[1]:直交座標系表示純guage変換としてのSO(N;1)局所Lorentz変換<等価原理表現>.

(1)記号規約:$x^\mu \equiv (ict, x_1, x_2, \cdots, x_N)$, $A^a{}_\mu \equiv (i\phi^a/c \equiv A_0{}^a, A^a{}_1, \cdots, A^a{}_N)$. $\gamma^\mu\gamma^\nu + \gamma^\nu\gamma^\mu = 2\delta^{\mu\nu}$<$\gamma^\mu$は全てhermite>.

> ☞:$x^\mu \equiv (ct, \mathbf{x})$, $g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} \equiv (+,-,-,-)$の記法では$\partial_\mu \varepsilon^{kl} \equiv A^{kl}{}_\mu$, $A^{0k}{}_\mu$の反hermite場性が表現不可なので採用しない.
> 量子重力理論では反hermite場の出現は本質的であり，これを欠く事は不可能！.

(2)局所Lorentz変換:$dx'^\mu = a^\mu{}_\nu(x)dx^\nu$; $a^\mu{}_\nu(x) \equiv [\delta^\mu{}_\nu + \varepsilon^\mu{}_\nu(x)]$. $\Rightarrow dx'^\mu dx'_\mu \equiv dx^\nu dx_\nu$.< N+1次元ノルム不変要請 >.
$\varepsilon^\mu{}_\nu(x) = -\varepsilon^\nu{}_\mu(x)$.　　☞:直交座標系での議論故に共，反tensorの区別，添字の上下お違いなし.
$\psi'_A(x') \equiv T_{AB}(x)\psi_B(x)$; $T_{AB}(x) = [\delta_A{}^B + \frac{1}{2}\varepsilon_{kl}(x)Q^{kl}{}_A{}^B]$. $\Leftrightarrow \mathcal{L} \equiv -c\overline{\psi}[\hbar\gamma_\mu(\partial_\mu - \frac{1}{2}A^{kl}\ Q_{kl}) + mc]\psi$ の 不変量

> ❶ 変換の決定　:$T^{-1}\gamma^\mu a^{-1\nu}{}_\mu(x)T \equiv \gamma^\nu$. $\Rightarrow T = [1 + \frac{1}{4}\varepsilon_{kl}(x)\gamma^k\gamma^l]$. $\Rightarrow Q_{kl} = \frac{1}{2}\gamma^k\gamma^l$.< 変換生成子 >.
> ❷ guage場決定　:$\frac{1}{2}\gamma^\mu A^{kl}{}_\mu{}' Q_{kl} \equiv \frac{1}{2}T\gamma^\mu A^{kl}{}_\mu Q_{kl}T^{-1} - T\gamma^\mu\partial_\mu T^{-1}$. $\Rightarrow \delta A^{kl}{}_\mu = \partial_\mu\varepsilon^{kl} + \frac{1}{4}f_{mn}{}^{kl}{}_{op}\varepsilon^{mn}A^{op}{}_\mu \equiv D_\mu\varepsilon^{kl}$.
>
> ❸ 場強度　:$F^{kl}{}_{\mu\nu} = \partial_\mu A^{kl}{}_\nu - \partial_\nu A^{kl}{}_\mu - \frac{1}{4}f_{mn}{}^{kl}{}_{op}A^{mn}{}_\mu A^{op}{}_\nu$.　　☞:量子重力場は"直交座標系"にて純guage場！

$*0 \equiv \delta\mathcal{L}_{GF}(A^{kl}{}_\mu, \partial_\nu A^{kl}{}_\mu) = \partial\mathcal{L}/\partial A^{kl}{}_\mu(\partial_\mu\varepsilon^{kl} + \frac{1}{4}f_{mn}{}^{kl}{}_{op}\varepsilon^{mn}A^{op}{}_\mu) + \partial\mathcal{L}/\partial A^{kl}{}_{\mu.\nu}(\partial_\nu\partial_\mu\varepsilon^{kl} + \frac{1}{4}f_{mn}{}^{kl}{}_{op}[\partial_\nu\varepsilon^{mn}A^{op}{}_\mu + \varepsilon^{mn}\partial_\nu A^{op}{}_\mu])$
$= +\varepsilon^{mn}[\frac{1}{4}f_{mn}{}^{kl}{}_{op}A^{op}{}_\mu \cdot \partial\mathcal{L}_{GF}/\partial A^{kl}{}_\mu + \frac{1}{4}f_{mn}{}^{kl}{}_{op}\partial_\nu A^{op}{}_\mu \cdot \partial\mathcal{L}_{GF}/\partial A^{kl}{}_{\mu.\nu}]$
$+\partial_\mu\varepsilon^{kl}[\partial\mathcal{L}_{GF}/\partial A^{kl}{}_\mu + \frac{1}{4}f_{kl}{}^{op}{}_{mn}A^{mn}{}_\nu \cdot \partial\mathcal{L}_{GF}/\partial A^{op}{}_{\nu.\mu}] + \frac{1}{4}\partial_\nu\partial_\mu\varepsilon^{kl}[\partial\mathcal{L}_{GF}/\partial A^{kl}{}_{\mu.\nu} + \partial\mathcal{L}_{GF}/\partial A^{kl}{}_{\nu,\mu}]$.　　‥‥<❸補足>

