

第 19 章 原子核の熱力学 & 第 20 章 強い相互作用をする多体系

林 達也

17、18 章ではエネルギーの低い励起状態における原子核の性質を縮退したフェルミ粒子系や殻模型で見えてきた。高い励起状態においては、核子の平均自由行程は 1fm と非常に小さくなり、液体の様に振る舞う様になる。前半ではこの様な高い励起状態を統計的、あるいは熱力学的な手法によって見ていく。後半では、この様な知見を初期宇宙に対して適用していく。

19.1 原子核の熱力学的な記述

3.4 節で見た様に、原子核の励起状態は大きく分けて 3 つに分類できる。

- 基底状態および低い励起状態。これらは 17、18 章で扱った。
- 粒子放出が起こる高い励起状態。連続的なスペクトルを持つ。
- 粒子放出のしきい値付近の境界の状態。量子カオスによって説明される。

下 2 つの状態は、統計的な方法によって説明される。その準備として、まず原子核の温度という量を考える。

■温度

温度はマクロな熱平衡状態の系に対して定義される物であるが、そもそも高い励起状態の原子核はマクロな系でも熱平衡状態でもない。よって以下の様にして**原子核の温度**を導入する。

例として ^{252}Cf ^{*1} の自発核分裂を考えよう。 ^{252}Cf は半減期が 2.6 年の放射性的原子核で、3.1% の確率で自発核分裂を起こす。反応の一連の過程は次の様になる。

1. 核が分裂。この時摩擦^{*2}熱が生じて、核分裂破片はそれぞれ熱くなる。
2. 平均 2.1MeV の中性子を放出して冷却されていく。
3. 中性子放出のしきい値を下回ると、光子を放出して冷却される。

ここで、放出された中性子のスペクトルを測定すると、以下のマクスウェル分布によってよくフィッティングできる事がわかる（蒸発スペクトルという）。

$$N_n(E_n) \sim \sqrt{E_n} \cdot e^{-E_n/kT} \quad (1)$$

これによって定められた fitting パラメータ kT ^{*3} を核分裂破片の温度として定義する。

*1 カリフォルニウム

*2 ここで言う摩擦とは、運動エネルギーの一部が、内部エネルギーに転換する現象のこと

*3 k はボルツマン定数で $k = 8.6171 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$ 引用元: <http://www.nucleng.kyoto-u.ac.jp/people/ikuji/edu/vac/app->

^{252}Cf の場合は $kT = 1.41\text{MeV}$ 、 ^{236}U の場合は $kT = 1.29\text{MeV}$ となる。

また放出される光子の方でも同様のことが可能であり、 $kT < 1\text{MeV}$ となる。この結果は上と異なるが、これは光子放出の段階では原子核が十分に冷えていることを反映している。

19.2 複合核と量子カオス

■複合核

重い原子核に中性子を衝突させることを考える（中性子の散乱実験）。この時、入射中性子エネルギーがあるときどきの値をとる時、中性子が捕獲されて断面積が非常に大きくなることもある（図 19.4）。このようにできた原子核の共鳴状態を**複合核**という。共鳴の幅は eV のオーダーであり、これは原子核の低い励起状態のエネルギーギャップより 6 桁小さくなっている。

ボーア (1930 年) によると、この反応は次の様に説明できる。

1. 強い相互作用によって核内の平均自由行程は非常に短いので、捕獲された中性子は瞬く間にエネルギーを原子核全体に分配する
2. そのエネルギーが再び 1 つの核子に集まる確率は低いので、この共鳴状態の寿命は長く、共鳴の幅が短くなる

現在ではこの描像はより精密化されており、いくつかの中間状態を経て複合核状態になると考えられている。

■原子核の量子カオス

古典力学において、その解は規則的な軌道とカオス的な軌道に分けることができる。カオスとは周期性がなく、無限に小さな擾乱によって大きな変化が起こる解であり、予測の不確かさが時間と共に指数関数的に増大してしまうことから、系の発展が予測できないものになっている。

