

Big Bang e inflacção (II) (*)

A. L. L. VIDEIRA

Departamento de Física, Universidade de Évora

Centro de Física da Matéria Condensada — Av. Prof. Gama Pinto, 2 — 1699 Lisboa Codex

«Conta; que agora vem co'os áureos freios
Os cavalos que o carro marchetado
Do novo Sol, da fria Aurora trazem;
O vento dorme, o mar e as ondas jazem».

CAMÕES

1. A Era de Planck

A energia mais elevada, acima da qual não se pode, actualmente, fazer quaisquer previsões quantitativas é aquela à qual o raio de Schwarzschild e o comprimento de onda de Compton da chamada massa de Planck, M_p , são iguais: $M_p G/c^2 = \hbar/M_p c$, o que dá para essa energia o valor de $M_p c^2 \equiv (\hbar c/G)^{1/2} c^2 \sim 10^{19}$ GeV. Essa energia determinada a *era de Planck* do Universo, caracterizada, ainda, por um comprimento $l_p = (G\hbar/c^3)^{1/2} \sim 10^{-33}$ cm, um tempo $t_p \equiv (G\hbar/c^3)^{1/2} \sim 10^{-43}$ s, uma temperatura $T_p \equiv k_B^{-1} c^7 / \hbar G^2 \sim 10^{32}$ °K e uma densidade $\rho_p \equiv M_p/l_p^3 = M_p^4 (c^3/\hbar^3) \sim 10^{94}$ g.cm⁻³.

Na era de Planck (1), admite-se que existisse uma simetria completa entre as quatro interacções (gravitacional, fraca, electromagnética e forte). O grupo de gauge unificado de uma certa teoria de grande unificação (GUT), como, por exemplo, (SU(5)), quebra-se espontaneamente a uma certa temperatura crítica, directamente proporcional à constante de acoplamento de gauge e à escala de unificação, podendo ser calculada com base em dados de baixas energias [1]. Por outro lado, segundo o modelo padrão de um Big Bang quente (§ 3 e 5, Parte I), o Universo teve início num estado quase homogéneo e isotrópico, com densidade e temperatura quase infinitas, expandindo-se rapidamente a partir daí. A rigor, esse modelo, baseado na Teoria da Relatividade Geral (TRG), prevê, como vimos, uma singularidade espaço-temporal, na qual todos os parâmetros dinâmicos divergem para infinito.

Ora, como não é de esperar que uma descrição inteiramente clássica da matéria (tratada como um gás ideal) permaneça adequada a temperaturas muito elevadas ($T \geq m_{\text{rep}}$), um tal modelo não deverá certamente continuar a ser válido nas vizinhanças da era de Planck. Assim, não é de estranhar que o modelo puramente clássico de um Big Bang quente — a par dos seus grandes e reconhecidos sucessos (expansão cósmica, radiação de fundo de microondas, nucleossíntese primordial de hidrogénio e hélio) — envolva inevitáveis problemas, os principais dos quais vêm referidos a seguir.

2. Problemas do Modelo Padrão

a) *O problema da singularidade inicial:* Uma singularidade numa teoria é sinal inequívoco de alarme. Uma singularidade espaço-temporal, associada a valores infinitos da densidade e da temperatura, envolve, nada mais nada menos saber-se como se poderá, a partir de uma situação na qual a física *não* vale, passar para uma situação não-singular, com todos os seus parâmetros associados tendo valores finitos e fixados por determinadas leis.

(*) Parte I publicada em Gaz. Física, 11, 63-70 (1988).

(1) Em unidades de tempo de Planck, t_p , a idade do Universo é de, pelo menos, sessenta potências de dez: $t_U \sim 10^{60} t_p$.

b) *O Problema do horizonte*: Esta questão pode ser posta de diferentes maneiras. Diz-se, por exemplo, que existe um horizonte quando existem regiões do espaço que não podem enviar sinais luminosos (e, portanto, nenhuns outros) entre si, o que significa que essas regiões não podem comunicar entre si. Ou seja, a velocidade finita de propagação da luz separa o Universo em regiões (causalmente coerentes), as quais ainda não tiveram tempo de se comunicar entre si, desde o início do Universo. Desse modo, a aceitar-se o modelo padrão, regiões da radiação de fundo de microondas separadas na esfera celeste por ângulos $\geq 30^\circ$ não poderiam ter estado relacionadas casualmente quando (ou antes) da época em que essa radiação sofreu a última difusão. Como explicar, então (dentro do modelo padrão) que essas regiões aparentemente independentes tenham hoje (dentro de uma precisão de uma parte em mil) a mesma temperatura e a mesma densidade da radiação?

