

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**INSTITUTO DE FÍSICA
CAIXA POSTAL 20516
01498 - SÃO PAULO - SP
BRASIL**

IFUSP/P 425
B.I.F. - USA

publicações

IFUSP/P-425

FÍSICA DE PARTÍCULAS ELEMENTARES, TRANSIÇÕES
DE FASE E COSMOLOGIA

G.C. Marques

Instituto de Física, Universidade de São Paulo

Agosto/1983

FÍSICA DE PARTÍCULAS ELEMENTARES,
TRANSIÇÕES DE FASE E COSMOLOGIA

G.C. Marques

Instituto de Física, Universidade de São Paulo
São Paulo, Brasil

.1.

I. INTRODUÇÃO

A interação gravitacional se constitui numa das quatro interações fundamentais até agora firmemente estabelecidas. Em analogia com as demais, a interação gravitacional é também mediada por um campo (o campo gravitacional). Isso torna a afinidade entre Física de Partículas Elementares e Gravitação bastante óbvia. A primeira consequência disso é a utilização do mesmo ferramental para a descrição dessas interações: Teoria de Campos. Dentro do contexto da Teoria Quântica de Campo, no entanto, parece surgir distinções entre essas interações. Do ponto de vista teórico a questão crucial é a renormalização. Experimentalmente temos outro problema. As partículas elementares são os quanta associados aos campos que comparecem na Lagrangiana de interação. Assim, associado ao campo gravitacional de veríamos ter uma partícula denominada gráviton. Até o momento a existência dos grávitons não foi firmemente estabelecida. Assim, do ponto de vista experimental não temos ainda evidências para os quanta do campo gravitacional.

O interesse crescente pela interação gravitacional, de elementos até então estranhos aos domínios da Teoria da Gravitação (notadamente físicos de partículas elementares e Teoria de Campos) decorre da possibilidade de se construir Teorias Unificadas das interações fortes, eletrofracas e gravitacionais. Essa possibilidade parece abrir também uma perspectiva de construção de Teoria de Campos da Gravitação finita tornando assim esses desenvolvimentos duplamente atrativos. Tendo em vista a existência de outras comunicações nesse evento versando sobre esse tema, não continuaremos abordando essa linha de pesquisas que poderá unificar (na pior das hipóteses) os interesses de pesquisadores em áreas até então aparentemente distintas.

Gostaríamos de dedicar o espaço restante à cosmologia, ciência na qual, além da gravitação, o conhecimento de física de partículas elementares e de transições de fase parece ser extremamente relevante. Em anos recentes, tem-se sugerido, com intensidade crescente que alguns dados observacionais do Universo só seriam entendidos à luz de processos cujo entendimento requeririam o conhecimento da dinâmica das partículas elementares e de transições de Fase na Teoria de Campos à Temperatura Finita.

O interesse por cosmologia de elementos até então estranhos a esse domínio - partículas elementares e transições de Fase - decorre de uma visão simplificada do que teria sido o Universo em alguns estágios de sua história. Nesses estágios o Universo seria constituído de uma sopa cósmica cujos elementos seriam os constituintes últimos da matéria, a saber, as partículas elementares⁽¹⁾. Dessa imagem segue que alguns dados observacionais do Universo hoje poderiam ser entendidos à luz de processos cujo entendimento requeririam o conhecimento da dinâmica das partículas elementares e de transições de Fase na Teoria de Campos à Temperatura finita.

No capítulo II apresentamos alguns dados observacionais do Universo que parecem ter relação com física de partículas e transição de fase. No capítulo III procura-se justificar a razão pela qual esses dados de cosmologia se relacionam com física de partículas elementares e no capítulo IV explica-se por que alguns desses dados teriam algo que ver com as transições de fase cosmológicas.

II. ALGUNS DADOS OBSERVACIONAIS DO UNIVERSO

Faremos a seguir um apanhado sucinto de alguns dados observacionais do Universo. Seleccionamos apenas aqueles dados cujo entendimento requereriam, eventualmente, o conhecimento de Física de Partículas, Campos e transição de Fase, ou dados que dêem evidências para o papel dessas ciências na cosmologia.

A. UNIVERSO EM EXPANSÃO⁽²⁾

As observações pioneiras de Hubble mostraram que as Galáxias estão se afastando umas das outras. No universo de Friedmann a taxa de expansão não é constante. A taxa de expansão hoje (t_H) é a constante de Hubble H

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} \Big|_{t=t_H} = H \quad (1)$$

B. RADIAÇÃO DE FUNDO⁽³⁾

Em consonância com a previsão do modelo cosmológico padrão, Penzias e Wilson constataram que o Universo é permeado por uma radiação de fundo. Tal radiação é homogênea e isotrópica (uma parte em 10^4) e é uma radiação típica de radiação de corpo negro cujo espectro depende da temperatura. A temperatura da radiação de fundo é aproximadamente $2,7^{\circ}\text{K}$.