量子力学においてこのような系を扱ったものを**量子カオス**という。古典論における規則的な軌道に対応するのは、殻模型などシュレーディンガー方程式によって計算できる状態であり、カオス軌道に対応するものは 1 粒子波動関数から確率的に作られた状態である。

カオスの確率的構造は状態のエネルギー間隔を測ることによって調べることができる。このようなことができるのは、複合核のエネルギー準位のレベル密度が非常に高いためである。

このような量子カオスの理論によると、同じスピン、同じパリティを持つ状態はお互いに大きな距離をとりたがること示され、エネルギー準位の間隔はポアソン分布から大きくずれる。図 19.4 の準位のばらつきをうまく説明できる

補足

Berry-Tabor の定理「自由度が 2 以上の力学系が古典的に完全可積分ならば、量子系の準位間隔は Poisson 分布に従う」

Bohigas-Gianonni-Schmidt 予想「力学系が古典的に ergodic ならば、量子系の準位間隔は Wigner 分布に

従う」

量子カオスが支配的な領域において、巨大双極子共鳴の様な規則的な集団状態が存在するのは、カオスと非カオス系の共存の良い例になっている。集団状態は核子-核子相互作用を通じてカオス状態と結合するので、コヒーレンスが破れ寿命が短くなる。

■連続状態

連続状態でも断面積は一定でなく、強い揺らぎが見られる。これは以下の理由による。

- 可能な崩壊チャンネルが増えて共鳴の幅が広がる。
- 状態密度が高くなる。

等しい量子数を持った共鳴は互いに干渉するので、全断面積の揺らぎが起こる。

19.3 原子核物質の相

■相転移：液体-気体

原子核を加熱したときに、系がどの様に変化するかを見ていく。原子核を温めるには重イオンの**周辺衝突**を用いる。原子核をお互いが擦れる様に周辺同士を衝突させることによって高温の原子核を実現できる。この原子核の温度と核子当たりの励起エネルギーを測定し、プロットすると図 19.6 の様になる。これは液体から気体への相転移と解釈できる*4。

■ハドロン物質

金原子核を周辺衝突ではなく**正面衝突**させた場合を考える。入射ビームエネルギーが核子あたり 10GeV 以上の時、核子の励起反応 $N + N \rightarrow \Delta + N$ の断面積は 40mb、平均自由行程は 1fm となり、どの核子も 1 度以上 Δ 粒子に励起される計算になる。

Δ 粒子は直ちに崩壊するが、逆反応 $\pi^+ N \rightarrow \Delta$ によって再生性されるので、結局 $\pi^+ N \leftrightarrow \Delta$ という熱平衡状態になる。この様に核子、 Δ 粒子、パイ中間子（および他の中間子）が混ざったものを**ハドロン物質**という。

ハドロン物質のエネルギー密度と温度は、パイ中間子を測定することによって求められる。パイ中間子は非常に軽いので、ハドロン物質内のエネルギーの交換の殆どを担っているからである。温度はビーム方向に垂直な方向に放出されたパイ中間子のスペクトルをボルツマン分布

$$\frac{dN}{dE_{\text{kin}}} \propto e^{-E_{\text{kin}}/kT} \quad (2)$$

でフィッティングすることによって求められる。

しかし、この方法には限界がある。衝突原子核のエネルギーをどれだけ大きくしても、パイ中間子から得られる温度が $kT = 150\text{MeV}$ を超えないことが実験的に知られているのである。これは、高エネルギーのパイ中間子はハドロン物質内でエネルギー交換をする確率が高くなり、 $kT = 150\text{MeV}$ 以下まで原子核が冷却され

*4 これは核力がファンデルワールス力と似ていることからわかる。

ないとパイ中間子はハドロン物質の外に出られないから、と解釈できる。この現象をパイ中間子の **freezing out** という。

■原子核物質の相図

原子核物質には様々な相がある (図 19.8)。自由な原子核にエネルギーを与えても核子や原子核、 α クラスターを放出するだけだが、これらのある領域に閉じ込めておく場合には、内部自由度の励起が起こったり、異なる相に相転移したりする。

■クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)

高密度や高温の状況では、核子やパイ中間子は形成されず、クォークやグルーオンで構成されるプラズマ状態になる。これをクォーク・グルーオン・プラズマ (以下 QGP) と呼ぶ。QGP は、高密度ではハドロン同士が重なり合い、クォークの閉じ込めという描像がもはや成り立たなくなることによる。高温でも、同様にハドロン内部で強い相互作用によりパイ中間子が大量に生成され、空間が埋め尽くされてしまうので QGP に相転移する。

格子 QCD の計算では、クォーク密度 0 (図 19.8 の縦軸に対応) の状況において実際に QGP へ「相転移」することも確かめられている*5。

また、QGP 相ではクォークの閉じ込めが破れ、カイラル対称性が回復している。

19.4 初期宇宙における素粒子物理と熱力学

現在、宇宙はビッグバンによって始まったと考えられており、その根拠も見つかっている。以下ではこのビッグバン宇宙論を概観していく。

■膨張する宇宙

遠くの銀河を観測すると、これらは地球から遠いほど、地球から早く遠ざかっていることがわかる。実際、銀河の速度 v と地球から銀河までの距離 d には次の様な比例関係がある。

$$v = H_0 \cdot d \quad (3)$$

ここで、 H_0 はハッブル定数であり、

$$H_0 = 70 \pm 8 \text{ kms}^{-1}/\text{Mpc} \quad (1\text{Pc} = 3.1 \times 10^{13}\text{km} = 3.3 \text{ 光年}) \quad (4)$$

である。これから、宇宙が膨張していると解釈できる。

ビッグバン理論の他の根拠としては、**宇宙背景放射**がある。これはビッグバン後の初期宇宙のプラズマ状態中で熱平衡になった光子が宇宙の晴れ上がりによって一様等方に放射されたものであり、実際に観測されている。

宇宙の年齢と大きさの関係は、一般相対論と観測結果から導くことができる。膨張宇宙の最も単純なモデルであるフリードマン模型によると、宇宙はその平均質量密度により3つに分類できる。

*5 厳密には、示されたのは QGP 相への「相転移」ではなく「クロスオーバー」である。相転移は熱力学量 (例えばエネルギー密度) を不連続に変化させるが、計算結果は急激だが滑らかな変化 (クロスオーバー) だった。

- 平均質量密度 > 臨界密度 銀河間の重力により、やがて収縮する閉じた宇宙
- 平均質量密度 < 臨界密度 永遠に膨張し続ける開いた宇宙
- 平均質量密度 = 臨界密度 ある大きさに漸近的に収束していく平坦な宇宙

光学的な方法によると、宇宙の平均質量密度は臨界密度より小さい。しかし、光学的に検知できない暗黒物質の存在が考えられるので、実際は臨界密度に等しい密度を持っているという可能性は否定できない。

臨界密度以下の場合には宇宙の年齢 t_0 は

$$t_0 = \frac{1}{H_0} \quad (5)$$

と求められ、約 140 億年である。

■宇宙の最初の3分間

宇宙最初の3分間は大体このような感じであった

約 10^{-35} 秒後

相転移が起きて強い力と電弱相互作用が分離し、クォークとレプトンは殆ど相互作用しなくなった。この時に、クォーク数わる光子数は 10^{-9} に固定された。

約 10^{-11} 秒後

温度が $kT = 100\text{GeV}$ 程度になり、弱い力と電磁気力が分離した。

約 10^{-6} 秒後

温度は $kT = 100\text{MeV}$ まで下がり、クォークやグルーオンは閉じ込められハドロンや中間子を形成した。この時殆ど同じ数の陽子中性子が生成され、弱い相互作用によって熱平衡状態にあった。