c) *O Problema do Achatamento*: Como vimos no final do § 5 da Parte I, a evidência observacional sugere que, hoje, o Universo seja quase plano e, portanto, *muito* mais plano ainda no início da sua expansão. Se assim for, isso seleccionaria a solução $k = 0$, $q_0 = 1/2$, $\Omega_0 = 1$ do modelo padrão, excluindo as outras duas ($k = \pm 1$, $q_0 \leq 1/2$, $\Omega_0 \leq 1$).

d) *O Problema dos Monopólos Magnéticos*: Todas as teorias de grande unificação prevêm a existência de partículas estáveis super-pesadas ($m \sim m_X \sim 10^{15}$ GeV) e carregadas magneticamente — os chamados monopólos magnéticos — que, de acordo com o Big Bang quente padrão, deverão ter surgido logo nos primeiros instantes do Universo e serem tão abundantes quanto os prótons (o que faria com que a densidade do Universo fosse $\sim 10^{15} \rho_0 \sim 10^{15} \cdot 10^{-29} \text{ g.cm}^{-3} = 10^{-14} \text{ g.cm}^{-3}$). Apesar de insistentes buscas, nenhum foi detectado até agora. Onde param eles?

e) *O Problema das Heterogeneidades*: Numa escala de 10^{10} pc, a distribuição de

matéria desvia-se da homogeneidade por menos de uma parte em mil. Por outro lado, em escalas menores, o Universo é altamente heterogéneo, contendo galáxias e aglomerados de galáxias, regiões vazias e estruturas filamentosas com dimensões $\geq 10^8$ pc. Como surgiram essas heterogeneidades?

3. O Universo Inflacionário

A partir do início dos anos oitenta, tem-se desenvolvido modelos — envolvendo métodos clássicos e quânticos — que permitem a elucidação das dificuldades acima referidas, desde que haja crescimento exponencial (ou quase exponencial) do parâmetro de escala, $R(t)$, pelo menos durante um certo intervalo de tempo. São esses os modelos de expansão inflacionária do Universo, nos quais a matéria é descrita por meio de uma teoria quântica de campos — uma GUT, como, por exemplo, SU(5) — acoplada a uma teoria clássica (a única disponível) do campo gravítico, a TRG.

A motivação subjacente às diversas versões inflacionárias é a de procurar determinar as condições para que o Universo disponha das propriedades efectivamente observadas: alto grau de isotropia e pequeno grau de heterogeneidade, grande proximidade da densidade crítica necessária para o achatamento, além da eliminação da necessidade de uma singularidade espaço-temporal (com todos os seus graves inconvenientes), e a ausência de monopólos magnéticos.

Em qualquer das versões inflacionárias, o Universo passa por um estágio de expansão exponencial, durante o qual ele permanece num estágio tipo vácuo contendo campos clássicos (quase) homogéneos, mas nenhuma (ou quase nenhuma) partículas. Esses são os campos de Higgs das GUT, que desempenham o papel de um estado instável do vácuo e cujo decaimento pode aquecer o Universo.

Vimos (§ 5 da Parte I) que, durante a sua expansão «normal», no modelo do Big Bang, à medida que o Universo se vai expan-

dindo, vai também arrefecendo «normalmente», de acordo com a lei $RT = \text{cte}$. Na expansão inflacionária, o que se tem é muito mais drástico, de modo que, numa das suas versões, devido à rapidez da expansão durante $\sim 10^{-35}$ s, o Universo sobrearrefece (2). Este sobrearrefecimento está relacionado ao aprisionamento de um campo de Higgs num estado de energia mais alta, a qual, ao ser libertada mais ou menos subitamente (transição de fase) dá lugar ao processo inflacionário. Foi um roteiro como esse que Alan Guth do MIT idealizou em 1980 [2], seguindo uma proposta de Alexei Starobinsky do Instituto Landau de Moscovo [3].