> ❹前量子化重力場 Lagrangian : $\mathcal{L}_{PQ} \equiv -c\overline{\psi}[\hbar\gamma_\mu(\partial_\mu - \frac{1}{2}A^{kl}\ Q_{kl})]\psi - 1/8\eta' \cdot (F^{kl}{}_{\mu\nu})^2$.

[2]:次元拡大と重力場の量子化:☞:QGD成立温度域は超統一場化が必然化,SO(3;1)でなくSO(N≧11;1)を考慮対象.

(1)SO(N≧11;1)の理由：

> ❶:生成元=(N+1)×(N+1)次元行列になり後の質量行列固有値が(2+2)×3世代=12個{quark+lepton}に対応可能.
> ❷: SO(N≧11;1)⊃SO(N)⊃SO(10)⊃SU(5)⊃SU(3)×SU(2)×U(1). **重力場を含む超統一論化と物質進化系列の整合化！**
> ☞:上記❷は経験論的で,原初時空次元を定める原理は未解明. N≧4次元以上では摂動論積分,Coulomb力積分が発散化
> SO(N≧11)→SO(N)宇宙創始過程の仮想過程性等からしてN≧4以上の時空次元は非可観非物理的となる.

☞:SO(N)→SU(N)化機構: SO(N)生成元:$|Q^a|_{pq} = -|Q^a|_{qp}$<実対称行列>. $\Rightarrow$ SO(N)≡exp$[1+\varepsilon_a\ Q^a]$=exp$[1-i\varepsilon_a(i\ Q^a)]$.
$(i\ Q^a)$:hermite行列. $\Rightarrow$ exp$[1-i\varepsilon_a(i\ Q^a)]$:形式上のunitary行列化. ☞:この場合SO(N)=SU(M)の意味でない

(2)SO(N;1)では$x^\mu \equiv (ict, x^1, \cdots, x^N)$だが力学形式は実質４次元同等になる.

(3) guage場:$\varepsilon^a(x) \equiv \{\varepsilon_{01}, \cdots, \varepsilon_{011}; \varepsilon_{12}, \cdots, \varepsilon_{N-1,N}\}$; $A^a{}_\mu = \partial_\mu\varepsilon^a(x) \equiv \{iG^1{}_\mu, \cdots, iG^N{}_\mu; R^1{}_\mu \cdots, R^M{}_\mu\}$. $M = \frac{1}{2}N(N-1)$.

☞:$\varepsilon^{kl}(x) \equiv \varepsilon^a(x)$;(k<l)≡aと 2重添字の単添字化 を規約する. → $\frac{1}{2}\varepsilon^{kl}\ Q_{kl} = \varepsilon^a\ Q_a$ で½が除ける.

☞:G:$iG^g{}_\mu \equiv (i^2\phi^g/c \equiv iG^g{}_0, iG^g{}_1, \cdots, iG^g{}_N)$. ☞:$iG^g{}_\mu$の内$iG^g{}_0$のみ実量. R:$R^r{}_\mu \equiv (i\phi^r/c, R^r{}_1, \cdots, R^r{}_N)$:SO(N)guage場.

