فصل اول :

تورم چیست؟

تورم چیست؟

۱-۱) مشکلات مدل استاندارد و لزوم وجود دوره تورمی

مدل استاندارد کیهانشناسی بیان می کند که عالم در مقیاسهای بزرگ همگن و همسانگرد است. این مدل به تقریب توسط دمای یکسان تابش زمینه کیهانی که از نقاط مختلف آسمان می رسند، تأیید شده است. تابش زمینه کیهانی توسط آزمایشهای دو ماهواره به نامهای $WMAP$ و $COBE$ مورد مطالعه و اندازه گیری قرار گرفته است. این آزمایشها بیان می کنند که تابش زمینه کیهانی طیفی شبیه به جسم سیاه و دمایی در حدود $T= ۲/۷۲۵K$ دارد. با وجود همگنی در مقیاسهای بزرگ، واضح است که در مقیاسهای کوچک، ناهمگنیهای زیادی وجود دارد که وجود کهکشانها، خوشه های کهکشانی و ستارگان گواهی بر این امر می باشد. زیر بنای کیهانشناسی مدرن، نظریه هسته زائی است که توضیحی از فراوانی عناصر سبک را به دست می دهد. بنابراین، مدل انفجار بزرگ عالم و موفقیتهایش به ما این اطمینان را می دهد که شروع عالم در دوره ای قبل از هسته زائی اتفاق افتاده است.

با شروع از یک دوره قبل از هسته زائی، عالم شامل گازی داغ و بسیار پرچگال بوده است که با انبساط عالم خنک می شود. در ابتدا چگالی ذرات نسبیتی خاص، به نام تابش غالب بودند و سپس ذرات غیرنسبیتی، به نام ماده جایگزین شدند. داستان انفجار بزرگ از تحول نظریه فیزیکی و مشاهدات کیهانشناسی در قرن بیستم آغاز شد.

در دهه۱۹۲۰، هابل با تجزیه و تحلیل نور کهکشانها نشان داد که همه کهکشانها با سرعت v، متناسب با

فاصله شان همواره در حال دور شدن از ما هستند، هرچه فاصله آنها از ما بیشتر باشد، سرعت آنها نیز بیشتر خواهد شد این امر سبب می شود که طول موجهای رسیده به ما از کهکشانهای دورتر دارای انتقال به سرخ بیشتری باشند. این مدل به طور کل ثابت می کند که عالم پایا نیست بلکه در حال انبساط می باشد، او قانون تجربی خود را به شکل زیر ارائه نمود

$$v = Hr \qquad (۱-۱)$$

H پارامتر هابل و r فاصله کهکشان از ما (کهکشان راه شیری) می باشد.

مدل استاندارد کیهانشناسی اگر چه مورد قبول ترین مدل است، اما دارای یک سری مشکلات و مسائلی است که قابل تشریح و حل در چارچوب خود مدل نمی باشند. در اینجا به برخی از مشکلات مدل استاندارد، مانند مسئله افق، همواری در مقیاسهای بزرگ، مسئله تک قطبی مغناطیسی و تختیدگی می-پردازیم. البته به این نکته توجه داریم که این مشکلات دلیلی بر بی ثباتی و بی اعتباری مدل استاندارد نیستند. کیهانشناسان در دهه های گذشته این سوالات را مورد سنجش قرار دادند و حل های مناسبی برای آنها پیشنهاد کردند. تورم یکی از راه حل هایی است که بر پایه تنظیم دقیق پارامترها در قالبی نظری و مبتنی بر توصیف عالم اولیه در یک فاز شتابدار انبساط پایه ریزی شده است.

مسئله تختیدگی

در ابتدا فرض می کنیم که معادلات اینشتین در دوره پلانک، زمانی که دمای عالم در حدود $T_{pl}\sim10^{19}GeV$ بوده ، معتبر باشند. با توجه به معادله فریدمن

$$\Omega-1=\frac{k}{a^2H^2}\quad,\quad\Omega=\frac{\rho}{\rho_c} \qquad (۲-۱)$$

($\rho_c=\frac{3H^2}{8\pi G}$ ، چگالی بحرانی عالم است)، اگر عالم به طور کامل تخت بوده باشد، بنابراین در همه زمانها باید $\Omega=1$ بوده باشد. در مورد دوره های مختلف کیهانشناسی، می توان گفت:

در عصر تابش غالب ، $H^2\propto\rho_R\propto a^{-4}$ و آنگاه

$$\Omega-1\propto a^2 \qquad (۳-۱)$$

در عصر ماده غالب $\rho_M\propto a^{-3}$ و در نتیجه

$$\Omega-1\propto a \qquad (٤-۱)$$

در هر دو مورد $(\Omega-1)$ با کاهش زمان، کاهش می یابد. همانطور که می دانیم امروزه (Ω_0-1) از مرتبه یک است و می توان اینطور نتیجه گرفت که مقدار آن در زمان پلانک t_{pl}

$$\frac{|\Omega-1|_{T=T_{pl}}}{|\Omega-1|_{T=T_0}}\approx\left(\frac{a_{pl}^2}{a_0^2}\right)\approx\left(\frac{T_0^2}{T_{pl}^2}\right)\approx(10^{-64}) \qquad (۵-۱)$$

می باشد، که اندیس صفر مربوط به زمان کنونی است و $T_0\sim10^{-13}GeV$ دمای حال حاضر تابش زمینه کیهانی است. به جهت اینکه مقدار کنونی $(\Omega_0-1)\sim1$ باشد، باید مقدار $(\Omega-1)$ در لحظات آغازین خلقت از مرتبه صفر بوده باشد و این مسئله، تختیدگی نامیده می شود.