Pouco depois, Andrei Linde do Instituto de Física Lebedev de Moscovo [4] e, independentemente, Andreas Albrecht e Paul Steinhardt da Universidade da Pensilvânia [5], propuseram uma outra versão, chamada de *nova inflação* e já no ano seguinte Linde [6] propôs uma outra versão ainda, a *inflação caótica*, que, possivelmente, será mais simples e natural do que os demais cenários inflacionários e que, por isso mesmo, será o único aqui tratado por nós.

O Universo inflacionário tem início, ou a partir de uma singularidade tipo Big Bang, ou de uma flutuação quântica de uma métrica espaço-temporal não clássica pré-existente. Para densidades muito elevadas — certamente para densidades maiores do que a densidade de Planck (3), $\rho_p \propto M_p^4$ — acredita-se que as flutuações quânticas do vácuo físico sejam tão grandes que não faça sentido considerar uma geometria espaço-temporal clássica do tipo usual. Considera-se, em contrapartida, uma «espuma» espaço-temporal flutuante, com «bolhas» de dimensão típica $l \geq l_p$ ($\propto M_p^{-1}$) $\sim 10^{-33}$ cm. Uma possibilidade é considerar bolhas associadas a energias da ordem da massa do mesão X, $m_X \sim T_{\text{GUT}} \sim 10^{15}$ GeV, o que dá $l \sim m_X^{-1} \sim 10^{-26}$ cm.

Essas bolhas, devido a algum mecanismo (descrevemos um deles, a seguir), poderão começar a expandir-se isoladamente, cada uma à sua maneira. Assim, haverá bolhas com taxas

de expansão suficientemente baixas, de modo a deixarem de crescer logo após tempos microscópicos (ou mesmo macroscópicos, mas muito inferiores a $t_U \sim 10^{18}$ s); ou então, bolhas expandindo-se tão rapidamente que o arrefecimento do seu conteúdo dinâmico seja tal que impeça, por exemplo, o congelamento de bariões. Um Universo como o nosso teria uma taxa «correcta» de expansão, isto é, teria a taxa exactamente adequada para uma expansão suficientemente longa, que permita, inclusive, o aparecimento de observadores (4). Algumas das bolhas, uma vez cessada a expansão (após um intervalo finito de tempo), iniciariam um processo de colapso.

A inflação tem início em $t \geq t_p$, dando lugar, no nosso Universo — como veremos a seguir — a uma expansão por um factor de 10^{10^8} em $\Delta t \sim 10^{-35}$ s (que deve ser comparada com uma expansão por um factor de 10^{30} em $\Delta t \sim t_U \sim 10^{18}$ s, do modelo do Big Bang padrão). Esse período inflacionário é sucedido por um interlúdio de aquecimento, após o qual

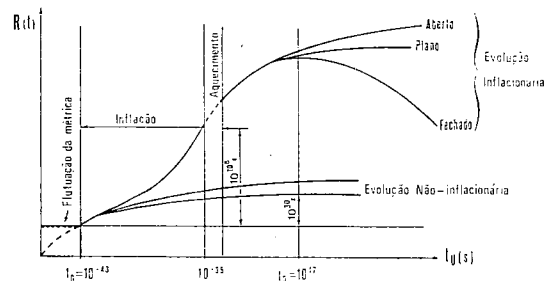


Fig. 1 — A expansão cósmica segundo o modelo inflacionário e segundo o modelo padrão.

(2) Como ocorre com a água, que, sob certas condições, pode ser sobrearrefecida, mantendo-se líquida até cerca de -20°C , o que implica que, ao dar-se a transição de fase para o estado sólido, essa transição liberta uma quantidade muito maior de calor latente.

(3) Num sistema de unidades onde $\hbar = c = 1$ vem $L = M^{-1}$. Se além disso a constante de Boltzmann $k_B = 1$ então massa, energia e temperatura vêm todas com a mesma dimensão.

(4) Observadores esses que possam, eventualmente, vir a reflectir sobre todo este cenário.

a evolução subsequente do Universo pode ser adequadamente descrita pelo modelo padrão (Fig. 1).