約 1 秒後

温度は $kT = 1\text{MeV}$ となり、陽子中性子の熱平衡状態が保てなくなり、陽子と中性子の数の比は 7:1 となった。

約 3 分後

温度は $kT = 100\text{keV}$ まで下がり、核子と光子の熱平衡が破れた。つまり、核子がくっついて軽い原子核と光子を作る核融合反応と、光子を吸収して原子核を破壊する光核分裂が平衡していたのが、光子のエネルギーが下がったことによって光核分裂が起きにくくなってしまったのである。この段階で、重水素、ヘリウム、リチウム原子核が作られた。(ビッグバン元素合成)

■物質—反物質の非対称性

現在の宇宙は物質できており、反物質によってできた領域等は観測されていない。ビッグバン宇宙論では初期宇宙では粒子と反粒子は熱平衡状態にあったと考えられているので、この非対称性がどの様に生まれたかが問題になる。

$$\Delta q = \frac{q - \bar{q}}{q + \bar{q}} = 3 \times 10^{-10} \quad (6)$$

物質—反物質の非対称性を作るために必要な条件は Sakharov(1967) によって与えられた。これを Sakharov の 3 条件という。

1. CP 対称性の破れ
2. バリオン数 B の非保存
3. 熱的非平衡

しかし後で見る様に、バリオン数 B の非保存よりバリオン数とレプトン数の差 $B - L$ の非保存がより重要である。

標準模型でのバリオン数 B 非保存

バリオン数やレプトン数は古典論では保存量であるが、実は量子化すると保存しなくなる。このような現象を量子アノマリーという。

バリオン数カレントを J_B^μ 、レプトン数カレントを J_L^μ とおくと、

$$J_B^\mu = \sum_i (q_i^\dagger \bar{\sigma}^\mu q_i + u_{Ri}^{c\dagger} \bar{\sigma}^\mu u_{Ri}^c + d_{Ri}^{c\dagger} \bar{\sigma}^\mu d_{Ri}^c) \quad (7)$$

$$J_L^\mu = \sum_i (l_i^\dagger \bar{\sigma}^\mu l_i + e_{Ri}^{c\dagger} \bar{\sigma}^\mu e_{Ri}^c) \quad (8)$$

となる。カレントの発散を三角ダイアグラムによって計算すれば

$$\partial_\mu J_B^\mu = \partial_\mu J_L^\mu = \frac{N_f}{32\pi^2} (g^2 W_{\mu\nu}^a \tilde{W}^{a\mu\nu} - g'^2 B_{\mu\nu} \tilde{B}^{\mu\nu}) \quad (9)$$

となり 0 でなく、結局標準模型では B 、 L は保存せず、 $B - L$ のみが保存することがわかる。

この様にして、バリオン数やレプトン数を破る過程をスファレロン過程と呼ぶ。この反応はチャーンサイモンズ数 N_{CS} でラベルされる異なる真空への遷移過程であり、現在の宇宙ではほとんど起きていないと考えて良い。しかし、この反応はヒッグスの真空期待値が 0 であるような電弱相転移前の超高温では頻繁に起こり、無視できない。現在では $100\text{GeV} < kT < 10^{12}\text{GeV}$ の領域でスファレロン過程が熱平衡状態にあったと考えられている。

スファレロン熱平衡と $B - L$ 数保存の破れの必要性

以上の議論により、バリオン数を生成するためには、 $kT > 10^{12}\text{GeV}$ の高温領域で $B - L$ を破る反応が存在していなければならないことがわかる*6。つまり、例えばバリオン数 B を破る反応があったとしても、レプトン数 L も同じだけ増えてしまうと $\Delta(B - L) = 0$ 。故にスファレロン過程の熱平衡によってバリオン数が 0 になってしまうからである。以下に初期の $B - L$ 数密度が n_{B-L} であったときの、スファレロン熱平衡状態におけるバリオン数密度 n_B とレプトン数密度 n_L を示す。

$$n_B = \frac{28}{79} n_{B-L}, \quad n_L = -\frac{51}{79} n_{B-L} \quad (10)$$

*6 勿論スファレロン過程の熱平衡後にバリオン数 B を破る様な反応が起きれば別にそれでも良い。このようなシナリオの1つとして電弱バリオジェネシスというものが考えられていたが、この理論はヒッグス質量が 43GeV より小さいことを要求しており、現在では棄却された様である。

