

# 相対論的量子力学

Toshiya Tanaka

May 3, 2022

## 1 Klein–Gordon 方程式

Klein–Gordon 方程式は

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m^2)\phi(t, \vec{x}) = 0 \quad (1)$$

で、電荷  $q$  をもつときは共変微分  $D_\mu := \partial_\mu + iqA_\mu$  を用いて

$$(D_\mu D^\mu + m^2)\phi(t, \vec{x}) = 0 \quad (2)$$

である。

### 1.1 非相対論極限

Eq.(2) の非相対論極限をとると Schrödinger 方程式が出ることを議論する。非相対論極限では静止エネルギーよりもポテンシャルや運動などのエネルギーが小さいことをいう。  $m \gg qA^0, d\phi/dt$ 。相対論特有の静止エネルギー項を消すため、Klein–Gordon 方程式の解  $\phi(t, \vec{x})$  と Schrödinger 方程式の解  $\psi(t, \vec{x})$  は  $\phi(t, \vec{x}) = e^{-imt}\psi(t, \vec{x})$  と細工をしなければならない。

$\psi(t, \vec{x})$  を Eq. (2) に代入して、

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + iqA^0\right)^2 \phi = \left((\vec{\nabla} - iq\vec{A})^2 - m^2\right)\phi \quad (3)$$

となる。左辺を計算すると<sup>\*1</sup>,

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + iqA^0\right)^2 \phi = \left(\frac{\partial}{\partial t} + iqA^0\right)e^{-imt}\left(-im\psi + \frac{d\psi}{dt} + iqA^0\psi\right) \quad (4)$$

$$= e^{-imt}\left(-m^2\psi - 2im\frac{\partial\psi}{\partial t} + \frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} + iq\frac{\partial A^0}{\partial t}\psi + iqA^0\frac{\partial\psi}{\partial t} + 2mqA^0\psi + iqA^0\frac{\partial\psi}{\partial t} - q^2(A^0)^2\psi\right) \quad (5)$$

である。非相対論極限では  $m$  が支配的で他のエネルギーは小さいので、小さい量が単独で存在する項<sup>\*2</sup>を無視して

$$\rightarrow e^{-imt}\left(-m^2\psi - 2im\frac{d\psi}{dt} + 2mqA^0\psi + iqA^0\frac{d\psi}{dt} - q^2(A^0)^2\psi\right) \quad (6)$$

となり、

$$i\frac{\partial}{\partial t}\psi = \left(-\frac{1}{2m}(\vec{\nabla} - iq\vec{A})^2 + qA^0\right)\psi \quad (7)$$

のように Schrödinger 方程式に帰着する。

## References

[坂本 14] 坂本真人. 場の量子論：不変性と自由場を中心にして. 量子力学選書 / 坂井典佑, 筒井泉監修. 裳華房, 2014.

<sup>\*1</sup> [坂本 14, p.55] では、関数  $f(t)$  に対して成り立つ公式

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)^n e^{-imt}f(t) = e^{-imt}\left(\frac{\partial}{\partial t} - im\right)^n f(t)$$

を用いる、と書いてあるが、微分と関数の和の冪  $(\partial/\partial t + A^0(t))^n$  に対しても成り立つのだろうか。

<sup>\*2</sup>  $-2im \partial\psi/\partial t$  などは  $m$  がかかっているが残すが、 $iq \partial A^0/\partial t$  は落とす。