(4) 単添字化と結合定数導入:"g;η'→½η".
$T = [1 + \frac{1}{2}\varepsilon_{kl}(x)(\frac{1}{2}\gamma^k\gamma^l)] \Rightarrow [1 + g\varepsilon^a(x)\ Q_a]$. ☞:unitary群でないから"ig"としない！.
$D_\mu\psi_A \equiv \lim_{\Delta x_\mu \to 0}\{\psi_A(x_\mu + \Delta x_\mu) - [\psi_A(x_\mu) - g\varepsilon^a(x_\mu)Q_{aA}{}^B\psi_B(x_\mu)]\}/\Delta x_\mu = \partial_\mu\psi_A + gA^a{}_\mu(x_\mu)Q_{aA}{}^B\psi_B(x_\mu)$.
$F^{kl}{}_{\mu\nu} = \partial_\mu A^{kl}{}_\nu - \partial_\nu A^{kl}{}_\mu - \frac{1}{4}f_{mn}{}^{kl}{}_{op}A^{mn}{}_\mu A^{op}{}_\nu \equiv F^a{}_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu A^a{}_\nu - \partial_\nu A^a{}_\mu - f_b{}^a{}_c A^b{}_\mu A^c{}_\nu$. $\Rightarrow F^a{}_{\mu\nu} = \partial_\mu A^a{}_\nu - \partial_\nu A^a{}_\mu + gf_b{}^a{}_c A^b{}_\mu A^c{}_\nu$.

☞:$\mathcal{L}_{PQ} \equiv -c\overline{\psi}[\hbar\gamma_\mu(\partial_\mu + gA^a{}_\mu\ Q_a)]\psi - \frac{1}{4}\eta(F^a{}_{\mu\nu})^2$.

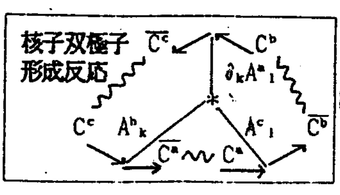
> (5) 正準量子化 : $\mathcal{L}_{QGD} \equiv -c\overline{\psi}[\hbar\gamma_\mu(\partial_\mu + gA^a{}_\mu\ Q_a)]\psi - \frac{1}{4}\eta(F^a{}_{\mu\nu})^2 + icB^a\partial_\mu A^a{}_\mu + \frac{1}{2}\alpha B^a B^a + \chi\overline{C^a} \cdot \partial_\mu D_\mu C^a$.
>
> ☞:量子重力場は純粋に一般guage場として扱い可能. 唯一$A^a{}_\mu$の内$\{iG^a{}_\mu\}$ 反hermite場 のみが相違となる！.

(6) 正準共役変数： ☞:$\mathcal{L}_0 \equiv \mathcal{L}_{QGD}$の自由場項.
$\Pi_{\psi A} \equiv \partial\mathcal{L}_0/\partial(\partial_t\psi_A) = i\hbar\psi_A{}^*$. $\Pi_{Aa0} \equiv (ic)^{-1}\partial\mathcal{L}_0/\partial(\partial_0 A^a{}_0) = B^a$. $\Pi_{Aak} \equiv (ic)^{-1}\partial\mathcal{L}_0/\partial(\partial_0 A^a{}_k) = (i/c\eta)(\partial_0 A^a{}_k - \partial_k A^a{}_0)$
$\Pi_{\overline{C}a} \equiv (ic)^{-1}\partial\mathcal{L}_0/\partial(\partial_0\overline{C}^a) = (i\chi/c)\partial_0 C^a$. $\Pi_{Ca} \equiv (ic)^{-1}\partial\mathcal{L}_0/\partial(\partial_0 C^a)$は$\mathcal{H}_0$でのkの対称性に考慮して取らない.

☞:交換関係$[\Pi_A(x_0; \mathbf{x}), A(x_0; \mathbf{y})] \equiv i\hbar\delta(\mathbf{x}-\mathbf{y})$はq数代数を規定.不確定原理にも絡る.特に$[A^a{}_0, B^a] = i\hbar\delta(\mathbf{x}-\mathbf{y})$.
$\Rightarrow \int_V dx^3(\Delta B^a \cdot \Delta A^a{}_0) \sim \hbar/2$.

(7) Hamiltonian密度$\mathcal{H}_{QGD}$: <<Greek添字は0,1,2,‥‥,N. Latain添字は1,2,‥‥,N>>.