B-L 数保存を破る機構とレプトジェネシス

まず初めに、ポップに載っているシナリオでは B-L 数を破れていないことを示す。

ポップの説明をまとめると、次の様になる。

1. $t < 10^{-35}$ 秒の熱い初期宇宙では質量 10^{14}GeV の X ボソンが実粒子として存在していた。
2. X ボソンはバリオン数保存を破り、X はクォークと電子に、 \bar{X} は反クォークと陽電子にそれぞれ崩壊する。
3. CP 対称性の破れによって、X と \bar{X} の崩壊率は異なる。
4. $X\bar{X}$ の生成と消滅が熱平衡にある様な高温状態ではバリオン数は変化しないが、これが冷えることによって対生成が起こらなくなり、熱平衡が破れる。
5. X ボソンの CP 非対称な崩壊によってクォークの過剰が起こる。

問題は 2. の X ボソンの崩壊にある。minimal $SU(5)$ によると、X ボソンの崩壊パターンは上記のものを含めて

$$X \longrightarrow q + q \quad (11)$$

$$X \longrightarrow \bar{q} + \bar{l} \quad (12)$$

$$\bar{X} \longrightarrow \bar{q} + \bar{q} \quad (13)$$

$$\bar{X} \longrightarrow q + l \quad (14)$$

となるが、このどれも B-L 数を破っていないからである*7。これ以外にも、minimal $SU(5)$ では他にカラーヒッグス*8の崩壊がバリオン数を破るが、これも B-L 数を保存していることがわかり、前述のスファレロン過程によってバリオン数が消滅してしまうのである。したがって、ポップのシナリオではバリオン数生成を説明できない。

バリオン数生成の問題は標準模型を超える物理であり、まだ決着していない。現在考えられているシナリオの1つとして、右巻きニュートリノの崩壊によってまずレプトン数を生成し、スファレロン過程によってバリオン数を生成するというレプトジェネシスがある*9。

現在の宇宙で CP の破れやバリオン数非保存が起こるかどうかの実験もなされている。CP の破れについては K 中間子や B 中間子の系で発見されたが、これによる非対称度は小さく、物質反物質の非対称度を説明するには十分でない。バリオン数非保存の実験については例えば陽子崩壊の探索があるが、この証拠はまだ見つかっていない。

■電弱相転移

宇宙誕生から 10^{-11}s 後、温度が $kT = 100\text{GeV}$ 程度になると、ヒッグス場が真空期待値を持つことになり電弱相転移が起こる。この時になって初めて W ボソンや Z ボソン、フェルミオンは質量を獲得し、電磁気力

*7 X ボソンの B-L 数を 2/3 とすれば良い

*8 $SU(5)$ から $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ を引き起こすヒッグス

*9 他にも色々なシナリオがあり、例えば (Mikhail Shaposhnikov 2009 J. Phys.: Conf. Ser. 171 012005) には 44 のシナリオが列挙されている。

と弱い相互作用は分離する。

■ハドロンの形成

宇宙誕生から 10^{-6} s 後、温度が $kT = 100\text{MeV}$ になると今まで自由に飛び交っていたクォークやグルーオン (QGP) が閉じ込められ、ハドロンを形成する様になる。

■初期宇宙での元素合成

宇宙開闢から 200 秒ほどの時、バリオン物質は 88% が陽子で 12% が中性子であり、原子核は殆どなかった。というのも、この時点までは中性子と陽子の核融合による重陽子の生成反応と重陽子が光を吸収することによって分解する光分解の反応が熱平衡にあったからである。しかし、温度が十分に冷えて光子のエネルギーが不十分になると、反応



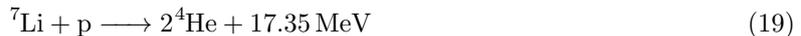
によって重陽子が生成された。これを材料にして



なる反応がおきて ${}^3\text{He}$ や ${}^3\text{H}$ も生成され、 ${}^3\text{H} + p$ 、 ${}^3\text{He} + n$ 、 ${}^3\text{He} + d$ 、 $d + d$ なる反応によって ${}^4\text{He}$ ができた。 ${}^7\text{Li}$ も反応