C. ABUNDÂNCIAS NUCLEARES⁽⁴⁾

O Universo se constitui essencialmente de elementos leves. Dentre esses, os únicos elementos encontrados em abun-

dância apreciável são H e He⁴. A grosso modo podemos dizer que 25% da massa do Universo está sob a forma He⁴ e 75% sob a forma de Hidrogênio. Outros elementos são encontrados com abundâncias relativamente pequenas.

D. ASSIMETRIA MATÉRIA-ANTIMATÉRIA⁽⁵⁾

Não existem evidências para a existência de quantidades apreciáveis de antimatéria no Universo. Expresso em termos de densidades de bárions (n_B) e antibárions ($n_{\bar{B}}$) temos que no Universo hoje

$$n_B \gg n_{\bar{B}} .$$

Outro dado interessante relativo à densidade de bárions é que esta é muito inferior à densidade de fótons (n_γ). A relação de densidades é

$$\frac{n_B}{n_\gamma} \sim 10^{-8} . \quad (2)$$

E. CONSTANTE COSMOLÓGICA⁽⁶⁾

A constante cosmológica seria, dentro do contexto da teoria de Campos⁽⁶⁾, a densidade de energia do estado fundamental, ou seja do Vácuo (essa interpretação foi dada, pela primeira vez, por Zeldovich⁽⁷⁾). O valor dessa densidade de energia não é conhecida experimentalmente. Sabe-se apenas que hoje ela é muito pequena. Podemos no entanto determinar um limite superior para a mesma equiparando-a à densidade de energia de sistemas ligados gravitacionalmente (sistemas esses com densidades pequenas). Os sistemas com menores densidades de energia são

os aglomerados de galáxias cuja densidade é da ordem de 10^{-29} g/cm³. Temos então

$$\Lambda < \rho^{\text{cluster}} \sim 10^{-29} \text{ g/cm}^3 . \quad (3)$$

F. HOMOGENEIDADE

A contagem de Galáxias feita por Hubble deu-lhe as primeiras evidências de um Universo dominado por uma distribuição homogênea de Galáxias. Assim, para dimensões \geq Gpc o Universo se apresenta com uma distribuição homogênea de matéria. Essa homogeneidade no entanto coloca um problema de Horizonte. Como podemos conciliar a homogeneidade com o fato de pelo menos no Universo primordial, existirem regiões que, por causalidade, não puderam ter estado em contato entre si?

G. GALÁXIAS

Apesar da Homogeneidade em larga escala do Universo, este exhibe na realidade uma estrutura granular. Isso decorre da existência de grandes aglomerados de matéria ($\sim 10^{58}$ prótons) formando galáxias ($M_{\text{Gal}} \sim 10^{11} M_\odot$). A questão interessante nesse contexto será como um Universo homogêneo poderia dar lugar à formação de tais estruturas. Deveríamos ter assim em alguma fase do Universo flutuação de densidade suficientemente fortes para agir como germens em torno dos quais a matéria se aglutinaria. De acordo com Zeldovich⁽⁸⁾ o contraste de densidade exigida quando uma perturbação entra no horizonte é

$$\left(\frac{\delta \rho}{\rho} \right)_H \approx 10^{-4} . \quad (4)$$

Amplitudes muito menores do que (4) não são efetivas na produção de Galáxias, enquanto que se forem muito maiores do que (4) estarão em conflito com a isotropia observada da radiação de fundo.

H. HALOS DAS GALÁXIAS⁽⁹⁾

Zwicky foi o primeiro a observar que no aglomerado de galáxias de Virgo haveria um problema de "missing mass", isto porque a massa total do aglomerado excedia em muito a soma das massas individuais das galáxias.

Em tempos mais recentes, com mais dados à nossa disposição, tem havido a sugestão de que o problema da massa faltante decorre do fato das galáxias estarem embebidas em um halo massivo, não detetável por meios ópticos, que se estende por dimensões de dez vezes superiores ao raio das Galáxias. A natureza da matéria formando os halos das galáxias não é conhecida.