4. A Inflação Caótica

Num tratamento simplificado (veja-se, por exemplo, a ref. 7), consideremos um modelo com um campo de Higgs clássico, ϕ , (associado, por exemplo, aos bosões X e Y), com quantum de massa $m \ll M_p$, quase homogêneo em algum domínio espaço-temporal (uma das bolhas de espuma), que, localmente, pareça um Universo em expansão. Essa expansão será governada pela equação de Friedmann-Robertson-Walker, Eq. (12) da Parte I:

$$\dot{R}^2/R^2 = -k/R^2 + (8\pi G/3)\rho \quad (1)$$

enquanto que a evolução de ϕ no tempo será descrita pela equação de Klein-Gordon usual, modificada pela expansão da geometria:

$$\ddot{\phi} + 3(\dot{R}/R)\dot{\phi} + V'(\phi) = 0 \quad (2)$$

Supondo que ϕ seja minimamente acoplado ao campo gravítico, a densidade de energia total desse campo é dada por:

$$\begin{aligned} \rho &= \dot{\phi}^2/2 + (\nabla\phi)^2 + V(\phi) \\ &= \dot{\phi}^2/2 + V(\phi) = (\dot{\phi}^2 + m^2\phi^2)/2 \end{aligned} \quad (3)$$

Levando (3) em (1) e substituindo $G \propto M_p^{-2}$, $H = \dot{R}/R$, vem:

$$H^2 + k/R^2 = (4\pi/3 M_p^2) (\dot{\phi}^2 + m^2\phi^2) \quad (4)$$

Por outro lado, (2) fica:

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + m^2\phi = 0 \quad (5)$$

Pode-se mostrar [6, 8] que, se o campo inicial, ϕ_0 , for maior do que $M_p/5$, o termo $3H\dot{\phi}$ em (5) faz com que a variação de ϕ no tempo seja muito lenta podendo-se, então, desprezar $\dot{\phi}$ em (4) e $\ddot{\phi}$ em (5). Como, além disso, durante a expansão inflacionária, $R(t)$ cresce muito rapidamente, pode-se des-

prezar o termo k/R^2 em (4). As Eqs. (4) e (5) são, então, substituídas por:

$$H^2 = (4\pi m^2/3M_p^2)\phi^2 \quad (6)$$

$$3H\dot{\phi} = -m^2\phi \quad (7)$$

Como, durante a inflação, ϕ varia muito lentamente no tempo, $H \sim \phi$ poderá ser considerado constante durante esse período, o que permite integrar (6):

$$\begin{aligned} H \equiv \dot{R}/R &= (4\pi/3)^{1/2} (m/M_p)\phi \\ R(t) &= R_0 e^{H(\phi)\tau} \equiv R_0 e^{\tau/t_I}, \quad \tau \equiv t - t_0 \end{aligned} \quad (8a)$$

ou:

$$R = R_0 \exp [(4\pi/3)^{1/2} (m/M_p)\phi \tau] \quad (8b)$$

tendo-se, pois, um crescimento quase exponencial durante o período inflacionário $t_I \equiv H(\phi)^{-1}$. Por outro lado, levando (6) em (7) e integrando:

$$\phi - \phi_0 = - (m M_p/2 \sqrt{3\pi}) \tau \quad (9)$$

e ainda:

$$\phi_0^2 - \phi^2(t) = (M_p^2/2\pi) H \tau \quad (10)$$

Esta última, permite que se escreva (8) como

$$R(t) = R_0 \exp \left\{ (2\pi/M_p^2) [\phi_0^2 - \phi^2(t)] \right\} \quad (11)$$

A ideia central da inflação caótica consiste, justamente, em supor uma distribuição inicial caótica do campo ϕ , a qual, contudo, não pode ser inteiramente arbitrária, podendo-se mostrar que a distribuição inicial, ϕ_0 , deva ser bastante homogênea. Inicialmente, deve-se ter $\rho \leq M_p^4$, de modo que $V(\phi_0) \sim m^2\phi_0^2 \sim M_p^4$, o que permite atribuir um valor inicial para ϕ da ordem de $\phi_0 \sim M_p^2/m$ (Fig. 2).

No intervalo $M_p/5 < |\phi| < M_p^2/m$, o campo ϕ varia muito lentamente no tempo e decresce em direcção ao mínimo de $V(\phi)$, em $\phi = 0$, sendo esse, justamente, o período inflacionário. Quando, ao contrário, $|\phi| < M_p/5$, o campo oscila rapidamente no tempo em torno do mínimo de $V(\phi)$, sendo essas oscilações que transformam a energia de ϕ em calor,

aquecendo o Universo e conduzindo à produção das partículas com as quais ϕ interaja.

