دو نقطه ای باید فقط تابعِ فاصله‌ی دو نقطه باشد و نه تابعِ مختصاتِ هر نقطه. بنابراین به جای $C_\Phi(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, 0)$ می‌توانیم بنویسیم $C_\Phi(\mathbf{r})$ که معنیش این خواهد بود

$$C_\Phi(\mathbf{r}) = \langle \tilde{\Phi}(\mathbf{r}_1)\tilde{\Phi}(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}) \rangle. \tag{47}$$

در عبارت بالا، $\tilde{\Phi} \equiv \Phi - \langle \Phi \rangle$.

میدان‌های هم‌گنی که تابع دونقطه ایشان، $C_\Phi(\mathbf{r})$، فقط تابعِ اندازه‌ی بردارِ فاصله‌ی دو نقطه، $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$، باشد (و نه تابع جهت آن) گفته می‌شود هم‌سان‌گردی آماری دارند؛

$$C_\Phi(\mathbf{r}) = C_\Phi(r), \qquad r = |\mathbf{r}| = \sqrt{\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}}. \tag{48}$$



شکل ۸: طیف توانی ناهم‌سان‌گردی‌های دمایی تابش زمینه‌ی کیهانی، C_l^{TT}، (بالا) و طیف توانی ترکیبی دما با مولفه‌ی Eی قطبش، C_l^{TE}، (پایین). نقطه‌ها اندازه‌گیری‌های دبلیومپ سال اول را نشان می‌دهند و منحنی سیاه مربوط به بهترین مدل ΛCDM است که به این مشاهدات می‌برازد. نوار خاکستری شکل بالا، انحراف از معیار کیهانی را نشان می‌دهد. این اندازه‌گیری دقیق هم‌خوانی خیلی خوب نظریه با مشاهده را نشان می‌دهد. می‌بینیم که حتی پس از نخستین قله هم خطای مشاهدات کمتر از انحراف از معیار کیهانی است. نقطه‌های سبز و آبی اندازه‌گیری‌های انجام شده بر پایه‌ی مشاهدات CBI و ACBAR که هر دو آزمایش‌های روی زمین هستند را نشان می‌دهد. برای مطالعه‌ی بیشتر، مقاله‌های دبلیومپ سال اول را ببینید. [۲۰، ۲۱، ۲۲].

پیوست B. جدول پارامترهای کیهان‌شناسی

گرفته شده از [۲۰].

Description	Symbol	Value	+ uncertainty	− uncertainty
Total density	Ω_{tot}	1.02	0.02	0.02
Equation of state of quintessence	w	< -0.78	95% CL	—
Dark energy density	Ω_Λ	0.73	0.04	0.04
Baryon density	$\Omega_b h^2$	0.0224	0.0009	0.0009
Baryon density	Ω_b	0.044	0.004	0.004
Baryon density (cm^{-3})	n_b	2.5×10^{-7}	0.1×10^{-7}	0.1×10^{-7}
Matter density	$\Omega_m h^2$	0.135	0.008	0.009
Matter density	Ω_m	0.27	0.04	0.04
Light neutrino density	$\Omega_\nu h^2$	< 0.0076	95% CL	—
CMB temperature (K) [a]	$T_{\rm cmb}$	2.725	0.002	0.002
CMB photon density (cm^{-3}) [b]	n_γ	410.4	0.9	0.9
Baryon-to-photon ratio	η	6.1×10^{-10}	0.3×10^{-10}	0.2×10^{-10}
Baryon-to-matter ratio	$\Omega_b \Omega_m^{-1}$	0.17	0.01	0.01
Fluctuation amplitude in $8h^{-1}$ Mpc spheres	σ_8	0.84	0.04	0.04
Low-z cluster abundance scaling	$\sigma_8 \Omega_m^{0.5}$	0.44	0.04	0.05
Power spectrum normalization (at $k_0 = 0.05$ Mpc^{-1}) [c]	A	0.833	0.086	0.083
Scalar spectral index (at $k_0 = 0.05$ Mpc^{-1}) [c]	n_s	0.93	0.03	0.03
Running index slope (at $k_0 = 0.05$ Mpc^{-1}) [c]	$dn_s/d\ln k$	-0.031	0.016	0.018
Tensor-to-scalar ratio (at $k_0 = 0.002$ Mpc^{-1})	r	< 0.90	95% CL	—
Redshift of decoupling	z_{dec}	1089	1	1
Thickness of decoupling (FWHM)	Δz_{dec}	195	2	2
Hubble constant	h	0.71	0.04	0.03
Age of universe (Gyr)	t_0	13.7	0.2	0.2
Age at decoupling (kyr)	t_{dec}	379	8	7
Age at reionization (Myr, 95% CL))	t_r	180	220	80
Decoupling time interval (kyr)	Δt_{dec}	118	3	2
Redshift of matter-energy equality	z_{eq}	3233	194	210
Reionization optical depth	τ	0.17	0.04	0.04
Redshift of reionization (95% CL)	z_r	20	10	9
Sound horizon at decoupling (°)	θ_A	0.598	0.002	0.002
Angular size distance (Gpc)	d_A	14.0	0.2	0.3
Acoustic scale [d]	ℓ_A	301	1	1
Sound horizon at decoupling (Mpc) [d]	r_s	147	2	2