مسئله افق

اینگونه به نظر می رسد که فوتونهای منتشر شده از نقاط مختلف آسمان در تعادل گرمایی هستند. در واقع، می توان گفت که عالم از بر هم کنشهای بین نواحی مختلف به چنین تعادلی رسیده است. متأسفانه، در مدل استاندارد، زمانی برای این برهم کنشها قبل از انتشار فوتونها وجود ندارد. مدل استاندارد کیهانشناسی بیان می کند که فوتونها با بقایای ترکیبات (الکترونها و باریونها) در دمایی از مرتبه ۰/۳ ev جفتیده می شوند. این جفتیدگی، درآخرین سطح پراکندگی با انتقال به سرخی در حدود ۱۱۰۰، اتفاق افتاده است و بعد از آخرین سطح پراکندگی، فوتونها هیچ گونه تماسی (رابطه علّی) با یکدیگر نداشتند. به دلیل محدود بودن افق

$$\int_{t_*}^{t_{dec}} \frac{dt}{a(t)} \ll \int_{t_{dec}}^{t} \frac{dt}{a(t)} \qquad (۶-۱)$$

فاصله ای که نور قبل از انتشار فوتونها طی می کند کوچکتر از فاصله افق همراه است. بنابراین، در مدل انفجار بزرگ هیچ دلیلی مبنی بر همگنی تابش زمینه کیهانی وجود ندارد. اما اکنون شواهد رصدی حکایت از همگنی این تابش دارند و این مسئله افق را پیش می کشد.

مسئله تک قطبی مغناطیسی

معمای دیگر مدل استاندارد، از ترکیب مدل انفجار بزرگ با نظریه فیزیک ذرات به وجود می آید. یکی از نکات قابل توجه این است که اگر عالم با ماده غیر نسبیتی شروع شود، چگالی آن به کندی کاهش می یابد و ذراتی به نام تک قطبی مغناطیسی در عصر ماده غالب تشکیل می شوند. چنین ذراتی حاصل از شکست تقارنی نظریه وحدت بزرگ هستند. در عالم اولیه، این ذرات به فراوانی تولید می شوند منوط به اینکه حجم زیادی را نیز اشغال می کند. اما با این تفاسیر، در عالم کنونی هیچ اثری از تک قطبی مغناطیسی نیست. سؤال این است که پس این نقیصه ها اکنون چه شده اند؟

برای حل مشکلات نظریه انفجار بزرگ باید به ۲ نکته توجه کنیم:

نکته اول اینکه، عالم باید از یک دوره غیر بی دررو عبور کند. ممکن است فاز غیر بی دررو، آنتروپی بزرگی که امروزه مشاهده می کنیم را تولید کند.

نکته دوم اینکه، عالم مجبور به عبور از یک دوره ای می باشد که مقیاسهای فیزیکی λ سریعتر از مقیاس افق رشد کنند.

اگر دوره ای در طول تحول عالم وجود داشته باشد که مقیاسهای طول فیزیکی سریعتر از H^{-1} رشد کنند، این بدان معنی است که فوتونها این شانس را داشته اند که در یک دوره اولیه در افق هم باشند و اگر این مسئله رخ دهد، همگنی و همسانگردی تابش زمینه کیهانی به آسانی توضیح داده می شود. فوتونهایی که ما امروزه دریافت می کنیم، از آخرین سطح پراکندگی و از نواحی که رابطه علّی با یکدیگر ندارند منتشر می شوند، اما دارای دمای یکسانی هستند، بدین علت که آنها این شانس را داشته اند که در مراحل اولیه تحول عالم در تماس با یکدیگر باشند.

بنابراین، مرحله تورمی دوره ای از تحول عالم است که در طی آن عالم در فاز شتابدار قرار می گیرد

$$\textbf{تورم} \iff \ddot{a} > 0 \qquad (۷-۱)$$

$$\iff \frac{d(H^{-1}/a)}{\mathrm{dt}} < 0 \qquad (۸-۱)$$

$$\iff p < \frac{-\rho}{3} \qquad (۹-۱)$$

در طول چنین فاز شتابداری عالم به طور بی دررو منبسط می شود و واضح است که شرط غیر بی دررو در دوره تورمی ارضاء نمی شود اما در انتقال فاز بین تورم و شروع فاز تابش غالب آنتروپی زیاد تولید می شود.

۱-۲) عالم تورمی

در بحثهای قبلی چنین آموختیم که یک دوره شتابدار در فازهای اولیه تحول عالم ممکن است مشکلات مدل استاندارد را حل کند. با توجه به معادله شتاب ، $\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{-4\pi G}{3}(\rho + 3p)$ ، داریم

$$\ddot{a} > 0 \iff (\rho + 3\mathrm{p}) < 0 \qquad (۱۰-۱)$$

بنابراین، دوره شتابدار عالم به دست می آید اگر و تنها اگر $p < \frac{-\rho}{3}$.