$\mathcal{H}_{QGD} = \Sigma(ic)^{-1}\Pi_a\partial_0\phi_a - \mathcal{L}_{QGD}$
$= +c\hbar\overline{\psi}\gamma_k\partial_k\psi + \{-\frac{1}{2}\eta^{-1}(\partial_0 A^a{}_k - \partial_k A^a{}_0)^2 + \frac{1}{2}\eta^{-1}(\partial_k A^a{}_l - \partial_l A^a{}_{k<l})^2\} + \langle -icB^a\partial_k A^a{}_k - icA^a{}_0\partial_0 B^a - \frac{1}{2}\alpha B^a B^a + \chi\partial_k\overline{C^a}\partial_k C^a \rangle$
$+gc\hbar\overline{\psi}\gamma_k A^a{}_k Q_a\psi + (g/\eta)\{-f_a{}^c{}_b A^a{}_0 A^b{}_k(\partial_0 A^c{}_k - \partial_k A^c{}_0) + f_a{}^c{}_b A^a{}_k A^b{}_l(\partial_k A^c{}_l - \partial_l A^c{}_k) + f_a{}^c{}_b A^a{}_0 A^b{}_k\partial_0 A^c{}_k\}$
$+(g^2/2\eta)\{-(f_a{}^c{}_b A^a{}_0 A^b{}_k)^2 + (f_a{}^c{}_b A^a{}_k A^b{}_l)^2\} + \chi g f_a{}^c{}_b A^a{}_k C^b\partial_k\overline{C^c} - \partial_k\{\Pi^a{}_k A^a{}_0 + gf_a{}^c{}_b A^a{}_0 A^b{}_0 A^c{}_k\}$.



☞:上式2行目は非可観測なghost項≡<‥‥>を除外して可観なenergy表現に絡る自由場項≡$\mathcal{H}^0{}_{QGD}$で3行目以下は反応に係わる相互作用項≡$\mathcal{H}'{}_{QGD}$, 但し最終項≡$-\partial_k\{\cdots\}$は表面積分項に相当する.

☞:$(g/\eta)f_a{}^c{}_b A^a{}_k A^b{}_l(\partial_k A^c{}_l - \partial_l A^c{}_k)$の3次guage場自己反応と$\chi g f_a{}^c{}_b A^a{}_k C^b\partial_k\overline{C^c}$のFPghost×guage場反応の縦接続反応から　核子双極子形成反応を構成できる.素粒子に限らず複合粒子も真空偏極双極子<M⁺～M⁻>を作る意味は重大になる.

[3]:SO(N;1)Lie代数の構造定数 :☞:SO(N≧11;1)⊃SO(N)⊃SO(10)⊃SU(5)⊃SU(3)×SU(2)×U(1).

(1)SO(N;1)とSO(N+1)の局所同型性:☞:guage不変性は局所で定義される,非compact性考慮は量子場論では無用也！.

$Q_{kl}\equiv\frac{1}{4}[\gamma^k,\gamma^l]\quad\rightarrow[Q_{kl},Q_{mn}]=\delta^{lm}Q_{kn}-\delta^{km}Q_{ln}+\delta^{ln}Q_{mk}-\delta^{kn}Q_{ml}$　:〈SO(N;1)〉

$*\ X_{kl\,pq}\equiv\delta_{ap}\delta_{lq}-\delta_{kq}\delta_{lp}.\rightarrow[X_{kl},X_{mn}]_{pq}=[\delta^{lm}X_{kn}-\delta^{km}X_{ln}+\delta^{ln}X_{mk}-\delta^{kn}X_{ml}]_{pq}$:〈SO(N+1)〉

☞:$f_{kl}{}^{kn}{}_{mn}\equiv\delta^{lm}$:SO(N;1)構造定数.☞:$T_1$≡2重添字組間の互換反対称性,$T_2$≡2重添字間互換反対称性, 循環対称性.

(2) SO(N;1)でのguage場$\{A^a{}_\mu\}$安定性基準$M^a{}_\mu\equiv g^2(f_a{}^c{}_bA^b{}_\nu)^2$の算出.

①$l=f_{kl}{}^{kn}{}_{ln}\equiv f_a{}^c{}_b$でa,cを指定するとb≡(ln,nl)が唯一決定.⇒ $M^a{}_\mu\equiv g^2(f_a{}^c{}_bA^b{}_\nu)^2=g^2\{(A^{b1}{}_\nu)^2+\cdots+(A^{b.N-1}{}_\nu)^2\}$.

☞:2重添字単添字化ではa≡(k<l)を規約. 縮約では½の係数が外れる.

②:SO(N;1)で添字≡(k,l,m)∈N≡{0,1,2,…,N}. 故にa,c指定下での可能なb≡(ln)のn=N−{k,l}で合計(N−1)個.

