

演算子がどのように第2量子化されるかを見る。  
 まずは1粒子に作用する演算子を足し合わせた

$$\hat{F} = \sum_i \hat{f}(\mathbf{r}_i) \quad (0.0.1)$$

が場の演算子を用いてどのように表されるのかを考える。 $\hat{f}$ の例は、運動エネルギー  $\frac{\hat{p}_i^2}{2m}$  や中心力ポテンシャル  $V(\mathbf{r}_i)$  などである。位置  $\mathbf{r}_i$  固有状態  $\lambda$  にある粒子の波動関数を  $\lambda(\mathbf{r}_i)$  と書くことにする。これを使って多体系全体の状態  $|n\rangle$  を

$$|n\rangle = |v_\alpha(\mathbf{r}_1)\rangle \otimes |v_\beta(\mathbf{r}_2)\rangle \otimes \cdots \otimes |v_\mu(\mathbf{r}_n)\rangle = |v_\alpha(\mathbf{r}_1), v_\beta(\mathbf{r}_2), \cdots, v_\nu(\mathbf{r}_n)\rangle \quad (0.0.2)$$

と書く。まず,

$$\hat{f}(\mathbf{r}_i) |v_\lambda(\mathbf{r}_i)\rangle = \sum_\mu |v_\mu(\mathbf{r}_i)\rangle \langle v_\mu(\mathbf{r}_i) | \hat{f}(\mathbf{r}_i) |v_\lambda(\mathbf{r}_i)\rangle \quad (0.0.3)$$

$$= \sum_\mu \langle v_\mu(\mathbf{r}_i) | \hat{f}(\mathbf{r}_i) |v_\lambda(\mathbf{r}_i)\rangle |v_\mu(\mathbf{r}_i)\rangle \quad (0.0.4)$$

が成り立つ。ここで,

$$\langle v_\mu(\mathbf{r}) | \hat{f}(\mathbf{r}) |v_\lambda(\mathbf{r})\rangle = \int d^3\mathbf{r} \mu^*(\mathbf{r}) \hat{f}(\mathbf{r}) \lambda(\mathbf{r}) \quad (0.0.5)$$

である。これを用いて

$$\hat{f}(\mathbf{r}_i) |n\rangle = \hat{f}(\mathbf{r}_i) |v_\alpha(\mathbf{r}_1), v_\beta(\mathbf{r}_2), \cdots, v_\lambda(\mathbf{r}_i), \cdots, v_\nu(\mathbf{r}_n)\rangle \quad (0.0.6)$$

$$= |v_\alpha(\mathbf{r}_1)\rangle \otimes |v_\beta(\mathbf{r}_2)\rangle \otimes \cdots \left( \hat{f}(\mathbf{r}_i) |v_\lambda(\mathbf{r}_i)\rangle \right) \cdots \otimes |v_\nu(\mathbf{r}_n)\rangle \quad (0.0.7)$$

$$= \sum_\mu \langle v_\mu(\mathbf{r}_i) | \hat{f}(\mathbf{r}_i) |v_\lambda(\mathbf{r}_i)\rangle |v_\alpha(\mathbf{r}_1), v_\beta(\mathbf{r}_2), \cdots, v_\mu(\mathbf{r}_i), \cdots, v_\nu(\mathbf{r}_n)\rangle \quad (0.0.8)$$

$$(0.0.9)$$

を得る。ここで,

$$|v_\alpha(\mathbf{r}_1), v_\beta(\mathbf{r}_2), \cdots, v_\mu(\mathbf{r}_i), \cdots, v_\nu(\mathbf{r}_n)\rangle = \hat{a}_\mu^\dagger \hat{a}_\lambda |v_\alpha(\mathbf{r}_1), v_\beta(\mathbf{r}_2), \cdots, v_\lambda(\mathbf{r}_i), \cdots, v_\nu(\mathbf{r}_n)\rangle = \hat{a}_\mu^\dagger \hat{a}_\lambda |n\rangle \quad (0.0.10)$$

であるので,

$$\hat{F} |n\rangle = \sum_i \hat{f}(\mathbf{r}_i) |n\rangle \quad (0.0.11)$$

$$= \sum_i \sum_\mu \langle v_\mu(\mathbf{r}_i) | \hat{f}(\mathbf{r}_i) |v_\lambda(\mathbf{r}_i)\rangle \hat{a}_\mu^\dagger \hat{a}_\lambda |n\rangle \quad (0.0.12)$$

$$= \sum_{\mu, \lambda} \sum_i \langle v_\mu(\mathbf{r}) | \hat{f}(\mathbf{r}) |v_\lambda(\mathbf{r})\rangle \hat{a}_\mu^\dagger \hat{a}_\lambda |n\rangle \quad (0.0.13)$$

$$(0.0.14)$$

となる。よって、1粒子に作用する演算子は第2量子化により

$$\hat{F} = \sum_{\lambda, \mu} \langle v_\mu(\mathbf{r}) | \hat{f}(\mathbf{r}) |v_\lambda(\mathbf{r})\rangle \hat{a}_\mu^\dagger \hat{a}_\lambda \quad (0.0.15)$$

と書ける。

2つの粒子の相互作用を表す演算子

$$\hat{G} = \sum_{i \neq j} \hat{g}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) \quad (0.0.16)$$

---

の第2量子化も同様に

$$\hat{G} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta, \lambda, \mu} \langle v_\alpha(\mathbf{r}_1) v_\beta(\mathbf{r}_2) | \hat{g}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) | v_\lambda(\mathbf{r}_1) v_\mu(\mathbf{r}_2) \rangle \hat{a}_\alpha^\dagger \hat{a}_\beta^\dagger \hat{a}_\mu \hat{a}_\lambda \quad (0.0.17)$$

である。

さらに、場の演算子は座標の依存性のみを考えると、

$$\psi(\mathbf{r}) = \sum_i v_i(\mathbf{r}) \hat{a}_i, \quad \psi(\mathbf{r})^\dagger = \sum_i v_i^*(\mathbf{r}) \hat{a}_i^\dagger \quad (0.0.18)$$

と書けるのであった。これを用いると  $\hat{F}$  と  $\hat{G}$  は

$$\hat{F} = \int d^3\mathbf{r} \psi^\dagger(\mathbf{r}) \hat{f}(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) \quad (0.0.19)$$

$$\hat{G} = \frac{1}{2} \int d^3\mathbf{r}_1 \int d^3\mathbf{r}_2 \psi^\dagger(\mathbf{r}_1) \psi^\dagger(\mathbf{r}_2) \hat{g}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \psi(\mathbf{r}_2) \psi(\mathbf{r}_1) \quad (0.0.20)$$

と表される。確かに式 (0.0.19) と式 (0.0.20) に式 (0.0.18) を代入すると、式 (0.0.15) と式 (0.0.17) に一致する。