در نتیجه برای ایجاد تورم، به ماده ای با یک ویژگی غیر معمول و فشار منفی نیازمندیم. در فیزیک ذرات، این نقش بر عهده میدان اسکالری با اسپین صفر می باشد. اگر چه تا کنون مشاهده مستقیمی از ذرات اسکالر بنیادی وجود نداشته است (مانند ذره هیگز)، چنین ذراتی در نظریه فیزیک مدرن گسترش پیدا کرده اند. این ذرات نقش مهمی در شکست تقارنی بین نیروهای بنیادی طبیعت دارند. کیهانشناخت تورمی عرصه ای است که این وظیفه مهم را بر عهده دارد.

این شرایط با یک میدان اسکالر ساده حاصل می شود که ما آن را میدان تورمی[۱] می نامیم. کنش میدان اسکالر φ ، به صورت زیر می باشد

$$S = \int d^4x\sqrt{-g}\,\mathcal{L}_\varphi = \int d^4x\sqrt{-g}\,[\tfrac{1}{2}\partial_\mu\varphi\partial^\nu\varphi - V(\varphi)] \qquad (۱۱-۱)$$

که $\sqrt{-g} = a^3$، برای متریک FRW است.

با فرض اینکه عالم تخت باشد، معادله فریدمن به شکل زیراست

$$H^2 \simeq \frac{8\pi G}{3}[V(\varphi) + \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2] \qquad (۱۲-۱)$$

از معادلات اویلر- لاگرانژ ، معادله کلاین-گوردن[۲] به صورت زیر به دست می آید

۱- Inflaton

۲- Klein-Gordon

$$\ddot{\varphi} + 3H\dot{\varphi} + V'(\varphi) = 0 \qquad (۱۳-۱)$$

که $V'(\varphi) = \frac{dV(\varphi)}{d\varphi}$ است.

معادله پایستگی انرژی عبارت است از

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0 \qquad (۱٤-۱)$$

چگالی انرژی و فشار میدان اسکالر همگن، به صورت زیر تعریف می شوند

$$\rho_{\varphi} = \frac{\dot{\varphi}^2}{2} + V(\varphi) \qquad (۱۵-۱)$$

$$p_{\varphi} = \frac{\dot{\varphi}^2}{2} - V(\varphi) \ . \qquad (۱٦-۱)$$

برای اینکه تورم موفقی داشته باشیم، باید یک سری از پارامترها در شرط تورمی صدق کنند. از این محاسبات ساده به این نتیجه می رسیم که میدان اسکالری که انرژی آن در عالم غالب باشد و انرژی پتانسیل آن بر انرژی جنبشی غلبه کند باعث ایجاد تورم می شود. در نتیجه، اگر $V(\varphi) \gg \dot{\varphi}^2$ باشد، میدان اسکالر به کندی حرکت می کند، به این علت چنین دوره ای را غلتش آهسته می نامیم. با توجه به اینکه عالم در زمانهای اولیه به تقریب تخت بوده است، بنابراین معادلات فریدمن و حرکت به شکلهای زیر

$$\dot{\varphi}^2 \ll V(\varphi) \Longrightarrow H^2 \simeq \frac{8\pi G}{3} V(\varphi) \qquad (۱۷-۱)$$

$$\ddot{\varphi} \ll 3H\dot{\varphi} \Longrightarrow 3H\dot{\varphi} = -V'(\varphi) \qquad (۱۸-۱)$$

می باشند. این تقریبها منجر به تعریف پارامترهایی می شود که کوچک بودن آنها هم ارز معادلات زیر می باشند، که به این پارامترها، پارامترهای غلتش آهسته می گوییم:

$$\varepsilon = -\frac{\dot{H}}{H^2} = \frac{1}{16\pi G}\left(\frac{V'}{V}\right)^2 \ , \qquad (۱۹-۱)$$

$$\eta = \frac{1}{8\pi G}\left(\frac{V''}{V}\right) = \frac{1}{3}\frac{V''}{H^2} \qquad (۲۰-۱)$$

پارامتر ε ، تغییرات پارامتر هابل نسبت به زمان را مشخص می کند. با توجه به رابطه زیر

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \dot{H} + H^2 = (1-\varepsilon)H^2 \qquad (۲۱-۱)$$

تورم تنها هنگامی به دست می آید که $\varepsilon < 1$ باشد و به محض اینکه این شرط دچار نقض شد، تورم پایان می پذیرد. در حالت کلی تورم غلتش آهسته وقتی اتفاق می افتد که $1 \gg \varepsilon$ و $1 \gg |\eta|$ باشد. در طول تورم، پارامترهای ε و η می توانند ثابت در نظر گرفته شوند زیرا پتانسیل $V(\varphi)$ خیلی تخت است.