③:$M^{kl}{}_\mu\equiv g^2\sum_{n\neq k,l}\{(f_{kl}{}^{kn}{}_{ln}A^{ln}{}_\nu)^2+(-f_{kl}{}^{ln}{}_{kn}A^{kn}{}_\nu)^2\}$. 〈$A^{kn},A^{ln}$で k<n, l<nになる様に添字互換を必要に応じ取るとする〉.

❶$M^{0k}{}_\mu\equiv M^a{}_\mu=g^2\sum_{n\neq k,0}[(f_{0k}{}^{0n}{}_{kn}A^{kn}{}_\nu)^2+(-f_{0k}{}^{kn}{}_{0n}A^{0n\neq k}{}_\nu)^2]=g^2\{\sum_{r\{a\}}{}^{N-1}(R^r{}_\nu)^2-\sum_{g\neq a}{}^{N-1}(G^g{}_\nu)^2\}$.

☞:a≡(0k),⇒ b≡(nk)={1k,2k,…,(k−1)k,k(k+1),…,kN}≡r{a}:☞:a指定で一意決定のr{a}→$R^r{}_\nu$の(N−1)個.

☞:a≡(0k),⇒ b≡(0n)={01,02,…,0(k−1),0(k+1),…,0N}≡g{a}:☞:b=aのみが抜ける.g{a}→$G^g{}_\nu$の(N−1)個.

❷$M^{a=kl}{}_\mu=g^2\sum_{n\neq k,l}[(f_{kl}{}^{k0}{}_{l0}A^{l0}{}_\nu)^2+f_{kl}{}^{kn}{}_{ln}A^{ln\neq k}{}_\nu)^2]=g^2\{\sum_{r\neq r(a1:a2)}{}^{2N-4}(R^r{}_\nu)^2-\sum_{j=1}{}^{2}(G^{g(aj)}{}_\nu)^2\}$.

☞:a≡(kl),⇒ b≡{(0k,0l)の2個}≡{g(a1);g(a2)}のみの{$iG^g{}_\nu$)}の和.

☞:a≡(kl),⇒ b≡{(kl,lk)の2個}≡{r(a1),r(a2)}を除いた(k−),(l−)系列の2(N−2)個の{$R^r{}_\nu$}の全ての和(k,l>0).

[4]:重力場Euler方程式と場の安定性基準$M^a{}_\mu$. 及びSO(N≧11;1)→SO(N)真空相転移と宇宙創始機構.

$\Box A^a{}_\mu-g^2(f_a{}^c{}_bA^b{}_\nu)^2A^a{}_\mu=gf_a{}^c{}_b\partial_\nu(A^b{}_\mu A^c{}_\nu)+g^2f_a{}^c{}_bA^b{}_\nu(\partial_\mu A^c{}_\nu-\partial_\nu A^c{}_\mu)+g^2f_a{}^c{}_bA^b{}_\nu(f_{d\neq a}{}^c{}_eA^d{}_\mu A^e{}_\nu)\}+j^a{}_\mu\equiv s^a{}_\mu+j^a{}_\mu\equiv J^a{}_\mu$.

$j^a{}_\mu\equiv\eta gc\hbar\,\overline{\psi}\gamma_\mu Q_a\psi+(ic\eta-\alpha/ic)\partial_\mu B^a+\eta\chi gf_a{}^c{}_b\bar{C}^b\cdot\partial_\mu C^c$.

(2)$\Box G^g{}_\mu-g^2\{\sum_{r\{g\}}{}^{N-1}(R^r{}_\nu)^2-\sum_{h\neq g}{}^{N-1}(G^h{}_\nu)^2\}^2G^g{}_\mu=J^g{}_\mu/i$.

　$\Box R^r{}_\mu-g^2\{\sum_{s\neq s(r1:r2)}{}^{2N-4}(R^s{}_\nu)^2-\sum_{j=1}{}^{2}(G^{g(rj)}{}_\nu)^2\}R^r{}_\mu=K^r{}_\mu$.

(3) 安定性基準$M^a{}_\mu$, {$iG^a{}_\mu$}反hermite場消滅機構, 及びBig-Bang地平線創始機構〈マクロ重力場の素種{$iG^g{}_0\equiv i^2W^g$}〉.

☞:一般化Klein-Gordon方程式の安定性基準:$M^a{}_\mu>0$.⇔ 安定. $M^a{}_\mu<0$.⇔ 不安定. $M^a{}_\mu=0$.⇔ 臨界状態.

$M^g{}_0=g^2\{\sum_{r\{g\}}{}^{N-1}(R^r{}_k)^2-\sum_{h\neq g}{}^{N-1}(G^h{}_k)^2\}$.

