

第19章 原子核の熱力学

前田 一弥

平成23年7月14日

これまで…基底状態 or 低い励起状態の原子核を扱ってきた。

ここからは高い励起状態について考えてみよう。

高励起状態では原子核内での原子核の自由行程が小さくなり、約1fmになる。そうすると原子核は縮退したフェルミ粒子の系ではもはやなく、励起が増すにつれて通常の液体の状態に近づく。このような原子核を記述するには統計的な方法を用いるのがよい。

原子核の励起を温度によって特徴づける。

→ 緻密には、温度は熱平衡にある大きな系でのみ定義であり、重い原子核でもその条件を満たしていない。また、励起した原子核は核子や光子を放出して急速に冷えていくため熱的平衡状態にない。このような問題点を考慮に入れなければならない。

核子数の大きな系も考えるということで、原子核の熱力学に関しては、原子核のことを核物質とよぶ。高速で原子核同士を衝突させると、短時間ではあるが高密度、高温状態の原子核物質をつくることができるので、原子核物質の熱力学的性質を研究することができる。

19.1 原子核の熱力学的な記述

ここからは、粒子放出の閾値付近 (遷移領域) ~ それよりずっと高い励起状態 (連続状態) について考える。

温度

原子核の温度という概念を、 ^{252}Cf の自発的核分裂を例に考えてみる。

^{252}Cf : 半減期 2.6y, 3.1% の確率で自発核分裂

核分裂を起こすと、摩擦熱で破片内にエネルギーが蓄えられる、すなわち熱くなる。この破片が冷える過程がテキスト (図 19.1) に示されている。

初めは低速の中性子放出により冷却され、中性子放出の閾値までエネルギーが下がると光子の放出によってのみ冷却される。

放出された中性子のエネルギースペクトルは蒸発スペクトルの形をしてお

どうなってる??

り、マックスウェル分布によって記述できる。

$$\frac{dN_n(E_n)}{dE_n} \propto \sqrt{E_n} e^{-E_n/kT}$$

テキスト (図 19.2) は実験で得られたスペクトルを $\sqrt{E_n}$ で割ったもの。指数関数の fitting に精度よく一致する。→ 指数関数におけるパラメータの T を系の温度とする。 ^{252}Cf の例では $kT=1.41\text{MeV}$ 。 ^{238}U の場合だと $kT=1.29\text{MeV}$ 。

テキスト (図 19.3) には放出された光子のスペクトルがしめされている。

以上より、粒子放出の閾値近傍の領域においても統計的な扱いが適切であることがわかった。

(解説?)

19.2 複合核と量子カオス

重い原子核の粒子放出の閾値付近に離散的な多くの狭い共鳴がみられる。これらは統計的にのみ記述され、原子核の構造に関する情報はもっていない。

複合核

重い原子核の中性子捕獲 (テキスト図 19.4)

低エネルギーの中性子 (~数十 eV) が原子核中に入ると、中性子のエネルギーは核子たちに分配され、熱的平衡状態となり、全体で複合核状態をなす。

(図 19.4) の共鳴の幅 Γ ~ 数 eV より、寿命 $\sim 10^{-15}$ [s] とわかる。これは、中性子が核子を横切る時間 $\sim 10^{-22}$ と比べると著しく長く、準安定な状態である。

原子核の量子カオス

カオスの軌道とは、記号的な軌道と異なって、小さな擾乱によっても軌道が大きく変わってしまうものをいう。規則的な系については任意の精度で系の発展を予言できるが、カオスの系については予言の不確かさは時間とともに指数関数的に増加する。

→ 系が多様になる

△ 連続状態

断面積は連続状態でも一定ではない。(エネルギーが増すと共鳴の幅が広がることや、共鳴同士の間渉のため。)

断面積の増減や平均自由行程は定量的に計算可能。

19.3 原子核物質の相

相転移:液体-気体

原子核を「暖める」ことを考える。

重イオンの peripheral 反応=原子核がこすれあうような反応、が有効。摩擦により二つの大きな破片の温度があがる。(テキスト図 19.5)

破片の温度や系に供給した全エネルギーは計測可能。また、標的粒子と入射粒子の運動方向により、どちらの破片の崩壊による粒子であるも判別可能であり、またそれらは摩擦の結果生じる蒸発粒子とも分離可能。

例: 600MeV/1 核子 の金の原子核を金の原子核標的にかすらせる。

破片の温度と破片に属するエネルギーの関係がテキスト (図 19.6) のように測定された。

4MeV $(E/A) \sim 10$ MeV の領域では、エネルギーを与えても温度がほとんど変わらない。→マクロな物質における、潜熱とのアナロジー
すなわち、原子核物質が液体から気体へと相転移していると考えられることができる。

相転移の解釈は次のとおり。温度が $kT \sim 4$ MeV において原子核の周りに気体の相の核子の膜ができる。それは蒸発せず液体の原子核と平衡状態にあって核子を交換する。すべての核子の液体が蒸発した後に、核子の相はさらに高温になることができる。