۱-۳) تورم و حل مشکلات مدل استاندارد

مسئله تختیدگی

تورم می تواند به زیبایی مسئله تختیدگی را حل کند. همانطور که می دانیم در دوره تورم، آهنگ هابل ثابت است و بنابراین

$$\Omega - 1 = \frac{k}{a^2H^2} \propto \frac{1}{a^2} \ . \qquad (۱-۲۲)$$

ازآنجا که مقدار $(\Omega_0 - 1)$ درحال حاضر از مرتبه یک است، مقدار $(\Omega - 1)$ در شروع فاز تابش باید در حدود $|\Omega - 1| \sim 10^{-60}$ باشد.

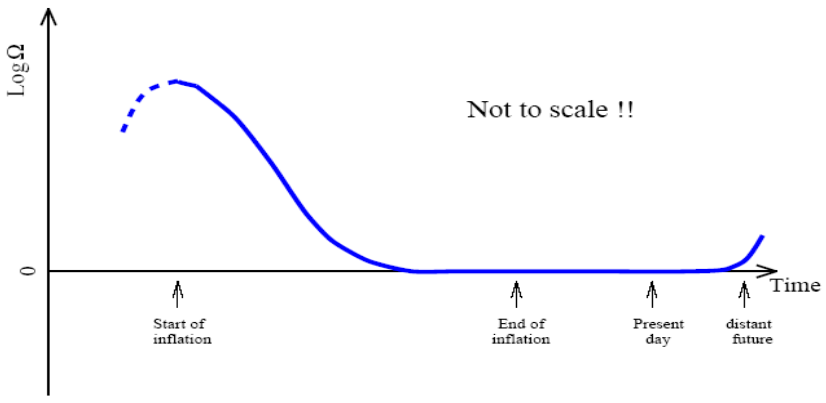
از طرفی دیگر، شروع فاز تابش غالب را برابر با پایان تورم در نظر می گیریم ، بطوریکه

$$|\Omega - 1|_{t=t_f} \sim 10^{-60}$$

و در دوره تورم

$$\frac{|\Omega-1|_{t=t_f}}{|\Omega-1|_{t=t_i}} = \left(\frac{a_i}{a_f}\right)^2 = e^{-2N} \qquad (۱-۲۳)$$

است. با توجه به اینکه $|\Omega - 1|_{t=t_i}$ را از مرتبه یک گرفتیم، به منظور حل مسئله تختیدگی، لازم است که $N \approx 70$ باشد.



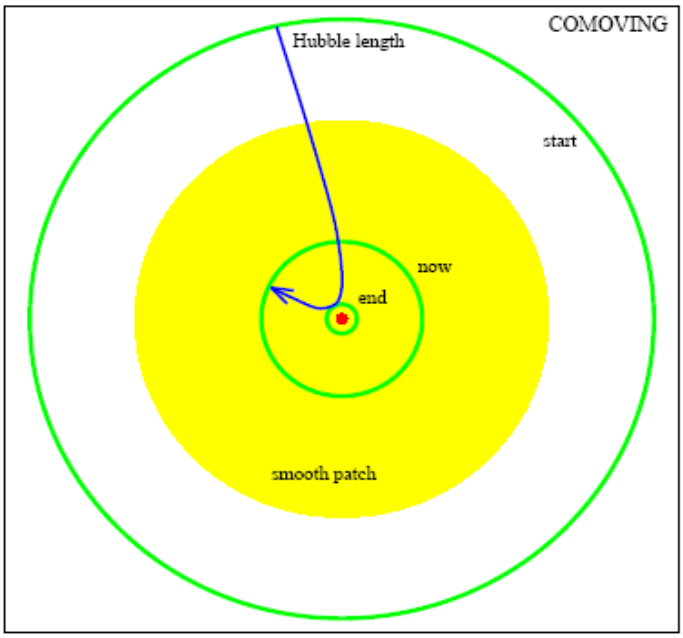
شکل ۱-۱- تحول Ω [۱].

مسئله افق

انبساط تورمی به خوبی می تواند مسئله افق را نیز حل کند. با توجه به رابطه

$$\int_{t_*}^{t_{dec}} \frac{dt}{a(t)} \gg \int_{t_{dec}}^{t} \frac{dt}{a(t)} \qquad (۱-۲٤)$$

تورم می تواند مسافت بیشتری را بین بازه زمانی انفجار بزرگ و زمان واجفتیدگی نسبت به زمان واجفتیدگی و زمان کنونی طی کند. به خاطر داریم که در دوره تورمی طول هابل همراه کاهش می یابد. در واقع طول هابل بیان می کند که نواحی قابل مشاهده بعد از تورم کوچکتر از نواحی مشابه قبل از شروع تورم می باشند (شکل۱-۲). بنابراین، در دوره تورمی یک ناحیه هموار به واسطه برهم کنشهای علّی به وجود می آید و حتی بعد از پایان تورم عالم مشاهداتی ما در این ناحیه هموار باقی می ماند.



شکل ۱-۲- حل مسئله افق. طول هابل اولیه بسیار بزرگ بوده است و بخش همواری تشکیل می شود. سپس تورم این طول را کاهش می دهد و حتی بعد از تورم عالم مشاهداتی ما درون این ناحیه هموار باقی می ماند[۱].