$M^r{}_0=g^2\{\sum_{s\neq s(r1:r2)}{}^{2N-4}(R^s{}_k)^2-\sum_{j=1}{}^{2}(G^{g(rj)}{}_k)^2\}$.

$M^g{}_k=g^2\{\sum_{r\{g\}}{}^{N-1}(R^r{}_{l\neq k})^2+\sum_{h\neq g}{}^{N-1}(G^h{}_0)^2-\sum_{h\neq g}{}^{N-1}(G^h{}_{l\neq k})^2-\sum_{r\{g\}}{}^{N-1}(R^r{}_0)^2\}$.

$M^r{}_k=g^2\{\sum_{s\neq s(r1:r2)}{}^{2N-4}(R^s{}_{l\neq k})^2+\sum_{j=1}{}^{2}(G^{g(rj)}{}_0)^2-\sum_{j=1}{}^{2}(G^{g(rj)}{}_{l\neq k})^2-\sum_{s\neq s(r1:r2)}{}^{2N-4}(R^s{}_0)^2\}$.

☞:下の計算では{$iG^g{}_\mu;R^r{}_\mu$}のguage色{g,r}の振幅一様性を仮定:⇒{$M^g{}_\mu=M^1{}_\mu=\cdots=M^N{}_\mu;M^r{}_\mu=M^{12}{}_\mu=\cdots=M^M{}_\mu$}.

←SO(N:1)→SO(N)相転移の基礎視点:宇宙創始機構－　*〈$E^a{}_k\equiv\partial_kA^a{}_0-\partial_0A^a{}_k;H^a{}_1\equiv\partial_2A^a{}_3-\partial_3A^a{}_2$等〉.

☞:SO(N:1)場energy密度(温度):$U=(1/2\eta)\{(E^r{}_j)^2+(H^r{}_k)^2-(E^g{}_j)^2-(H^g{}_k)^2\}$. **原理上, 正負値が共に可能!. 期待値$\overline{U}\equiv0$を要請.** 負値は{$iG^g{}_{k>0}$}反hermite場≡Gに由来.宇宙創始特異点では揺動$\Delta U=\pm\infty$.もしU正値(R優勢)ならば流産!〈energy保存則に合致せず, 不確定性時間($\Delta t\sim\hbar/\Delta U$)内で消滅〉. 負値{$iG^g{}_{k>0}$}優勢だと系は不安定かつ **温度上昇系** となり, Gは$M^g{}_\mu<0$で自滅化, Rも$M^r{}_\mu<0$で相反して爆発増大⇒G<R優勢化を達成.
この時Rの正energyは{$iG^g{}_0$}=G負値energyを($\Delta t\sim\hbar/\Delta U$)内で$\Delta U\equiv+E-E\rightarrow0$へ向け相殺してく〈energy保存則〉
{$iG^g{}_\mu$消滅, $0\ll R^r{}_\mu$}の成立は, 即ちSO(N;1)→SO(N)相転移を意味する. 但し$iG^g{}_0$は安定化, 負energy源となる.

❶$M^{G.R}{}_0<0$, $M^{G.R}{}_k<0$→{$iG^g{}_\mu;R^r{}_\mu$}全部不安定化. この時Gは消滅, Rは成長する. その差異は温度上昇系に由来.

❷$M^{G.R}{}_0<0$, $M^{G.R}{}_k>0$→前前提:$R_k<G_k$で縦波消滅. 後前提:$R_k>G_k$で矛盾. {$M^G{}_\mu>0$, $M^R{}_\mu<0$}⇒矛盾.

❸$M^{G.R}{}_0>0$, $M^{G.R}{}_k<0$→横波{$iG^g{}_k;R^r{}_k$}消滅, {$G^g{}_0<R^r{}_0$}縦波臨界状態残留. ⇒ ❺④T→0での結論に同じ.

④ **R優勢の立場**:$M^{G.R}{}_0>0$, $M^{G.R}{}_k>0$.→縦波横波全安定の前提.→ 無発展系 →U>0はenergy保存則に矛盾.

☞:安定場の真空偏極終端に類似.guage場全成分は安定で,負energy Gが成長し,正energyを相殺,$\overline{U}$=0とはできない.

❺ **G優勢の立場**: {$(G^g{}_k)^2>(R^r{}_k)^2$}, {$M^G{}_\mu<0$, $M^R{}_\mu<0$}⇒反hermite横場{$iG^g{}_\mu$}優勢だと不安定自滅傾向!.