I. FLATNESS⁽¹⁰⁾

O fato de termos $\rho_{univ} / \rho_{cri} \sim 1$ nos leva a conclusão de que o Universo é aproximadamente "Flat". No entanto, para que tenhamos um Universo tão velho quanto é o nosso seriam necessários ajustes muito finos dos valores de ρ e H de tal forma que ρ seja muito próximo de ρ_{cri} (ajustes de constantes iniciais tão finos quanto uma parte em 10^{50}). Este é o problema do Flatness - como explicar de uma maneira natural um ajuste tão preciso nas condições iniciais.

III. FÍSICA DE PARTÍCULAS ELEMENTARES E COSMOLOGIA

O dado observacional de que o Universo está em expansão leva-nos prontamente a imaginar uma situação na qual o Universo seria pequeno e extremamente quente. Nessas circunstâncias, pode-se visualizar uma fase do Universo, na qual este era constituído de uma sopa cósmica cujos elementos eram os constituintes últimos da matéria, ou seja as partículas elementares. Dessa imagem decorre a crença generalizada de que dados observacionais do Universo poderiam ser explicados à luz de processos ocorrendo ao nível de partículas elementares.

A primeira consequência para a cosmologia da imagem exposta acima segue do seguinte fato: na medida em que o Universo se expande, vários tipos de reações sairiam fora das condições de equilíbrio deixando como consequência, alguns resíduos de signados fósseis do Universo primordial. O conhecimento da abundância desses fósseis poderiam levar a vínculos sobre a dinâmica das partículas elementares e vice-versa. Dentre os fósseis relevantes para a física de partículas elementares gostaríamos de destacar os seguintes:

A. FÓTONS

De acordo com a imagem exposta no primeiro parágrafo, sendo os fótons um dos constituintes estáveis da sopa cósmica, é de se esperar que o Universo esteja hoje imerso num "banho de fótons". Dentro desse contexto nada mais natural a radiação de fundo.

B. NEUTRINOS (11)

O fato do Universo estar num banho de neutrinos é apenas uma consequência da extensão do raciocínio anterior (feito para os fótons).

Na fase na qual estes estariam em equilíbrio com os demais constituintes da matéria os neutrinos seriam tão abundantes quanto esses. Sendo n_ν (n_e, n_γ) a densidade dos neutrinos (elétrons, fótons) temos que para $T > 10^{10} \text{ }^\circ\text{K}$

$$n_\nu = n_\gamma = n_e = \dots$$

Para temperaturas $T < m_x$ os neutrinos se desacoplam e se transformariam no background de neutrinos no qual o nosso Universo estaria imerso. A relação entre as temperaturas dos neutrinos (T_ν) e fótons (T_γ) depois que os neutrinos se desacoplam é

$$\frac{T_\nu}{T_\gamma} = \left(\frac{4}{11} \right)^{1/3} \quad (5)$$

Da expressão (5) segue que a temperatura dos neutrinos hoje seria aproximadamente 1.9°K .

A detecção dos neutrinos fósseis é um grande desafio. Propostas para a implementação da detecção dos neutrinos de fundo são encontradas na ref. (11).

Uma interrelação bastante interessante entre física de partículas e cosmologia aconteceria se a hipótese de que os neutrinos têm massa encontrar respaldo experimental.

Supondo os neutrinos massivos, estes seriam os candidatos naturais para se tornarem os constituintes da matéria não luminosa nos halos das Galáxias. Essa identificação dos

neutrinos com matéria não hadrônica dos halos permitiria uma de terminação de ordem de grandeza da massa destes. Supondo os neutrinos de massa mv_i , então a partir das suas abundâncias por ocasião do desacoplamento, a sua densidade hoje seria

$$\rho_{\text{neutrinos}} = 100 \frac{\sum mv_i}{\text{cm}^3}$$

Como a densidade de matéria não luminosa é uma ou duas ordens de grandeza superior àquela da matéria hadrônica ela é portanto muito próxima de ρ_{crit} . Podemos assim escrever

$$\rho_{\text{neutrinos}} \approx \rho_{\text{crit}}$$

Donde obtemos (para H medida em Km/seg Mpc^{-1})

$$\sum mv_i \approx 50 \text{ ev} \left(\frac{H}{50} \right)$$

Situando a massa dos neutrinos no intervalo

$$25 \text{ ev} < \sum mv_i < 100 \text{ ev}$$

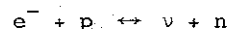
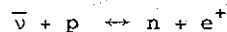
Outra consequência, para a cosmologia, de neutrinos massivos seria o seu papel na formação de Galáxias. Uma exposição mais detalhada sobre esse mecanismo foi apresentada pelo professor Opher nesse encontro (12).