によって生成されるが、強い発熱反応



で直ちに壊れてしまう。上記の反応によって中性子のほとんどが最終的に ${}^4\text{He}$ の中に取り込まれ、 ${}^4\text{He}$ は宇宙の質量の 24% を占める様になった。他の d 、 ${}^3\text{He}$ 、 ${}^7\text{Li}$ たちは、痕跡としてわずかに存在できるが、残りのバリオン物質のほとんどは陽子（水素原子核）であった。

${}^7\text{Li}$ より重い原子核はというと、この段階では生成されない。これは $A = 5, 8$ の安定な原子核が存在しないことによる。

これらの元素合成は温度が下がり、クーロン障壁を超えられず核融合反応ができなくなるまで約 10 分間続いた。この後星の形成に伴ってより重い元素が合成されたが、これらはバリオン物質の組成をほとんど変えないので、もしこの理論が正しければ、宇宙の元素組成は水素が 75% でヘリウムが 25% となっているはずであるが、観測によると確かにそうなっているので、これはビッグバン理論を支持する根拠になっている。

■宇宙マイクロ波背景放射

最初の 10 分後には、宇宙は全く電子を持たない水素、ヘリウム、と約 10^{10} 倍の光子から構成されていた。これから温度が下がると電子が原子核に捕らえられ原子を形成し、光子の平均自由行程がのびて光子と物質が分離した。これは下の熱平衡が破れた時に起きたと考えられる。



しかし、実際には水素の再形成はそれより後に起こった。これは、水素原子形成が非平衡過程であることによると考えられている。

19.5 星の進化と元素合成

■核融合反応

平衡状態において、星が放射するエネルギーは原子核反応によって生成されている。したがって、平衡状態は本質的には核融合反応の反応率に依存する。核融合が起こるための前提条件は、親核同士がクーロン障壁を突破することである。これはアルファ崩壊の時と同様にクーロン障壁の透過率 e^{-2G} で評価できる。ここで G はガモフ因子で、

$$G \approx \frac{\pi\alpha Z_1 Z_2}{v/c} \quad (21)$$

単位時間あたりに反応する回数=反応率 \dot{N} は、4章によって次の様に与えられる。

$$\dot{N} = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle \quad (22)$$

ただし、粒子の速度はマクスウェル-ボルツマン分布

$$n(v) \propto e^{-mv^2/2kT} = e^{-E/kT} \quad (23)$$

にしたがっているため、これによって平均を取っている。

これを計算すると、反応率が最大になる様なエネルギー領域があることがわかり (図 19.10)、これをガモフピークという。ガモフピークはガモフ因子に依存しており、原子番号が大きいほど、核融合を起こして十分なエネルギーが発生するためには高い温度が必要であることがわかる。

■水素の燃焼

星の形成期に太陽質量の 1/10 より大きな質量が集まると、星の内部の温度が $T > 10^7 \text{K}$ となり、次の様な核融合反応が起きるようになる (**p-p サイクル**)。



まとめると結局



であり、4つの陽子からヘリウム原子核を作ってエネルギーを取り出す反応であることがわかる。

このサイクルの中では一番上の式の反応速度が最も遅い。これは陽子同士が近づいて融合するだけでなく、同時に1つの陽子が弱い相互作用によって中性子に変わらなければならないからである^{*10}。

^{*10} これは太陽の寿命が長い理由になっている。もしこの反応が直ちに進めば、太陽はすぐ燃え尽きてしまう。陽子一個に着目した時、別の陽子と出会ってこの反応が起こるのは10億年に一回程度となる。

^{12}C を含む様な大きな星では、上記の他に、炭素窒素酸素が触媒の様に作用して、全体としては pp サイクルと同じ反応を起こすものがある。これを **CNO サイクル** という。これは普通の pp サイクルより早く進行し得るという点で重要である。