☞:この場合, **系は温度上昇系** となり,guage場不安定性は, Gには自滅化, Rには爆発的成長に作用する事に留意.
→±energyが相殺して$\overline{U}$=0が実現する迄〈$\Delta t\sim\hbar/\Delta E$〉, 正energy成分{$R^r{}_\mu$}が爆発増大(Big-Bang)→
→最終的にR優勢化⇒SO(N;1)→SO(N)転移. $M^g{}_0<0$には歯止めが掛かり{$iG^g{}_0$}残留〈安定負energyのMacro重力場〉.

⇒ **SO(N;1)→SO(N)相転移宇宙創始!.** ☞:反hermite場{$iG^g{}_0$}に限り,安定残留負energy縦波場化可能 ⇔ **普遍引力**

[5]:真空相転移とspinor質量生成機構.

(1) SU(N)型場での温度低下に伴う真空形成たる縦波guage場定数化$\{A^a{}_0\to iW^a\equiv$凍結guage場$\}$.

❶ $u_{GF}=\frac{1}{2}\eta[(E^a{}_j)^2+(H^a{}_k)^2]\infty T^4\to 0\Leftrightarrow\{H^a{}_j\equiv(\partial_k A^a{}_i-\partial_i A^a{}_k)\to 0;E^a{}_k\equiv(\partial_0 A^a{}_k-\partial_k A^a{}_0)\to 0\}\Leftrightarrow\{A^a{}_{k>0}\to 0;\partial_k A^a{}_0\to 0\}$.

＊最後の関係は横波場不安定化と振幅減衰，逆の縦波場安定性～振幅非減衰性を表明．$\partial_k A^a{}_0\to 0$は$\{A^a{}_0\}$の空間非依存性表明．更にEuler EQNから時間依存は真空揺動的，物理期待値は0.⇒ 縦波guage場定数化$\{A^a{}_0\to iW^a\}$

$\because\partial_0{}^2A^a{}_0=(\eta-\alpha)\partial_0 B^a+i\eta\chi g\cdot f_b{}^a{}_c A^b\partial_0\bar{C}^c$. → $\langle$phys$|\partial_0{}^2A^a{}_0|$phys$\rangle=0$. ⇒ $A^a{}_0$の時間増大解はenergy的に矛盾.

❷ $A^a{}_\mu$の２次関数guage場potential≡Ｖ極値の視点と温度低下での縦波guage場定数化.

$\mathcal{L}_{GF}\equiv-\frac{1}{4}(F^a{}_{\mu\nu})^2\equiv T-V\equiv-\frac{1}{2}(\partial_\nu A^a{}_\mu)^2-V$

$=-\frac{1}{2}(\partial_\nu A^a{}_\mu)^2-\frac{1}{2}g(f_a{}^c{}_b A^b{}_\nu)^2(A^a{}_\mu)^2-\{gf_a{}^c{}_b A^b{}_\nu(\partial_\mu A^c{}_\nu-\partial_\nu A^c{}_\mu)+g^2 f_a{}^c{}_b A^b{}_\nu(f_{d\neq a}{}^c{}_e A^d{}_\mu A^e{}_\nu)\}A^a{}_\mu$

$V\equiv\frac{1}{2}M^a{}_\mu(A^a{}_\mu)^2+N^a{}_\mu A^a{}_\mu=\frac{1}{2}M^a{}_\mu[A^a{}_\mu+N^a{}_\mu/M^a{}_\mu]^2-\frac{1}{2}(N^a{}_\mu)^2/M^a{}_\mu$.

①Ｖは$(a\times\mu)$次元関数．場$\{A^a{}_\mu\}$はそのEuler EQNに拘束されるが，運動の大局方向はＶ安定化点に向かう．

②温度低下では横波消滅．故にＶ極小点実現過程では実質縦波のみ問題化．$A^a{}_0$が実場安定$(M^a{}_0>0)$→最小値．

③$V_0\equiv\Sigma_a-\frac{1}{2}(N^a{}_0)^2/M^a{}_0<0$，その時$\{A^a{}_0=-\frac{1}{2}N^a{}_0/M^a{}_0\}$.

④反hermite縦波重力場$\{iG^g{}_0\}$は負値最小値V_0を実現→ 安定点の存在 →場の定数化$(G^a{}_0=-N^a{}_0/M^a{}_0)$.