C. ABUNDÂNCIAS NUCLEARES (13)

À temperaturas da ordem de $10^{10} \text{ }^\circ\text{K}$ prótons e neutrons livres faziam parte dos elementos de sopa cósmica. À medida que o Universo se resfriava e se expandia, os prótons e os

neutrons se combinavam formando os núcleos. Praticamente todos os neutrons disponíveis se combinaram com prótons formando núcleos de He^4 através de cadeias tais como $n+p \rightarrow \text{H}^2 + \gamma$, $\text{H}^2 + \text{H}^2 \rightarrow \text{H}^3 + p$, $\text{H}^3 + d \rightarrow \text{He}^4 + p$. Núcleos mais pesados não foram produzidos em quantidades apreciáveis devido a inexistência de núcleos estáveis com cinco e oito nucleons. Esta imagem explicaria porque a maior parte dos núcleos no Universo hoje (99%) são H e He^4 . Outros elementos leves teriam também sido deixados no Universo mas em abundância relativamente pequena (vide a palestra do professor Pacheco nessa conferência).

A aplicação mais notável de física de partículas elementares dentro desse contexto diz respeito à abundância relativa de He^4/H . De acordo com o exposto acima o parâmetro importante nessa questão é a abundância relativa de prótons e neutrons à temperatura $T \sim 10^{10} \text{K}$ quando eles começaram a se combinar formando outros núcleos. Para temperaturas acima desse valor, interações fracas em reações tais como



mantinham um equilíbrio "químico" entre p e n. Nessas circunstâncias as abundâncias relativas entre p e n podem ser calculados utilizando noções de mecânica estatística. A razão entre as abundâncias é dada essencialmente pelo fator estatístico de Boltzmann:

$$N/p \sim e^{-\Delta/T}$$

onde $\Delta = m_n - m_p$. Para temperaturas menores do que uma crítica ($\approx 10^{10} \text{K}$) a densidade de energia dos neutrinos e elétrons se torna muito pequena e o equilíbrio não poderá mais ser manti-

do e essa relação N/p estará congelada. A partir das taxas de decaimento $\lambda_1(n \rightarrow p)$ e $\lambda_2(p \rightarrow n)$ obtidas da teoria das Interações fracas e a partir das taxas de transição envolvendo nucleons em equilíbrio térmico obtemos uma relação (em peso) $\gamma = \frac{\text{He}}{\text{H}} \sim 0.25$. Valor este que parece estar em bom acordo com os dados observacionais.

D. EXCESSO DE BÁRIONS ⁽¹⁴⁾

Existem duas atitudes que se pode adotar face a esse problema: ou se imagina o Universo assimétrico desde o início ou o Universo se iniciou num estágio simétrico com respeito a bárions e antibárions e num estágio subsequente, devido a algum mecanismo dinâmico, o excesso de bárions se estabelece. A última atitude é aquela adotada pelos Físicos de Partículas Elementares.

Dentro do contexto de Física de Partículas os ingredientes dinâmicos básicos para o estabelecimento do excesso seriam interações que violassem CP e a conservação de número bariônico. Adicione-se a esses ingredientes, tendo em vista que o equilíbrio pode varrer o excesso formado, um elemento que coloque o sistema fora de equilíbrio e teremos a possibilidade de estabelecermos um excesso.

Teorias Grande Unificadas abrigam processos que violam conservação de número bariônico. Violação de CP pode ser também incorporada ao modelo. O elemento "fora de equilíbrio" fica por conta da expansão do Universo.

O ferramental utilizada para uma análise quantitativa da questão do excesso de bárions são as equações de transporte de Boltzmann onde escrevemos equações acopladas para as funções de distribuição envolvendo as diversas espécies de partícu-

las. Além dos termos usuais comparece também um termo associado à expansão. A partir das expressões para as amplitudes de colisões obtidas de Teorias Grand Unificadas obtêm-se, de fato, valores próximos daqueles observados experimentalmente.

IV. RESTAURAÇÃO DE SIMETRIA - TRANSIÇÕES DE FASE COSMOLÓGICAS

A teoria das interações fracas de Glashow-Weinberg-Salam⁽¹⁵⁾ é uma teoria de gauge não abeliana baseada no grupo de simetria $SU(2) \times U(1)$. Para reproduzir a fenomenologia de baixas energias das interações fracas (teoria V-A) se faz necessário, no entanto, a quebra espontânea dessa simetria.