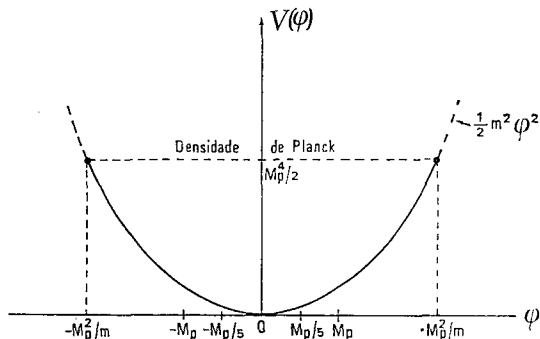


Fig. 2 — A densidade de energia potencial no modelo $V = m^2 \phi^2/2$.

Admitindo que o quantum do campo ϕ tenha massa $m \sim m_X \sim 10^{15} \text{ GeV} \sim 10^{-4} M_p$ e pondo que, no início do período inflacionário, $\phi_0 \sim M_p^2/m \sim 10^4 M_p$ e que, no final, $\phi(t) \sim 0$, as Eqs. (9) e (11) permitem a determinação, respectivamente, do tempo de duração da inflação e do crescimento de $R(t)$ durante esse tempo. Assim, de (9):

$$\tau \sim (2 \sqrt{3\pi}/mM_p) \phi_0 \sim 10^{-35} \text{ s} \quad (12)$$

enquanto que, de (11):

$$R/R_0 \sim 10^{10^8} \quad (13)$$

Durante a expansão inflacionária, dois sistemas separados por distâncias superiores a H^{-1} estar-se-ão afastando um do outro com velocidade superior à velocidade da luz ⁽⁵⁾. Isso implica em que, no Universo inflacionário, se possam observar apenas os eventos que ocorram a distâncias inferiores a H^{-1} . Ou seja, em qualquer domínio espacial com dimensão H^{-1} , a inflação ocorre independentemente do que possa acontecer em qualquer outro domínio. Assim, qualquer região de tamanho inicial inferior a $2H^{-1}$ pode ser considerada como um mini-universo individual, que evoluirá de maneira inteiramente independente do que ocorre fora dessa região.

Desse modo, cada bolha constitui, inicialmente, um mini-Universo causalmente disjunto

de todos os demais, podendo, cada um deles, expandir-se durante intervalos de tempo microscópicos ou macroscópicos. Neste cenário, o Universo *como um todo* é constituído por um número indefinido de universos, alguns deles inflacionários (entre os quais o nosso) (Fig. 3).

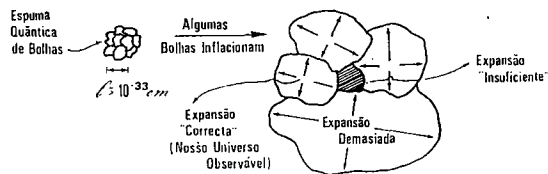


Fig. 3 — Espuma de bolhas, algumas das quais inflacionam.

5. Eliminação das Dificuldades

Os modelos inflacionários permitem eliminar todas as dificuldades anteriormente referidas (§ 2), inerentes ao modelo de Big Bang padrão.

a) *O Problema do Horizonte:* Como a parte observável do actual Universo ($\sim 10^{28} \text{ cm}$) é apenas uma fracção diminuta da bolha inflacionada, deixa de existir a dificuldade relacionada com o início simultâneo da expansão por diferentes regiões dessa bolha.

b) *O Problema dos Monopólos Magnéticos:* Estas partículas surgem nas GUT's devido a desalinhamentos dos campos de Higgs entre diferentes pontos de espaço. Ora, como vimos, na inflação caótica, todo o Universo observável é apenas uma diminuta fracção da expansão exponencial de uma única região causalmente coerente (uma bolha) com dimensão $m_X^{-1} \sim 10^{26} \text{ cm}$, de modo que os pouquíssimos (possivelmente apenas um) monopólos magnéticos ali gerados foram varridos para além do horizonte.