■ヘリウムの燃焼

水素燃焼が終わった時、ヘリウムの塊となったコアは重力によって潰れていく。太陽よりずっと小さな星の場合は、重力によって新たな核反応が起きることもなく、最終的にフェルミ圧力と釣り合って白色矮星になる。

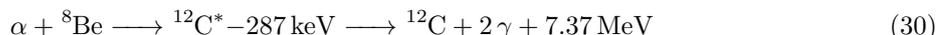
質量の大きな星の場合、潰れていく過程でコアの温度が約 10^8K 、密度が 10^8kg/m^3 にまで達し、ヘリウムの燃焼が起きる様になって赤色巨星になる。

ヘリウム燃焼では次の様な反応が起こる。



この反応は ${}^8\text{Be}$ の寿命が 10^{-16} 秒しかないために起きにくく、そのためにビッグバン元素合成ではこの様な反応はほぼ起こらなかった。しかし星の内部密度が 10^8kg/m^3 の領域では、 10^9 個の α と 1 個の ${}^8\text{Be}$ で平衡状態となることができる。

ここで、 α と少数だが ${}^8\text{Be}$ があることによって次の様な反応が起きてくれる。



これは $\alpha + {}^8\text{Be}$ のエネルギー準位が ${}^{12}\text{C}$ の 0^+ 励起状態 ${}^{12}\text{C}^*$ のエネルギー準位とほぼ一致しており (図 19.11)、エネルギー的な共鳴によって反応確率が大幅に増えるからである*¹¹。

まとめると、星の中心ではビッグバン元素合成の時には起きなかったヘリウム燃焼が起きてくれて、炭素原子核ができるということである。



宇宙における原子核の 1% がヘリウムより重い原子核であるが、これらは実質上全て上の反応を経て作られたものになっている。

■鉄までの燃焼

- ヘリウム燃焼が終わると、今度は星は主として ${}^{12}\text{C}$ で構成される状態になり、太陽ぐらいの大きさの星は白色矮星になる。より重い星はさらに核融合反応を進めていき、重い元素を合成してゆく。
- 原子番号 Z が大きいほどクーロン斥力が強いので、核融合には高温が必要になる。星は中心が熱く、外側に行くにつれて温度が下がるので星は「玉ねぎ構造」になる。温度が高い中心部では鉄が合成され、外側では軽い核が合成されるからである。
- 星の中心部は熱いので、核融合は早く進んでいく。実際、ケイ素から鉄へのステップは数日で完了する。鉄以降の重い原子核への核融合はエネルギー的に損なので、核融合は鉄で終結する。
- 星の中心部が鉄になるとエネルギー源がなくなり、自身の重力によって崩壊する。これは星の外側の物質があたかも自由落下をする様な劇的な崩壊であり、強い爆発が起こる。星は今まで放出してきた以上

*¹¹ この炭素の励起状態をこの状態を予言したホイル氏に因んでホイル状態という。

のエネルギーを一瞬で放出し、様々な原子核を宇宙空間にばら撒く。これを超新星*¹²という。爆発後に残ったコアは、その質量が太陽の質量より小さければ白色矮星、1~2倍であれば中性子星、それ以上であればブラックホールになる。

■より重い原子核の合成

鉄より重い原子核の合成にネックなのは、強いクーロン障壁である。故に、「中性子捕獲反応+ベータ崩壊」によって重原子核の合成が起きると考えられている。問題は中性子の供給源だが、これによって2つのプロセスに分類できる。

s過程 (slow process)

中性子捕獲反応がβ崩壊の寿命よりゆっくり進む過程。ヘリウム燃焼の段階で起こる。この過程では限界があり、鉛より大きな原子核は作れない。(アルファ崩壊をして鉛になってしまうため。)中性子は、以下の様な反応で供給される。



r過程 (rapid process)

中性子捕獲反応がβ崩壊の寿命より急激に進む過程。超新星爆発や中性子星の連星合体の段階で起こる。急激に中性子が捕獲されていくので、鉛よりも重い原子核が生成され得る。