مسئله تک قطبی مغناطیسی

برای مسئله تک قطبی های بر جای مانده از دوره های آغازین عالم، نظریه تورمی بیان می کند که یک انبساط فوق العاده زیاد در این عصر باعث رقیق شدن چگالی آنها شده است. از آنجا که می دانیم، چگالی با سرعت بیشتری نسبت به ثابت کیهانشناسی تقلیل می یابد، در نتیجه، یک انبساط به اندازه کافی بزرگ می تواند دلیلی باشد بر اینکه ذرات به علت کاهش چگالی شان، در زمان کنونی قابل مشاهده نیستند.

البته باید توجه کرد که در پایان تورم به علت اینکه دمای عالم به مقدار چشم گیری بالا نبوده است، امکان تولید مجدد این نقیصه ها وجود نداشته است.

۱ -٤) دینامیک تورمی

همانطور که از قبل ذکر شد، مدل انفجار بزرگ موفقیتهای زیادی در توضیح تصویر کلی از عالم فراهم کرد. این مدل در زمینه انبساط عالم و با حضور تابش زمینه کیهانی یک نظریه موفق قلمداد می شد. اما مشکلاتی در این مدل وجود داشت که در اوایل دهه ۸۰ قرن گذشته از طریق ایده تورمی حل شد.

مرحله تورمی دوره ای از تحول عالم است که در طی آن عالمی با انبساط شتابدار مثبت داریم، $\ddot{a} > 0$.

از نسبیت عام به خاطرداریم که برای درک تورم، معادله حالتی به شکل $p < \frac{-\rho}{3}$ مورد نیاز است.

بنابراین، از دیدگاه فیزیک ذرات ثابت شد که میدان اسکالر می تواند چنین معادله حالتی را فراهم کند. میدان اسکالر دارای دو نقش اساسی است، اول اینکه باید چگالی انرژی مناسبی برای هدایت دوره تورمی فراهم کند، دوم اینکه افت و خیزهای میدان اسکالر باید شکل مناسبی برای افت و خیزهای چگالی در عالم فراهم کنند. نکته جالب اینکه تورم یک پارادایم[۱] است و نه یک نظریه. بنابراین، نمی تواند پیشگوئی های خاصی مانند مدل استاندارد فیزیک ذرات انجام دهد. هر مدل خاصی از تورم پیشگوئی های معینی را انجام می دهد، اما تمامی این مدلها ترکیب خاصی را پیگیری می کنند که در همه مدلها مشترک است.

دو درک دینامیکی متمایز از تورم وجود دارد که به عنوان تورم سرد و داغ می شناسیم.

تورم سرد، تصویر استاندارد دینامیک تورمی و دارای آنتروپی ثابت می باشد. در این تصویر تابش انتقال به سرخ یافته و عالم با خلأ پر می شود که نتیجه ای از انبساط نمائی می باشد. در فاز تورم سرد به علت انبساط عالم دما به شدت کاهش می یابد و با یک دوره نهایی که گرمای از دست رفته این دوره در آن جبران می شود به دوره تابش غالب می پیوندد.

اختلالات تولید شده در طول این تورم، اختلالات حالت پایه می باشند و تغییرات میدان اسکالر در آن

---

۱ - Paradigm

توسط معادلات تغییرات حالت پایه به دست می آیند. در این مدل اختلالات گرمایی وجود ندارند و اختلا-
لات چگالی بی دررو هستند.

تورم داغ بخش اصلی تورم محسوب نمی شود، اما تکمیل کننده تصویر اصلی (تورم سرد) است.

مطلب مهم در دینامیک تورمی، تحول میدان اسکالر می باشد که در طول تورم انرژی بیشتری را حمل می کند . در سناریوی تورم داغ، به واسطه بر هم کنش میدان اسکالر با میدانهای دیگر، اثرات اتلافی بوجود می آیند. بنابراین، در این مدل تورمی تولید تابش همزمان با انبساط تورمی رخ می دهد.

از دیدگاه مکانیک آماری، میدان اسکالر انرژی خود را به میدانهای پراکنده شده خواهد داد و تمام سیستم این انرژی را بطور یکسان در خود پخش خواهند کرد. در این مدل افت وخیزهای چگالی، از افت وخیزهای گرمائی به جای افت و خیزهای کوانتومی بوجود می آیند. هنگامی تورم داغ پایان می پذیرد که عالم گرم و تابش غالب شود، در این دوره، تورم عالم متوقف می شود و همواری وارد تابش حاکم بر فاز انفجار بزرگ می شود.

در ادامه به تفضیل به بررسی دو دینامیک بیان شده فوق می پردازیم.

۱-٤-۱) تورم سرد

این مدل را به عنوان تصویر استاندارد دینامیک تورمی می شناسیم[۳،٤،۵]. در این سناریو، میدان اسکالر منزوی است، بنابراین با هیچ چیز به غیر از گرانش بر هم کنش نمی کند، شکل (۱-۳). تحول میدان اسکالر در عالم FRW توسط معادله کلاین- گوردن[۱] توصیف می شود

$$\ddot{\varphi} + 3H\dot{\varphi} - \frac{\nabla^2\varphi}{a^2} + V'(\varphi) = 0 \qquad (۲۵-۱)$$

در این معادله جمله $3H\dot{\varphi}$ ، مشابه جمله اصطکاکی عمل می کند و منشأ آن جفتیدگی میدان اسکالر با متریک زمینه می باشد.