ハドロン物質

peripheral 衝突ではなく正面衝突の場合を考える。

核子の励起反応 $N + N \rightarrow \Delta + N$ の断面積は 40mb、自由行程は 1fm。このとき、 $\pi N \leftrightarrow \Delta$ という平衡状態をつくる。核子、 Δ 、 π と微量の他の中間子の混ざった状態をハドロン物質とよぶ。

放出される π 中間子のエネルギー分布は、ボルツマン分布に対応して指数関数的なふるまいをする。また、 π 中間子の freezing out のために、得られる温度は $kT \approx 150$ MeV をこえない。

原子核物質の相図

原子核物質のさまざまな相がテキスト (図 19.8) にしめされている。

クォーク-グルーオン・プラズマ (QGP)

原子が電子と原子核に完全に電離した状態をプラズマとよぶが、同様の状態を原子核にもあてはめて考える。すなわち、核子中のクォークやグルーオ

ンがばらばらになって自由に運動する状態を、クォーク-グルーオン-プラズマ (QGP) とよぶ。

QGP 相に至る道筋として、超高温にする場合と超高密度にする場合が考えられる。

19.4 初期宇宙における素粒子物理と熱力学

宇宙論と素粒子物理の関係が近年深まってきた。それについて記述。

超高温高密度状態から宇宙が始まったとする標準的な宇宙の模型を用いる。(ビッグバン宇宙論) この火の玉が爆発的に膨張し(インフレーション)、温度と密度が現在まで減少を続けている。初期には熱かった素粒子のプラズマが膨張することによって今日知られている物質の巨視的、微視的な形ができた。

この模型は 1. 宇宙の膨張の観測、2. 宇宙背景放射 という二つの実験上の発見に負うところが大きい。

膨張する宇宙

宇宙の質量の大部分は銀河の中にある。(10⁷~10¹³ M_☉) 銀河の数は約 10²³ 個と信じられている。

銀河の速さ: ドップラーシフトによって測定可能。銀河までの距離: 光の強度の測定と輝度の推定から決定可能。

膨張する宇宙のもっとも単純な模型である Friedman 模型によれば、宇宙の形は 3 つの可能性 (閉じた宇宙、平坦な宇宙、開いた宇宙) がある。

宇宙の最初の 3 分間

宇宙の初期には、粒子、反粒子、ゲージボソンはすべて熱的平衡状態にあり、高エネルギーのためたがいに転換可能であった。クォークとレプトンの違いはなく、全ての相互作用の強度は同じであり、非常に対称性の高い世界であった。

約 10⁻³⁵ 秒後、強い相互作用が電弱相互作用から分化。

約 10⁻¹¹ 秒後、弱い相互作用が電磁相互作用から分化。

約 10⁻⁶ 秒後、クォークが束縛されてバリオンや中間子を形成。

約 1 秒後、ニュートリノのエネルギーが下がり、陽子と中性子の平衡状態が維持できなくなった。

約 3 分後、核子と原子核の平衡状態が維持できなくなり (原子核のほうが安定)、重陽子、ヘリウム、リチウム原子核の元素合成が起こった。

物質-反物質の非対称

現在のような(一見)物質優勢の宇宙ができるためには、宇宙初期の段階で、クォークと反クォークの間に非対称性がなくてはならない。非対称度は

$$\Delta q = \frac{q - \bar{q}}{q + \bar{q}}$$

だけあればよい。

物質-反物質の非対称性をつくるには3つの条件が満たされなければならない。1. CPの破れ、2. バリオン数非保存、3. 熱的非平衡、の3つ。大統一理論では、これらの条件が満たされていたと想定する。

電弱相転移

宇宙誕生から 10^{-11} 秒後、温度にして $kT \approx 100 \text{ GeV}$ の頃、電弱相転移がおき、弱い相互作用と電磁気力が分化した。→自発的対称性の破れ

Higgs 場によって W, Z ボソンが質量を獲得。

ハドロンの形成

宇宙誕生から約 1μ 秒後、温度にして $kT \approx 100 \text{ MeV}$ の頃、次の相転移が起こった。自由であったクォークとグルーオン(QGP)がハドロンを形成。QGP状態からハドロン相への転移を重イオン衝突によって実験的に再現しようとする努力がなされている。

初期宇宙での元素合成

宇宙誕生から 200 秒ほどすると、 $n+p \rightarrow d+\gamma + 2.22 \text{ MeV}$ により d 生成、 $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\gamma + 5.49 \text{ MeV}$ 、 $n+d \rightarrow {}^3\text{H}+\gamma + 6.26 \text{ MeV}$ により ${}^3\text{He}$ 、 ${}^3\text{H}$ が生成される。その後は ${}^3\text{H}+p$ 、 ${}^3\text{He}+n$ 、 ${}^3\text{He}+d$ 、 $d+d$ などによって ${}^4\text{He}$ が合成される。 ${}^7\text{Li}$ も合成されるが、p との衝突でただちに2つの ${}^4\text{He}$ にこわれる。

${}^7\text{Li}$ より重い原子核は、ずっと後になってから星の内部で生成される。