Teorias Unificadas das interações fracas, eletromagnéticas e fortes⁽¹⁶⁾ fazem uso igualmente do mecanismo de quebra espontânea de simetria. Seja G o grupo de simetria da Teoria Grande Unificada. Para reproduzir a fenomenologia de "baixas energias" da teoria das interações fortes, fracas e eletromagnéticas baseada no grupo de gauge $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ podemos prever uma sucessão de quebras de simetria seguindo o esquema

$$\begin{array}{ccccccc}
 G & \supset & G_n & \supset & G_{n-1} & \supset & G_1 & \longrightarrow & G_0 \\
 & & & & & & \text{III} & & \text{III} \\
 & & & & & & SU(3) \times SU(2) \times U(1) & & SU(3) \times U(1)
 \end{array}$$

onde G_n é um subgrupo de G e G_{n-1} é um subgrupo de G_n .

Uma simetria quebrada a temperaturas baixas pode ter restaurada (ou por outra, pode exibir uma simetria diferente) a temperaturas mais elevadas. Esperamos assim que o sistema descrito por uma teoria cuja simetria é quebrada espon-

taneamente à temperatura zero deva exibir duas fases⁽¹⁹⁾. Uma fase na qual a simetria é quebrada e na qual o parâmetro de ordem é diferente de zero

$$\langle \phi \rangle = a(T) \quad (T < T_c)$$

e outra fase na qual a simetria é restaurada. Nessa fase o parâmetro de ordem assume o valor zero. Isto é

$$\langle \phi \rangle = 0 \quad (T > T_c)$$

No caso das teorias de Gauge já discutidas o parâmetro de ordem é o valor esperado no vácuo de um dos campos de Higgs.

Sendo M_w a escala na qual ocorre a quebra da simetria à temperatura zero espera-se que a temperatura crítica seja da ordem de M_w .

Admitindo que o sistema, de início a temperaturas muito altas, vai se resfriando, devemos esperar então que o mesmo exiba uma transição de fase. Se a imagem proposta pelo modelo cosmológico padrão estiver correta o candidato mais natural para esse sistema seria, nada mais nada menos, o Universo. O próprio Universo teria assim experimentado transições de fase ditas transições de fase cosmológicas. Tais transições de fase teriam, como discutido a seguir, implicações para o Universo hoje.

Existem duas alternativas propostas na literatura para o estudo da transição de fase. A mais amplamente aceita e divulgada é aquela que se inspira no comportamento do potencial efetivo com a temperatura⁽¹⁷⁾. Na Figura (1) temos um quadro desse comportamento para teorias de Gauge a diferentes temperaturas. Da análise dessa Figura vemos que para temperaturas muito altas, de fato existe restauração de simetria. Para tempera-

turas muito baixas vê-se que a simetria é quebrada pois o potencial efetivo é aquele típico de uma tal teoria. A temperatura crítica é aquela para a qual

$$\frac{\partial V(\phi, T_c)}{\partial \phi} = 0$$

$$V(\phi, T_c) = V(\phi = 0, T_c)$$

Uma análise ainda do potencial efetivo indica que sendo σ a configuração de campo associada ao vácuo,

$$\sigma = 0 \quad \text{para} \quad T \geq T_c$$

$$\sigma = \sigma(T) \neq 0 \quad \text{para} \quad T < T_c$$

e portanto o valor esperado do campo de Higgs no vácuo é o parâmetro de ordem associado às duas fases do sistema.

A imagem que segue dessa análise é a seguinte: para altas temperaturas, o sistema (o Universo) tem um vácuo descrito pela configuração de campo $\phi=0$. Para $T < T_c$ o vácuo, no entanto está associado a outra configuração de campo ($\phi=\sigma(T)$).

Dai segue que, como o Universo se encontra (a altas temperaturas) na fase caracterizada pelo vácuo $\langle \phi \rangle = \sigma = 0$, então para $T < T_c$ o vácuo no qual o Universo se encontra é metaestável e passará a decair para o vácuo verdadeiro a uma certa taxa.

A visão que se tem da transição de fase é que para $T < T_c$ começa-se a formar aqui e ali regiões (Bolhas) no espaço nas quais habita o vácuo verdadeiro $\sigma=\sigma(T)$. Essas regiões se tornam mais numerosas e de maior tamanho à medida em que a temperatura vai baixando.