a) from *COBE*,

b) derived from *COBE*, (Mather, J. C. et al., 1999, ApJ, 512, 511),

c) $l_{eff} \approx 700$,

d) $\ell_A \equiv \pi\theta_A^{-1} \quad \theta_A \equiv r_s\, d_a^{-1}$

مراجع

[1] M. J. White and W. Hu, "The Sachs-Wolfe effect," Astron. Astrophys. **321**, 8 (1997) [arXiv:astro-ph/9609105].

[2] S. Seager, D. D. Sasselov and D. Scott, "A New Calculation of the Recombination Epoch," arXiv:astro-ph/9909275.

[3] S. Seager, D. D. Sasselov and D. Scott, "How exactly did the Universe become neutral?," Astrophys. J. Suppl. **128**, 407 (2000) [arXiv:astro-ph/9912182].

[4] C. P. Ma and E. Bertschinger, "Cosmological perturbation theory in the synchronous and conformal Newtonian gauges," Astrophys. J. **455**, 7 (1995) [arXiv:astro-ph/9506072].

[5] V. F. Mukhanov, H. A. Feldman and R. H. Brandenberger, "Theory Of Cosmological Perturbations." Phys. Rept. **215**, 203 (1992).

[6] W. Hu and N. Sugiyama, "Anisotropies in the Cosmic Microwave Background: An Analytic Approach," Astrophys. J. **444**, 489 (1995) [arXiv:astro-ph/9407093].

[7] U. Seljak and M. Zaldarriaga, "Polarization of Microwave Background: Statistical and Physical Properties," arXiv:astro-ph/9805010.

[8] N. Bartolo, S. Matarrese and A. Riotto, "Non-Gaussianity of Large-Scale CMB Anisotropies beyond Perturbation Theory," JCAP **0508**, 010 (2005) [arXiv:astro-ph/0506410].

[9] E. Komatsu *et al.*, "First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Tests of Gaussianity," Astrophys. J. Suppl. **148**, 119 (2003) [arXiv:astro-ph/0302223].

[10] N. Bartolo, E. Komatsu, S. Matarrese and A. Riotto, "Non-Gaussianity from inflation: Theory and observations," Phys. Rept. **402**, 103 (2004) [arXiv:astro-ph/0406398].

[11] A. Hajian and T. Souradeep, "The Cosmic Microwave Background Bipolar Power Spectrum: Basic Formalism and Applications," arXiv:astro-ph/0501001.

[12] D. Scott, "The standard cosmological model," arXiv:astro-ph/0510731.

[13] N. Turok, U. L. Pen and U. Seljak, "The scalar, vector and tensor contributions to CMB anisotropies from cosmic defects," Phys. Rev. D **58**, 023506 (1998) [arXiv:astro-ph/9706250].

[14] J. Levin, "Topology and the cosmic microwave background," Phys. Rept. **365**, 251 (2002) [arXiv:gr-qc/0108043].

[15] T. Kahniashvili, A. Kosowsky, A. Mack and R. Durrer, "CMB Signatures of a Primordial Magnetic Field," arXiv:astro-ph/0011095.

[16] R. Durrer, T. Kahniashvili and A. Yates, "Microwave Background Anisotropies from Alfven waves," Phys. Rev. D **58**, 123004 (1998) [arXiv:astro-ph/9807089].

[17] J. R. Pritchard and M. Kamionkowski, "Cosmic microwave background fluctuations from gravitational waves: An analytic approach," Annals Phys. **318**, 2 (2005) [arXiv:astro-ph/0412581].

[18] L. Verde, H. Peiris and R. Jimenez, "Optimizing CMB polarization experiments to constrain inflationary physics," arXiv:astro-ph/0506036.

[19] H. V. Peiris *et al.*, "First year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Implications for inflation," Astrophys. J. Suppl. **148**, 213 (2003) [arXiv:astro-ph/0302225].

[20] C. L. Bennett *et al.* [WMAP Collaboration], "First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results," Astrophys. J. Suppl. **148**, 1 (2003) [arXiv:astro-ph/0302207].

[21] G. Hinshaw *et al.* [WMAP Collaboration], "First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Angular Power Spectrum," Astrophys. J. Suppl. **148**, 135 (2003) [arXiv:astro-ph/0302217].

[22] D. N. Spergel *et al.* [WMAP Collaboration], "First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters," Astrophys. J. Suppl. **148**, 175 (2003) [arXiv:astro-ph/0302209].