میدان تورمی به عنوان محرک تورم عمل می کند و به علاوه بذری برای افت و خیزهای چگالی فراهم می-سازد. برای اینکه تورم رخ دهد، باید انرژی پتانسیل میدان اسکالر غالب باشد. این بدان معنی است که انرژی پتانسیل $V(\varphi)$ باید بزرگتر از انرژی جنبشی باشد،

$$V(\varphi) \gg {\dot{\varphi}^2}/{2} \qquad (۲۶-۱)$$

و برای اینکه تورم کافی داشته باشیم باید این شرط برای یک بازه زمانی مناسب ادامه پیدا کند. روش معمول برای رسیدن به این شرط آن است که میدان اسکالر به سمت همگنی حرکت کند که در این صورت معادلات تحولی میدان اسکالر ساده می شوند و به شکلهای تقریبی زیر در می آیند

$$3H\dot{\varphi} + V'(\varphi) \approx 0 \qquad (۲۷-۱)$$

$$3H^2 \approx 8\pi G V(\varphi) \qquad (۲۸-۱)$$

پایداری این تقریبها توسط یک سری از پارامترهای غلتش آهسته[۲] برقرار می شوند،

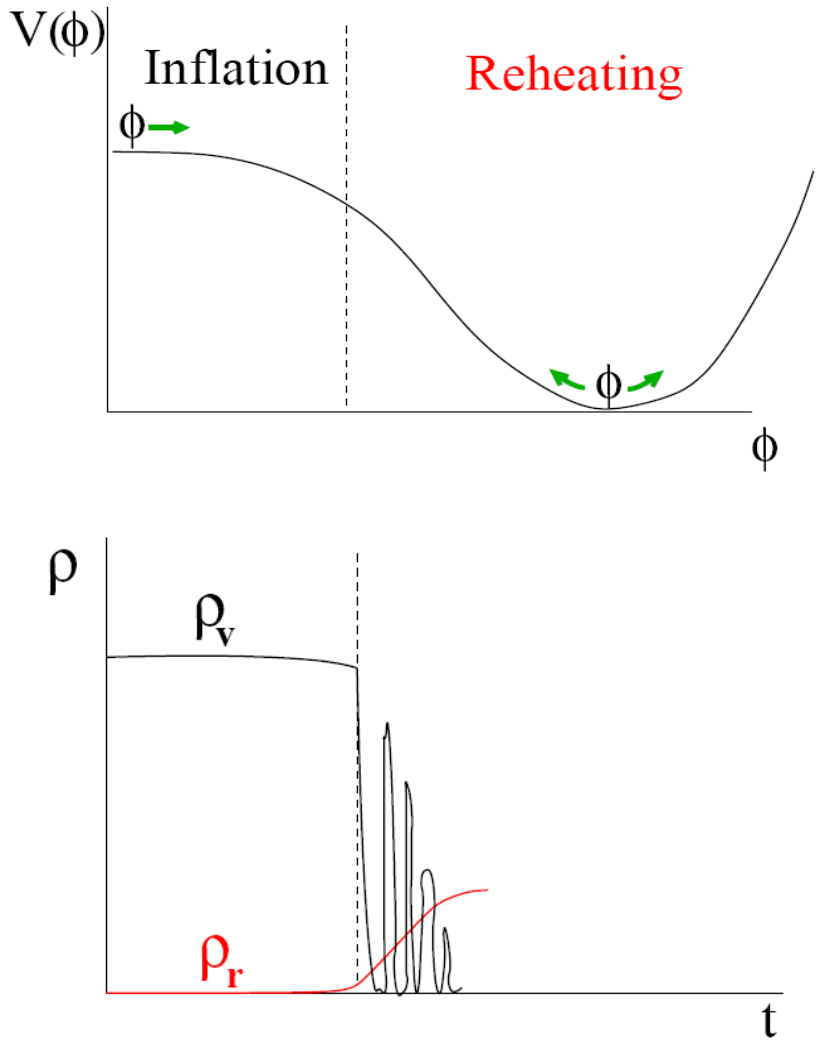
۱- Klein- Gordon

۲- Slow-roll Parameters

$$\varepsilon \equiv \frac{m_P^2}{2}\left(\frac{V'}{V}\right)^2 \ll 1 \qquad (۲۹-۱)$$

$$\eta \equiv m_P^2 \frac{V''}{V} \ll 1 \quad . \qquad (۳۰-۱)$$

که $m_{\mathrm{P}}^{-2} \equiv 8\pi G$ و بنابراین $m_{\mathrm{P}} = 2.4 \times 10^{18}\ \mathrm{GeV}$ است.



شکل ۱-۳- تصویر تورم سرد. شکل بالا تحول میدان اسکالر و شکل پایین تحول چگالی انرژی خلأ و تابش را نشان می دهد [٤].