Sendo $\Gamma(t)$ a taxa de decaimento do vácuo falso por unidade de volume, então a densidade de Bolhas (levando em conta a expansão do Universo) seria dada por⁽¹⁸⁾

$$n(t) = R^{-3}(t) \int_0^t dt_1 R^3(t_1) \Gamma(t_1) p(t_1) \quad (6)$$

e a função do espaço na nova fase $p(t)$ é⁽¹⁸⁾

$$p(t) = \exp - \frac{4\pi}{3} \int_0^t dt_1 R^3(t_1) \Gamma(t_1) \left[\int_{t_1}^t dt_2 \frac{1}{R(t_2)} \right]^3 \quad (7)$$

A uma temperatura T^* uma fração apreciável do Universo já estará na nova fase e essa seria a temperatura na qual a transição de fase teria se encerrado. Se

$$\frac{T_c}{T^*} \ll 1$$

diz-se que houve um supercooling porquanto o sistema experimentou um grande resfriamento para enfim atingir a outra fase.

Uma outra alternativa para o que ocorre durante a transição de fase é aquela baseada no mecanismo de Kosterlitz-Thouless⁽¹⁹⁾. A sua extensão para a Teoria de Campos foi implementada por I. Ventura⁽²⁰⁾.

Dentro do mecanismo de Kosterlitz-Thouless o papel de configuração topologicamente não triviais tem um papel extremamente relevante. A configuração mais simples dentre essas, dentro do contexto da teoria de campos com quebra de simetria, é um kink. Para a teoria $\frac{\lambda}{4} \phi^4$ a solução do tipo kink é dada por

$$\phi_{\text{kink}}(x) = a \tanh \frac{mx}{\sqrt{2}} \quad (8)$$

Vemos assim que um kink é uma solução com densidade de energia por unidade de superfície diferente daquela do vácuo no entorno do plano $x=0$. Além disso a solução do tipo kink separa o espaço em duas regiões tendo vácuos diferentes ($+a$) e ($-a$). Podemos assim dizer que o kink descreve uma parede no sistema separando dois vácuos.

À primeira vista teríamos o ímpeto de abandonarmos tais configurações de campo porquanto tendo elas energia infinita, não teriam chance de surgir no sistema. Esse não é o caso porém, se a temperatura for suficientemente alta. Isso é o que sugere o argumento de Peierls. Ou seja, a temperaturas muito altas o termo de entropia pode sobrepujar o termo da energia fazendo com que a energia livre associada a uma parede se torne negativo. Isso implica que a temperaturas altas uma parede pode brotar espontaneamente no sistema. Cálculos explícitos⁽²¹⁾ mostram que a altas temperaturas a expressão da energia livre por unidade de área de uma parede é dada por

$$\frac{F_{\text{parede}}}{A} = \sigma - mT^2 A_1 \quad (9)$$

onde σ é a energia por unidade de área da parede, m é um parâmetro da teoria e A_1 é uma constante dependendo do modelo.

A temperatura crítica é aquela na qual $F(T_c) = 0$.

Para temperaturas $T > T_c$, pelo argumento de Peierls, o sistema deve exibir uma estrutura de domínios nos quais residem um dos dois vácuos ($\pm a$). Nessa fase esperamos restauração da simetria pois $\langle \phi \rangle = 0$.

Uma vez expostas as duas imagens, vejamos as consequências, do ponto de vista da cosmologia, dessas transições bem como uma análise das consequências para a cosmologia de cada uma das imagens da Transição de Fase.

A. FORMAÇÃO DE DEFEITOS⁽²²⁾

Durante a transição de fase existe a formação de defeitos. Para Teorias Grande Unificadas os tipos possíveis de defeitos são previstos com base em argumentos de Topologia. Pode-se prever para Teorias Grande Unificadas a formação das seguintes estruturas durante a transição de fase:

Paredes:— Dentro da visão do potencial efetivo uma parede seria a intersecção de dois domínios nos quais residem vácuos diferentes (vácuos com diferentes orientações do campo de Higgs). Mais geralmente poderíamos (como foi discutido anteriormente) dizer que as paredes são regiões do espaço (caracterizados por uma certa densidade de energia por unidade de superfície) delimitando regiões com vácuos diferentes.

A formação de paredes abaixo da temperatura crítica representa um problema (e esse é o ponto de vista do potencial efetivo). Isto porque sendo elas formadas a temperaturas baixas e não existindo um mecanismo para eliminá-las deveríamos tê-las em profusão no Universo hoje. Não existem evidências para a existência de tais estruturas no nosso Universo. Para paredes planas do tipo discutido anteriormente, a existência das mesmas está praticamente fora de cogitação tendo em vista que para uma Teoria Grande Unificada uma parede do tamanho do horizonte teria uma massa 10^{50} vezes a massa do Universo⁽²³⁾. Esse aparente paradoxo tem sido usado inclusive para descartar algumas Teorias Grande Unificadas.

