

## ■初版第 17 刷以前の 77 ページの状態数の議論について

この部分は付録に述べた厳密な証明の大雑把なアイデアを伝えるつもりでかなり気楽に「物理風に」書いたのだが、後から読み直してみるとあまりにも省略が多く不適切だったと認識した。遅ればせながら、18 刷以降は、より簡略に基本のアイデアだけを解説したものに差し替えた。修正版をご覧いただきたい。

ここでは、気になる人のために 17 刷以前の評価について少し補足しておく。

(3.2.31) は、基本的には正しい式なのだが、これを正当化するための理屈はきちんと述べられていない。異なった部分系をまたぐような相互作用エネルギーは無視できるというだけなら、

$$\Omega_{V,N}(E) \sim \int_{\sum_{j=1}^m E_j \leq E} dE_1 \cdots dE_m \sum_{\substack{N_1, \dots, N_m \\ \sum_{j=1}^m N_j = N}} \prod_{j=1}^m \Omega'_{V_0, N_j}(E_j) \quad (3.2.31')$$

が真つ当な評価だ\*1。ここで、

$$\Omega'_{V_0, N'}(E') := \frac{d\Omega_{V_0, N'}(E')}{dE'}$$

は状態密度である。ただし（物理の文献では普通のことだが）本来は階段関数的な振る舞いをする状態数  $\Omega_{V_0, N'}(E')$  をなめらかな関数のように扱っている。

その後の議論を本文と同様に進めると、(3.2.32), (3.2.33), (3.2.34) で状態数  $\Omega_{V_0, N'}(E')$  を状態密度  $\Omega'_{V_0, N'}(E')$  に置き換えた関係が得られる。これで  $\sigma(\epsilon, \rho)$  の定義 (3.2.34) も変わってしまうのだが、実は、 $V_0$  が十分に大きければ、 $\Omega_{V_0, N'}(E')$  を使っても  $\Omega'_{V_0, N'}(E')$  を使っても、ほぼ等しい関数  $\sigma(\epsilon, \rho)$  が得られると信じられている（ただし一般的な証明はない）。これは (3.2.30) の形を見れば納得できるだろう。

以上がある意味でより正確な記述であり、物理の文献ではより標準的な記述だと思われる。しかし、実は定理 3.1 の厳密な証明はこの議論とはかなり異なっている。状態密度を扱うためには、状態数を微分可能な関数で近似する必要があるが、そういう近似が可能だという一般的な証明がないからだ。付録 C-2 では状態数だけを扱って証明を進めている。これが、状態密度を使った上のような議論を教科書に書かなかった理由である。

---

\*1  $\Omega_{V,N}(E)$  が「素直に数えた状態数」を  $N!$  で割ったものだったことを思い出すと実は粒子の分割の仕方の場合の数もきちんとこの評価に取り入れられている。改訂版の問題 3.5 を参照。