اگر این شرایط در ناحیه ای از فضا برقرار باشند، در نتیجه آنها تورم رخ می دهد. نکته حائز اهمیتی که

وجود دارد این است که بدانیم چگونه فاکتور مقیاس در سناریوی تورمی رشد می کند. از معادلات تقریبی (۱–۲۷) و (۱–۲۸) به دست می آوریم $\dot{H} = -\varepsilon$ و بنابراین برای $\varepsilon \ll 1$ ، انبساط به تقریب ثابت است. از معادله (۱–۲۸) می بینیم که $a(t) \approx a(0)exp\,(Ht)$، که $H^2 \approx {8\pi GV}/{3}$ و در نتیجه فاکتور مقیاس به طور نمائی رشد می کند. در طول تورم سرد ، چگالی انرژی خلأ بزرگ و به تقریب ثابت است، (شکل(۱–۳)). از آنجا که چگالی انرژی تابش قابل چشم پوشی است، به این علت، آن را تورم سرد می نامیم. در این حال دافعه گرانشی ، فشار منفی در فاز شتابدار عالم فراهم می کند.

مقدار تورم از نسبت فاکتور مقیاس در پایان تورم a_{EI} به شروع تورم a_{BI} به دست می آید، که آن را با عدد e-folds ، N_e ، نشان می دهند

$$N_e \equiv ln\frac{a_{EI}}{a_{BI}} \qquad (۱–۳۱)$$

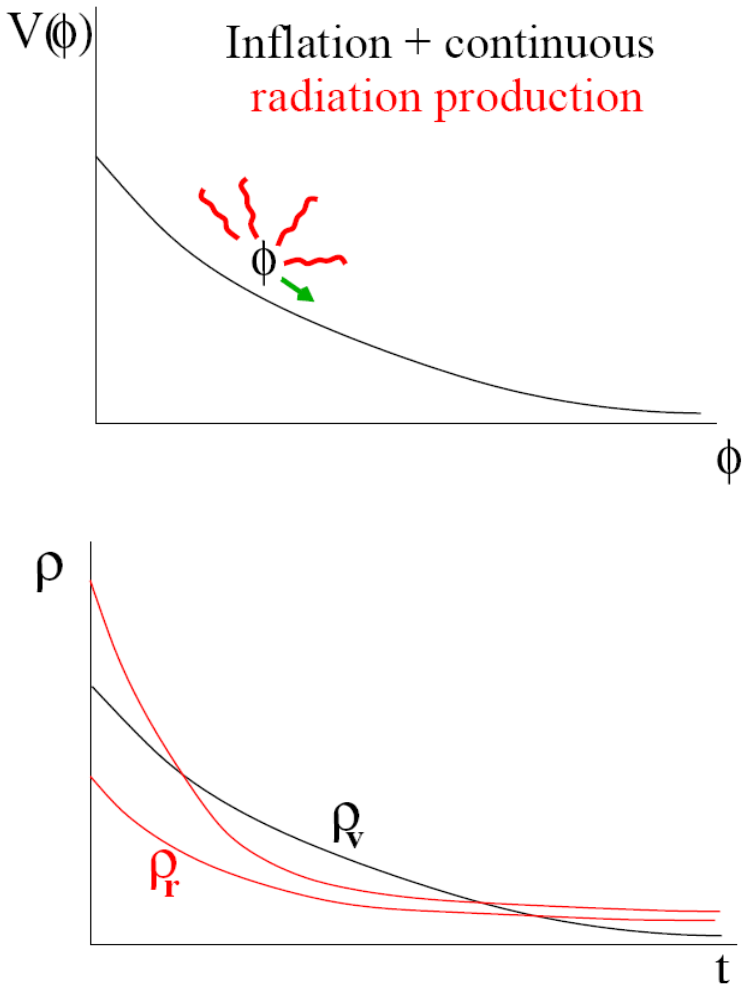
برای حل مشکلات مدل استاندارد کیهانشناسی، به حدود ۶۰ عدد e-folds نیاز داریم.

تورم هنگامی پایان می پذیرد که انرژی پتانسیل میدان تورمی کوچکتر از انرژی جنبشی آن شود. اگر میدان تورمی با میدانهای دیگر بر هم کنش کند، نوسانات میدان تورمی منجربه تولید ذراتی خواهد شد که چگالی انرژی تابشی را افزایش می دهد. فرایندی که در آن انرژی میدان تورمی به میدان تورمی تابش منتقل می–شود، باز گرمایش[۱] نام دارد. این دوره را به عنوان رویدادی بسیار کوتاه بعد از تقریب غلتش آهسته در نظر می گیریم.

۱- Reheating

۱-٤-۲) تورم داغ

نوع دیگری از دینامیک تورمی، تورم داغ نامیده می شود [٤،٥،٣]. در این تصویر، که مشابه تورم سرد است، میدان اسکالر تورمی با انرژی پتانسیل غالب است. در این سناریو، میدان تورمی به عنوان یک میدان غیر بر هم کنشی مجزا در سناریوی تورمی نمی باشد، شکل(۱-٤) دینامیک تورم داغ را نشان می دهد.



شکل ۱-٤- تصویر تورم داغ. شکل بالا تحول میدان اسکالر و شکل پایین تحول چگالی انرژی خلأ و تابش را نشان می دهد[٤].