A visão alternativa discutida anteriormente resolve esse aparente paradoxo. As paredes (planas) só surgem no sistema a altas temperaturas. O Universo hoje (para $T=0$) não deve exibir tais estruturas. Sendo portanto, consistente com os dados observacionais.

Strings:- Os strings são configurações de campos topologicamente não triviais tais que a densidade de energia se torna zero fora de uma região constituída por um cilindro (corda) infinito.

Tais estruturas devem ser formadas também durante uma transição de fase de teoria de campos⁽²²⁾. Seriam constituídas pela junção de três domínios.

De acordo com o esquema tradicional, tais objetos se formariam somente para temperaturas abaixo da temperatura crítica. Novamente se coloca a questão da compatibilidade com os dados observacionais, pois não existem evidências para a existência de tais estruturas no Universo hoje. Dessa forma isso representa um problema para o esquema padrão.

Novamente a visão alternativa resolveria mais este problema. Uma repetição das considerações anteriores para o caso de strings nos levaria a concluir que esses só surgem espontaneamente no sistema a altas temperaturas.

B. MONOPOLOS MAGNÉTICOS

Existem soluções de Teorias de Gauge não Abelianas (cuja simetria é quebrada espontaneamente) que podem ser interpretadas como descrevendo monopolos magnéticos. Dentro desse contexto os monopolos seriam objetos extensos pois essas soluções descrevem objetos localizados numa certa região finita do espaço. A massa dos monopolos, obtida integrando sobre todo o espaço o tensor de energia e momento associado às soluções clássicas, é finita e é dada, a grosso modo, pelo produto de uma constante de acoplamento pelo valor esperado do campo de Higgs no vácuo. Com base nesse fato pode-se prever que a massa dos monopolos magnéticos de Teorias Grande Unificadas seja da ordem de

10^{16} GeV sendo portanto muito pesados.

Espera-se que durante uma transição de fase esses objetos também sejam produzidos. De acordo com Kibble⁽²²⁾, os monopolos se formariam nas funções de quatro domínios. Isto permitiria então determinar a sua abundância quando da ocasião da transição de fase. A grosso modo sua densidade seria dada essencialmente pela densidade de bolhas.

As primeiras estimativas baseadas no esquema do potencial efetivo levam a números absurdos do ponto de vista de cosmologia⁽²⁴⁾ (10^{20} vezes a densidade de matéria do Universo).

Dentro da filosofia do potencial efetivo esse problema poderia ser contornado, de acordo com propostas recentes, se o Universo experimentar um violento superresfriamento. Para resolvermos o problema de densidade de monopolos deve-se ter⁽¹⁸⁾

$$\frac{T^*}{T_c} \approx 10^{-23}$$

Dentro do esquema alternativo aqui apresentado esse problema, de densidade de monopolos, ainda não foi abordado.

C. A CONSTANTE COSMOLÓGICA

Surpreendentemente a questão da constante cosmológica guarda uma relação com o problema da transição de fase. Isso porque os estados fundamentais das duas fases podem ser radicalmente diferentes. Dentro do contexto da visão da transição

de fase via potencial efetivo isso é precisamente o que ocorre. A partir da figura (1) pode-se notar que os vácuos $\phi=0$ e $\phi=a$ exibem energias diferentes. De acordo com Linde⁽²⁶⁾

$$\Lambda_{\text{sin}}(T=\infty) = V_{\text{ef}}(\phi=0) \tag{10}$$

$$\Lambda_{\text{assim}}(T=0) = V_{\text{ef}}(\phi=a) .$$

Os cálculos explícitos mostram que para o modelo de Weinberg-Salam tomando para Λ_{assim} o valor dado em (3) obtém-se

$$\frac{\Lambda_{\text{sin}}}{\Lambda_{\text{assim}}} \sim 10^{46} . \tag{11}$$

Novamente se colocou um problema aqui. Porque a constante cosmológica seria tão pequena hoje?

Dentro do contexto da restauração de simetria via produção de defeitos podemos praticamente resolver esse problema. Nesse contexto a densidade de energia do vácuo na outra fase em excesso àquela da fase de temperatura zero é dada apenas pela densidade de energia das paredes. Essa por outro lado tenderá a zero naturalmente pelos argumentos de Termodinâmica já apresentados.

D. FORMAÇÃO DE GALÁXIAS⁽²⁷⁾

Como vimos anteriormente, durante uma transição de fase temos a formação de estruturas que, basicamente, se constituem em regiões nas quais a densidade de matéria é muito grande. Isso é exatamente o que se requer para a formação de Galáxias pois o processo de formação de aglomerados de matéria exige a presença de inhomogeneidades.