⁽⁵⁾ O que não contradiz a Teoria da Relatividade Restrita, já que a velocidade de recessão em causa não está associada à propagação de qualquer sinal, mas sim à taxa à qual a expansão universal separa dois pontos distantes.

c) *O Problema das Heterogeneidades:* A inflação prevê que, em escalas muito maiores do que as do Universo observável — que é altamente homogêneo — se tenham regiões de elevada heterogeneidade, podendo-se atingir densidades $\rho (\propto M_p^4) \sim 10^{123} \cdot 10^{-29} \text{ g.cm}^{-3} = 10^{123} \rho_0$. Estas heterogeneidades, tal como os poucos monopólos magnéticos gerados na bolha inicial, seriam varridas para além do horizonte, o que significa que, com a inflação, deixa de haver necessidade para a existência de homogeneidade, inicialmente.

A inflação prevê, ainda, a existência das flutuações necessárias (decorrentes de irregularidades quânticas) para explicar as galáxias: efeitos quânticos sobre o vácuo quântico geram perturbações de ϕ , que, por sua vez, provocam perturbações de ρ que permitirão a formação de galáxias, desde que $m \sim 10^{-4} M_p$.

d) *O Problema do Achatamento:* Qualquer que fosse a «forma» do Universo no início da inflação, após uma expansão de 10^{10^8} , a geometria não poderá diferir discernivelmente da geometria plana ⁽⁶⁾. Assim, na Eq. (4), após a inflação, o termo de curvatura, k/R^2 , é muito menor do que o termo H^2 .

e) *O Problema da Singularidade:* Até mesmo o próprio evento do Big Bang poderá ser explicado pelo mecanismo inflacionário. O Princípio de Incerteza $\Delta E \Delta t \leq \hbar$ permite que se tome «emprestada» ao vácuo uma quantidade de energia ΔE durante um intervalo de tempo Δt , desde que essa energia seja «devolvida» em Δt . Para que o «nascimento» do Universo possa ser atribuído a um tal mecanismo de flutuação quântica do vácuo, é necessário que a energia total do Universo seja *exactamente nula* (num Universo fechado). Ora, a energia da radiação e da matéria é positiva e a energia gravitacional é negativa ⁽⁷⁾. À medida que o Universo se expande, a sua energia positiva vai diminuindo, devido ao arrefecimento da radiação e da matéria, enquanto que, concomitantemente, a sua energia

potencial gravítica vai aumentando, mantendo-se, evidentemente, a soma total nula ⁽⁸⁾.

Contudo, se o Universo surgiu de um vácuo quântico, associado à proto-espuma, ele, devido ao Princípio de Incerteza, deveria ter recolapsado quase que instantaneamente (e, possivelmente, todos os universos «que não deram certo» devem tê-lo feito). A inflação permite evitar esse colapso em diminutas regiões (as bolhas) da espuma quântica, fazendo com que o Universo como *um todo* (isto é, não só o nosso, mas todos os universos possíveis, emergentes da espuma) não tenha fim e possa, até, não ter tido um começo.

O mecanismo inflacionário caótico é tal que prevê que o Universo como um todo continua a produzir universos inflacionários eternamente, apesar disso ter que ocorrer em estados energéticos desfavoráveis, com o potencial $V(\phi)$ elevado ⁽⁹⁾. Um mini-universo produz, incessantemente, outros e mais outros mini-universos (alguns dos quais, eventualmente, colapsam). Desse modo, deixa de ser necessário, a rigor, supor que haja, em algum instante, um primeiro mini-universo a surgir do nada ou de uma singularidade inicial. Da espuma quântica, surgem constantemente novos universos, sempre que $V(\phi)$ exceda a densidade de Planck ($\propto M_p^4$) e, apesar de universos sem conta poderem reverter à espuma, alguns deles — e nós sabemos que pelo menos um o fez — como resultado de uma grande flutuação de ϕ , continuaram a expandir-se durante tempo suficiente para que se desenvolvesse toda uma bioquímica de carbono.

⁽⁶⁾ Tal como uma superfície flexível, que, ao ser esticada, é desenrugada, isto é, tem a sua curvatura diminuída.

⁽⁷⁾ Quando um corpo se aproxima, a partir do infinito, onde a sua energia potencial gravitacional é nula, de um outro na origem, a sua energia potencial gravitacional vai-se tornando cada vez mais negativa.