20章 強い相互作用をする多体系

■準粒子

基本的な構成要素およびそれらの間の相互作用を考える代わりに、考える「実行的な粒子」。十分低い励起状態の多体系は準粒子の系として記述できる場合が多い。

■集団状態

系の構成要素たちがコヒーレントに干渉し合う事によって作られる状態。結晶格子の振動や、原子核の表面の振動など。

■カオスの現象

高励起状態であって、基本的な励起に基づいて定量的に記述できなくなった系をカオスという。普遍的な性質があり、相互作用の詳細によらない統計的現象を持つ。

*¹² 夜空に明るい星が突如輝きだし、新しい星が生まれた様に見えるのでこう呼ばれることになった。実際は星の誕生ではなく、星の最期である。

■ハドロン

クォークとグルーオンが閉じ込められた系。QCD の非摂動的な領域であり未解決な問題が多い。準粒子描像である構成子クォークが、どの領域まで正しいか等もわかっていない。また、3GeV を超えた領域の励起状態やハドロンの集団状態の存在などもわかっていない。

■強い相互作用の力

クォーク 間に働く力であり、量子色力学 (QCD) によって説明される。QCD を直接用いなくても、スピンやアイソスピンの考察から定量的な議論ができる (16 章)。原子核など多体系の場合には、実験結果にフィットした現象論的な式に頼ることもある。

■原子核

原子核の構成要素は核子ではなく、準粒子から構成されていると考えるとより現実的になる。フェルミ面近傍の準粒子は核子と似た性質を示し、低エネルギーの現象 (スピン、磁気モーメント、励起エネルギー) などは殻模型によってよく説明できる。より深く束縛された準粒子は実は殻模型が使えず、準弾性散乱で観測される状態の幅が大変広い事などを説明できないそう。

原子核には大きな構造の準粒子もあり、例えば2つの核子が対をなす事によって $J^P = 0^+$ の系に結合し、ボソンになるということがある。これによって、超流動状態が起きているかもしれない (18 章)。

他の重要な性質として、集団的励起がある (巨大双極子共鳴、4重極励起、回転バンド)。

さらにこうエネルギーな励起状態では、統計的な方法が有用になる。

■終わりに

今まで複合系を取り扱う際に、基本的な系について持っている知識に基づいて理解を行ってきた。しかし、それでも複雑な現象の定量的な分析には実効的な構成要素の導入が不可避だった。

これはより一般に多体系の全ての系に言えることであるが、第一原理計算による計算や理解より、現象論的な実行的な理論が役立つことが多々ある。

今日の研究者の努力は2つの方向あり、標準模型が基本的な理論か実効的な理論なのかという検証と、強い相互作用の複合系のより良い理解を目指すものである。

参考文献

- [1] B. ポッフ、K. リーツ、C. ショルツ、F. サッチャ 『素粒子・原子核物理入門』、丸善出版
- [2] 秋葉康之、『クォーク・グルーオン・プラズマの物理』、共立出版
- [3] 永江知文、『ハドロン物理学入門』、裳華房
- [4] 大西明、『核反応によるハドロン物質相の探索』
<http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~akira.ohnishi/Src/Misc/Natsu03-Ohnishi.pdf>
- [5] 西垣真祐、『ランダム行列とその周辺』
http://www.phys.shimane-u.ac.jp/mochizuki_lab/RM-YITPs.pdf

- [6] コトバンク、『複合核』
<https://kotobank.jp/word/%E8%A4%87%E5%90%88%E6%A0%B8-123942>
- [7] 榎本成志、『B - L 数の破れた相互作用と宇宙のバリオン数生成』
http://www.phys.shimane-u.ac.jp/mochizuki_lab/RM-YITPs.pdf
- [8] 永島伸多郎、『Review of Baryogenesis』
<https://agenda.hepl.phys.nagoya-u.ac.jp/indico/getFile.py/access?contribId=1&resId=0&materialId=slides&confId=1603>