Dentro do contexto de transição de fase essas inhomogeneidades como já vimos, surgem naturalmente. As propostas até aqui se basearam em inhomogeneidades devido a strings. A hipótese de que paredes seriam responsáveis pela formação de aglomerados de matéria também já foi levantada. No entanto, resultados numéricos convincentes ainda não haviam sido produzidos. Dentro desse contexto gostaríamos de destacar que recentes estimativas nossas levam a números extremamente promissores⁽²⁸⁾.

REFERÊNCIAS

- (1) S. Weinberg, *The First Three Minutes*, New York, Bantam
- (2) S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology* (Wiley, N. York, 1972).
- (3) N. Schuch, Proc. III Escola de Gravitação e Cosmologia, Rio de Janeiro, Fev. 1982.
- (4) Vide a comunicação do Prof. Pacheco nesse encontro.
- (5) G. Steigman, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* 14, 339 (1976).
- (6) O. Bertolami Neto, A Evolução do Conceito "Constante Cosmológica" - a ser publicada nos anais do I Encontro de Cosmologia, Gravitação e Física de Partículas.
- (7) Ya.B. Zeldovich, *Sov. Phys. Usp.* 11, 381 (1968) e *JETP Letters* 6, 345 (1967).
- (8) Ya.B. Zeldovich, *Mon. Not. R. Astronomy Soc.* (1972), short communication.
- (9) S.M. Faber e J.S. Gallagher, *Am. Rev. Astron. Astrophys.* 17, 135 (1979).
- (10) A. Guth, *Phys. Rev.* D23, 347 (1981).
- (11) R. Opher, "Neutrinos in the Universe", Proc. III Escola de Gravitação e Cosmologia, Rio de Janeiro, Fev. 1982.
- (12) R. Opher, "Formation of Galaxies" - a ser publicado nos anais do Workshop sobre Gravitação, Cosmologia e Partículas.
- (13) P.N. Schramm e R.W. Wagoner, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 27, 37 (1977).
- (14) M. Yoshimura, *Phys. Rev. Letters* 41, 281 (1981).
- (15) S.L. Glashow, *Nucl. Phys.* 22, 579 (1961);
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 19, 1264 (1967);
A. Salam, Proc. 8th Nobel Symposium, Stockolm 1968, ed. N. Svartholm (Almgvist and Wicksell, Stockolm, 1968), p.367.
- (16) H. Georgi and S.L. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* 32, 438 (1974).
- (17) A.D. Linde, *Reports Progress Physics* 42, 389 (1979).
- (18) A. Guth e S.H.H. Tye, *Phys. Rev. Letters* 44(10), 631 (1980).
- (19) J.M. Kosterlitz e D.J. Thouless, *J. Physics* C6, 1181 (1973).
- (20) I. Ventura, *Phys. Rev.* B24, 2812 (1981).
- (21) D. Bazeia, G. Marques e I. Ventura, *Rev. Bras. Física*, (1983).
- (22) T.W.B. Kibble, *J. Phys.* A9, 1387 (1976).
- (23) G. Lazarides, Q. Shafi e T. Walsch, *Nucl. Phys.* B195 157 (1982).
- (24) J. Preskill, *Phys. Rev. Letters* 43, 1365 (1979).
- (25) M. Einhorn e K. Sato, *Nuclear Phys.* B180 F52, 382 (1981) e Ref. (18).
- (26) A.D. Linde, *JETP Letters*, 19(5), (1974).
- (27) O. Bertolami Neto, *Panorama em Física de Partículas e Cosmologia - Tese de Mestrado* (1983).
- (28) O. Bertolami Neto e G.C. Marques, *Domain Walls and Clustering of Matter in Early Universe - em preparação* (1983).

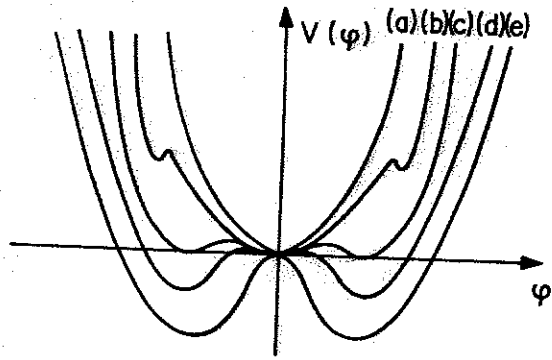


Fig 1