⁽⁸⁾ Toda esta argumentação é puramente heurística, não tendo qualquer base rigorosa, já que o conceito de energia *total* do Universo não faz sentido. (De facto, como é que se poderia medir essa energia?)

⁽⁹⁾ O reservatório energético que sustenta esse processo é justamente a gravitação, devido ao facto dela procurar sempre tornar-se mais e mais negativa.

6. Universos com Diferentes Dimensões, Diferentes Topologias, Diferentes Físicas

Além da auto-reprodução contínua do Universo como um todo, o modelo inflacionário prevê, ainda, mutações, devido às quais não só a física de baixas energias poderá diferir de universo para universo, como até o número de dimensões de cada um desses universos poderá ser inteiramente arbitrário ⁽¹⁰⁾.

O que ocorre é que nas teorias de grande unificação (GUT's) existem diversos tipos de campos de Higgs, ϕ_i , $i = 1, 2, \dots, n$ e o potencial de cada um desses campos, $V(\phi_i)$, pode ter diferentes mínimos, nos quais cada universo poderá permanecer muito tempo. (No nosso Universo, muito mais tempo do que os 10^{10} anos de idade do nosso domínio observável). Como, por outro lado, as leis que governam as interações das partículas a baixas energias dependem dos valores dos ϕ_i , cada um dos diferentes mínimos corresponderá a uma física de baixas energias diferentes. Assim, na GUT baseada no grupo SU(5), por exemplo, que contém vários mínimos de profundidades quase iguais, numa das físicas de baixas energias — correspondendo a um desses mínimos — a simetria do grupo SU(5) poderá permanecer intacta (isto é, todos os ϕ_i permanecem nulos), enquanto que, em outras físicas (correspondendo a outros mínimos), poder-se-ão ter diferentes tipos de quebra de simetria, sendo que, em apenas um único dos mínimos, a quebra de simetria será aquela, observada por nós no nosso domínio espaço-temporal.

Como, durante a inflação, ocorrem flutuações em grande escala de todos os ϕ_i , daí resulta que o universo global subdivide-se num número exponencialmente elevado de mini-universos, nos quais os campos ϕ_i assumem todos os valores possíveis. Quando, em alguns desses mini-universos, cessa a inflação, os ϕ_i 'rolam' em direcção a todos os mínimos possíveis, dando lugar a todas as quebras possíveis de simetria e, conseqüentemente, a todos os tipos possíveis de físicas de baixas energias.

O quadro geral é, pois, de um universo global subdividido em domínios exponencialmente grandes, cada um dos quais com físicas de baixas energias que poderão diferir substancialmente de domínio para domínio ⁽¹¹⁾.

Um outro tipo de mutação pode ocorrer durante a inflação, desde que se considerem teorias do tipo Kaluza-Klein em dimensões mais elevadas. Assim, num universo inflacionário a d-dimensões, nos domínios em que $V(\phi)$ cresce até $\sim M_p^4$, as flutuações quânticas da métrica, numa escala de comprimento $M_p^{-1} \sim 10^{-33}$ cm, tornam-se da ordem de um. Nesses domínios, o universo d-dimensional pode ser «comprimido» localmente num tubo com d-n dimensões (e vice-versa: um tubo com d-n dimensões pode ser «dilatado» até d+p dimensões) e se esse tubo também for inflacionário, a sua expansão subsequente será inteiramente independente, tanto do passado, como do futuro do seu universo matriz a d-dimensões. Desse modo, o universo inflacionário subdivide-se em diferentes mini-universos, nos quais, por meio de diferentes compactificações, poder-se-ão produzir quaisquer dimensionalidades.

7. Conclusão

Descrever o Mundo, tentar fazer uma ideia coerente, de acordo com a (ainda pouca) evidência observacional e que permite previsões de futuras observações do cosmo à nossa volta — desde as suas mais remotas épocas, até o seu eventual mais longínquo futuro — essa a proposta, essa a meta, esse o entusiasmante objectivo da Cosmologia moderna.

Nós, aqui, vimos como a Cosmologia moderna nasce neste século e é filho legítima

⁽¹⁰⁾ Esse facto excluiria a necessidade de se ter que justificar como uma necessidade apriorística as quatro dimensões espaço-temporais do nosso universo.

