

非平衡の場の理論を用いた粒子数期待値に対する 相互作用からの寄与の研究

広島大学大学院理学研究科 堀田 龍一

E-Mail:hottarc@theo.phys.sci.hiroshima-u.ac.jp

素粒子物理現象における粒子数生成過程のより深い理解を得るために、C P非対称、粒子数非保存なモデルを設定し、解析を行った。

2particle-irreducible closed-time-path formalism を用いて current divergence の摂動的な計算を行い、適当な条件の下で相互作用からもたらされる粒子数期待値の変化率が有限の時刻 t に対して、どの様に時間発展するのかを数値計算によって求めた。

本研究は広島大の両角卓也氏、トムスク教育大の高田浩行氏との共同研究である。

I. 模型

我々は、図 1 の様に重い中性スカラー N が軽い粒子のペアに崩壊する模型を考える。この模型では上段と下段の過程の amplitude の差が粒子数を作り出す。ここで A 、 A^* 、 A_ϕ は結合定数で A と A^* は粒子数保存を破り、 A_ϕ は粒子数を保存する。 N は中性スカラー粒子で粒子数 0 を持っていて、 ϕ 、 ϕ^* は複素スカラー粒子でそれぞれ粒子数 1、 -1 を持つ。 B^2 は粒子数保存を破る質量項。図 1 の過程を記述するラグランジアンは以下の様になる。

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu N \partial^\mu N - \frac{1}{2} m_N^2 N^2 + |\partial_\mu \phi|^2 - m_\phi^2 |\phi|^2 + B^2 \phi^2 + B^{*2} \phi^{*2} + AN\phi^2 + A^* N \phi^{*2} + A_\phi N \phi \phi^*. \quad (1)$$

B^2 と A の位相差で CP symmetry が破れており、 CP violation phase は、

$$\phi_A = \arg\left[\frac{A}{B^2}\right], \quad (2)$$

と書く事が出来る。

これを実場形式に以下の実スカラー場 ϕ_1 、 ϕ_2 を使って書き直す。

$$\phi = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}}, \quad \phi^* = \frac{\phi_1 - i\phi_2}{\sqrt{2}}. \quad (3)$$

そうすると、ラグランジアンは以下の様に書き直す事が出来る。

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu N \partial^\mu N - \frac{1}{2} m_N^2 N^2 + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 \partial_\mu \phi_i \partial^\mu \phi_i + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 m_i^2 \phi_i^2 + \phi_i A_{ij} \phi_j, \quad (4)$$

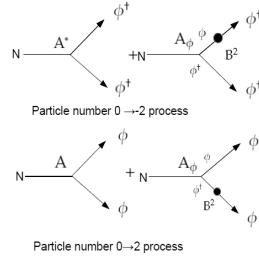


図1 粒子数を生成する過程

m_1, m_2 は実スカラー場の質量で、以下の様に書く事が出来る。

$$m_1 = (m_\phi^2 - B^2)^{1/2}, m_2 = (m_\phi^2 + B^2)^{1/2}. \quad (5)$$

A_{ij} は実スカラー場と N との結合定数で以下の通り。

$$A_{ij} = \begin{bmatrix} |A| \cos[\phi_A] + \frac{A_\phi}{2} & -|A| \sin[\phi_A] \\ -|A| \sin[\phi_A] & |A| \cos[\phi_A] - \frac{A_\phi}{2} \end{bmatrix}. \quad (6)$$

II.2PI CTP formalism を用いた計算と数値計算の結果

U(1) current は keldysh Green 関数 [1] を用いて以下の様に書く事が出来る。

$$\langle j_\mu(X) \rangle = [\partial_{x\mu} G_{12}^{12}(x, y) - \partial_{y\mu} G_{12}^{12}(x, y)]|_{x=y=X}. \quad (7)$$

この current divergence は

$$\partial_\mu \langle j_\mu(X) \rangle = [\square_{x\mu} G_{12}^{12}(x, y) - \square_{y\mu} G_{12}^{12}(x, y)]|_{x=y=X}. \quad (8)$$

ここで $\langle \rangle$ は分布関数 $\rho(0) = \exp[\beta(H_0 - \mu N)]$ をかけて $Trace$ を取ったものを表す。この計算においては、相互作用からの寄与に注目するため、化学ポテンシャル μ は 0 と置く。

ここで非平衡状態を扱うために E.Calzetta and B.L.Hu[2] によって導入された 2PI-CTP formalism を使って Green 関数が従う方程式を得る。現在の我々の模型にこの手法を導入すると、2PI effective action は以下の様になった。

$$\Gamma = \frac{1}{2} \log \det(G_N)^{-1} + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^2 [\log \det(G_{ij})^{-1}] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 S}{\partial N^a(x) \partial N^b(y)} G_N^{ab}(x, y) + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^2 \frac{\partial^2 S}{\partial \phi_i^a(x) \partial \phi_j^b(y)} G_{ij}^{ab}(x, y) + \Gamma_2 + const, \quad (9)$$

S は A_{ij} が関係しない部分の action, Γ_2 は A_{ij} が関係する相互作用を表す、ここで我々は以下の様な 2PI diagram だけを考え、それより高次の寄与は無視した。

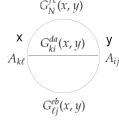


図2 計算に含める 2PI diagram

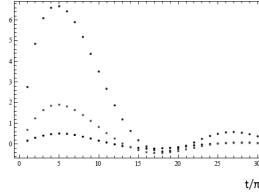


図3 有限な時刻 t における decay process から current divergence への寄与の時間発展

それにより、2つの Schwinger-Dyson 方程式を得る。それらと (8) を使う事で、以下の様な Current divergence を求める方程式を得る。

$$\begin{aligned} \partial_\mu \langle j^\mu(X) \rangle = & 2B^2 G_{12}^{12}(X, X) - 8A_{1j}A_{2j} \text{Im} \left[\int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \int_0^{X^0} G_{jj}^{12}(z^0, X^0, \mathbf{p}) \right. \\ & \left. \times G_N^{12}(z^0, X^0, -\mathbf{p} - \mathbf{k}) \left(G_{22}^{12}(z^0, X^0, \mathbf{k}) - G_{11}^{12}(z^0, X^0, \mathbf{k}) \right) \right] \end{aligned} \quad (10)$$

我々は宇宙膨張の効果を取り入れていないのでこの方程式を解くと 0 になる。しかし Decay process のみに注目して、どの様に粒子数が生成されるかを見ることは出来る。それを求めるにあたって我々は、パラメータ B^2 は非常に小さいため最低次の効果のみを取り出し、時間積分のあと $X^0 \rightarrow \infty$ $B^2 \rightarrow 0$ の極限を取る、しかし $t = B^2 X^0$ は有限であるという条件を置く。そうすると、有限な時刻 t に対する decay process から current divergence への寄与は図3で表せ、正負で振動し、 B が増える (CP の破れが大きくなる) と Current divergence への寄与が大きくなることがわかる。

参考文献

- [1] L. V. Keldysh, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **47**, 1515 (1964) [Sov. Phys. JETP **20**, 1018 (1965)].
- [2] E. Calzetta and B. L. Hu, Phys. Rev. D **37**, 2878 (1988).