به ویژه، تفاوت بین تورم سرد و داغ در $\rho_r{}^{1/4} \approx H$ است که ρ_r چگالی انرژی تابشی در طول تورم و

H پارامتر هابل می باشد. در نتیجه، $\rho_r{}^{1}/_{4} > \mathrm{H}$ رژیم تورمی داغ و $\rho_r{}^{1}/_{4} < H$ رژیم تورمی سرد را نشان می دهد. این معیار مستقل از گرما می باشد، اما اگر چنین موردی رخ دهد، به نظر می رسد این معیار میزان رژیم تورم داغ مطابق با $\mathrm{T} > \mathrm{H}$ را بیان می کند. این شرط به آسانی قابل فهم است، از آنجا که جرم میدان تورمی در طول تورم $m \approx H$ می باشد و بنابراین هنگامی که $\mathrm{T} > \mathrm{H}$ باشد، افت و خیزهای میدان اسکالر مهم خواهند شد.

برهم کنش میدان تورمی با میدانهای دیگر، باعث حضور جمله اتلافی در معادله تحولی میدان اسکالر می شود، این معادله به صورت زیر است

$$\ddot{\varphi} + (3H + \Gamma)\dot{\varphi} - \frac{\nabla^2\varphi}{a^2} + V'(\varphi) = 0 \qquad (۳۲-۱)$$

$\Gamma\dot{\varphi}$ جمله اتلافی می باشد. هرگاه انرژی پتانسیل $\mathrm{V}(\varphi)$ (چگالی انرژی خلأ) بزرگتر از چگالی انرژی تابش ρ_r و همچنین انرژی جنبشی باشد، تورم اتفاق می افتد. برای عالمی که با تابش و خلأ پر شده است، معادله شتاب $\ddot{a} = \frac{8\pi G a(\rho_V - \rho_r)}{3}$ می شود، بنابراین برای عالم شتابدار باید، $\rho_{\mathrm{v}} > \rho_{\mathrm{r}}$ باشد.

اختلاف دیگر این دوره با تورم سرد در تحول چگالی انرژی است، شکل (۱-٤). در تورم داغ چگالی انرژی تابش صفر نیست، به دلیل اینکه انرژی خلأ به طور دایم با آهنگ $\dot{\rho}_V = -\Gamma\dot{\varphi}^2$ اتلاف می شود. معادله پایستگی انرژی برای سیستمی که شامل خلأ و تابش می باشد عبارت است از

$$\dot{\rho}_{\mathrm{r}} = -4\mathrm{H}\rho_{\mathrm{r}} + \Gamma\dot{\varphi}^2. \qquad (۳۳-۱)$$

در این معادله، دومین جمله سمت راست به عنوان منبعی است که انرژی تابش را تأمین می کند، در حالی که جمله اول، جمله کاهشی است که باعث تحلیل آن می شود.

پارامترهای غلتش آهسته برای تورم داغ به صورت

$$\varepsilon \equiv \frac{m_P^2}{2}\left(\frac{V'}{V}\right)^2 \qquad (۳٤-۱)$$

$$\eta \equiv m_P^2 \frac{V^{"}}{V} \quad , \tag{۳۵-۱}$$

$$\beta = m_P^2 \left(\frac{\Gamma' V'}{\Gamma V}\right). \tag{۳۶-۱}$$

تعریف می شوند. همچنین شرایط غلتش آهسته برای تورم داغ به صورت

$$\varepsilon < 1 + r \quad , \ \eta < 1 + r \quad , \beta < 1 + r \,. \tag{۳۷-۱}$$

بیان می شوند. که پارامتر r را به عنوان پارامتر اتلافی می شناسیم و طبق تعریف عبارت است از

$$r \equiv \frac{\Gamma}{3H} \tag{۳۸-۱}$$

دو رژیم قابل تعریف در این مدل وجود دارد: رژیم اتلافی ضعیف و قوی. رژیم اتلافی قوی[۱] در تورم داغ معادل با $r \gg 1$ است و رژیم اتلافی ضعیف[۲] در تورم داغ برابر با $r \ll 1$ می باشد. اگر r بزرگ باشد، شرایط غلتش آهسته می توانند ضعیف تر از شرایط مشابه برای تورم سرد باشند.

در تورم پنج مقیاس مهم وجود دارد، ۱- انرژی خلأ $E_{\mathrm{V}} \equiv \rho_{\mathrm{V}}{}^{1/4}$ ، ۲ - انرژی تابش $E_{\mathrm{r}} \equiv \rho_{\mathrm{r}}{}^{1/4}$ ، ۳- مقیاس هابل H ، ٤- جرم میدان تورمی $m \equiv V^{"}(\varphi)$ و ٥- ضریب اتلافی Γ .

در تورم سرد این پنج مقیاس انرژی به شکل زیر با یکدیگر در ارتباط هستند

$$E_{\mathrm{V}} > \mathrm{E_r} \text{ -۱} \quad ، H > m \text{ -۲} \quad ، m > E_r \text{ -۳} \quad ، H \gg \Gamma \text{ -٤}$$

شرط (۱) ، شرط کمینه ای در نسبیت عام برای وجود دوره تورمی می باشد. شرط (۲)، در واقع شرط غلتش آهسته است. شرط (۳)، بیان می کند که عالم در رژیم دمایی پایین قرار دارد، بطوریکه تابش سهم ناچیزی در افت و خیزهای میدان تورمی دارد. سرانجام در مورد شرط آخر می توان گفت که اثرات اتلافی

۱- Strong Dissipation

۲- Weak Dissipation