⁽¹¹⁾ Isso leva a imaginar a possibilidade de «organizações inteligentes» inteiramente diferentes (e, portanto, incompatíveis entre si) de domínio para domínio.

(e inevitável) da representação geométrica da gravitação, a Teoria da Relatividade Generalizada. Vimos como as equações dessa teoria, na sua forma original, inalteradas pelo termo cosmológico, prevêm um Universo dinâmico, em contínua evolução a partir de uma singularidade espaço-temporal. Esse modelo cosmológico, baseado numa teoria estritamente clássica como a TRG — o chamado modelo padrão de um Big Bang quente — tem ocupado o centro do palco, tem desempenhado o papel de grande favorito, desde o seu aparecimento, até hoje setenta anos decorridos. E ele tem sabido corresponder a esse favoritismo, concordando plenamente com todas as observações realmente fundamentais e determinantes no domínio cosmológico.

De um modelo tão simples e estritamente clássico como esse, não é de esperar, todavia, que ele não traga, que ele não carregue consigo, dificuldades e problemas também fundamentais, também determinantes. Assim é, de facto, e seria rematada ingenuidade supor, que esse não fosse o caso.

Muitas vias (quase todas artificiais e pouco convincentes) têm sido, ao longo dos anos, propostas para tentar resolver as dificuldades, para eliminar os problemas próprios do modelo padrão ⁽¹²⁾. Desde logo ficou claro que seria necessário (e desejável) incorporar uma descrição quântica, certamente pelo menos nos domínios de momento-energia — e, portanto, de espaço-tempo — em que a descrição clássica é sabidamente insatisfatória e mesmo não aplicável.

Vimos, então, como desde o início desta última década tem ganho corpo uma série de modelos dito inflacionários que, ao continuarem, por um lado (e 'à faute de mieux'), a tratar a gravitação em termos clássicos e no contexto da TRG — e, portanto, não permitindo investigações para trás da era de Planck — incorporam, adicionalmente, fenómenos quânticos na descrição dos primeiros estágios do Universo. Esses modelos, que se pretendem (e são-no) necessariamente menos ingênuos, embora ainda muito simplificados

(simplórios?), dão conta essencialmente de todas as dificuldades inerentes ao modelo puramente clássico. Têm eles — pelo menos para os seus proponentes e defensores — algumas vantagens de princípio, muitas delas ainda não plenamente desenvolvidas e exploradas, tal como a de poder evitar falar-se num «início» para o Universo como um todo; tal como a de evitar (de maneira um tanto *ad hoc*, convenhamos) a singularidade inicial; tal como a de não exigir que o número de dimensões espaço-temporais seja necessariamente igual a quatro e ainda várias outras.

Este é um esquema ainda por investigar em pormenor e no qual, a partir de mini-universos constantemente a inflarem e a desinflatem à escala quântica — bolhas quânticas numa espuma pré-geométrica — podem-se construir cenários nos quais alguns desses mini-universos se expandam o suficiente e durante suficiente tempo para que se pudesse desenvolver toda uma bioquímica do carbono, a qual, eventualmente, proporcionou — pelo menos na periferia de uma certa galáxia espiral — que algumas estruturas baseadas nessa bioquímica se lançassem a propor esquemas e cenários representativos da história universal.

BIBLIOGRAFIA

- [1] BURAS, A., ELLIS, J., GAILLARD, M. K. e NANOPOULOS, D. V. — *Nucl. Phys.*, **B135**, 66 (1978).
- [2] GUHT, A. H. — *Phys. Rev.*, **D23**, 347 (1981).
- [3] STAROBINSKY, A. A. — *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **30**, 719 (1979) [*JETP Lett.* **30**, 682 (1979)].
- [4] LINDE, A. D. — *Phys. Lett.*, **B108**, 389 (1982).
- [5] ALBRECHT, A. e STEINHARDT, P. J. — *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 1220 (1982).
- [6] LINDE, A. D. — *Phys. Lett.*, **B129**, 177 (1983).
- [7] LINDE, A. D. — *Phys. Today*, **40** (9), 61 (1987).
- [8] LINDE, A. D. — *Phys. Lett.*, **B162**, 281 (1985).

⁽¹²⁾ Um dos problemas não considerados por nós aqui é o que diz respeito à patente assimetria matéria-antimatéria, não prevista pelo modelo padrão.