☞: 場の安定点と言う以上はその点で場が定数化する事は論理．但し安定点近傍で０点振動を伴うと見る．温度低下を場振幅→0極限としてみると$\{N^a{}_0;M^a{}_0\to 0\}$でV_0，$A^a{}_0$は不定化するが，０点振動考慮で解消．

☞:虚場$A^a{}_0\equiv i\phi^a/c$ではＴ,Ｖの符号は反転．$M^a{}_0>0$:安定判別は不変に注意．V_0は正値で上に凸型potential.

> －反hermite縦波重力場$\{iG^g{}_0\}$存在の特別な意義－
> SO(N;1)重力場は物質統一場，全ての力はその分身．しかるに反hermite場縦波成分に限り$\{iG^g{}_0\equiv i^2\phi^g\}$は実数化！．$\{iG^g{}_0\}$は安定的でＶは下凸potential．その最小値$V_0$は負値となる．⇔ 万有引力化の起源！

(2) SO(N;1)場不安定性と部分Lie代数SO(N)転移〈縦波guage場定数化＝$\{iG^g{}_0\to i^2W^g/c;R^r{}_0\to iW^r/c\}$〉.

❶SO(N;1)不安定性:反hermite場$\{iG^g{}_\mu\}$優勢.⇒ SO(N)転移＝$\{iG^g{}_k\}$自滅，$\{R^r{}_\mu\}$爆発成長,縦波$\{iG^g{}_0\}$微弱残留.

❷縦波定数化機構:前述(1)❷の機構による〈$\delta G^g{}_0$:0点振動と定数場W^g:Lie代数の対称性から同一値〉.

(3)横波guage場消滅化＝真空基底状態からの$\{iG^a{}_\mu\}$の再規格化とN-G boson，X bosonの出現．

$iG^g{}_k\equiv 0+i\delta G^g{}_k$. $\Box\delta G^g{}_k+(g/c)^2[\Sigma_r(W_R{}^r)^2-\Sigma_g(W_G{}^g)^2]\delta G^g{}_k=\delta j^g{}_k/i$.〈 X boson :虚質量;有限寿命〉.

☞:$(imc/\hbar)^2=(g/c)^2[\Sigma_r{}^{N-1}(W_R{}^r)^2-\Sigma_g{}^{N-1}(W_G{}^g)^2]<0$.〈負である事は結果， [4] (3)の$M^g{}_k$を参照〉.

$iG^g{}_0\equiv i^2W^g/c+i^2\delta G^g{}_0$. $\Box\delta G^g{}_0=-\delta j^g{}_0$. 〈 N-G boson :0質量〉.

☞:安定基準$M^a{}_k$で上記$iG^g{}_k$の如く，成分kに非依存な定数部分が生成すれば，質量項となる．かような項が"実数質量"ならば安定化，虚数質量ならば不安定短期存在粒子X bosonを意味する．

(4) $\psi\times A^a{}_0$guage相互作用energy密度としてのspinor質量生成.

$\mathcal{H}_G\equiv gc\hbar\bar{\psi}\gamma_\mu A^a{}_\mu\ Q_a\ \psi\Rightarrow gc\hbar\bar{\psi}\gamma_0 iG^g{}_0\ Q_g\ \psi=c^2\psi^*[-(g\hbar/c^2)W^g\ Q_g\ ]\psi\equiv c^2\psi^*\ M^G\ \psi=m_G c^2\psi^*\psi$.

> $M^G\equiv-(g\hbar/c^2)W^g\ Q_g$:質量観測量≡ M^G :hermite. ∴実数固有値$\{m_G|G=1,2,\cdot\cdot,12=3$世代$\times4\}$はspinor質量

☞:凍結場$\{iW^a/c\}$は$A^a{}_0$の [4] (1)→$\Box A^a{}_0=-\eta\Gamma^a{}_0\sim-\eta gc\hbar\bar{\psi}\gamma^0\ Q_a\ \psi$.→$A^a{}_0\sim-iW^a/c=\int dx'^3\eta J^a{}_0(x')/4\pi|x-x'|$

結局，"観測量"である宇宙物質分布$\Gamma^a{}_0(x)$からの決定量で長期的には変動量〈発展宇宙〉．〈☞:要項(4)参照〉.

[6]:SO(11;1)→SO(11) 〈→SU(5)→・・・〉 転移guage場$\{iG^g{}_0\to-i^2W^g/c\}$での巨視近似たるNewton potential導出.

(1)基礎思想:反hermite場$\{iG^g{}_\mu\}$はMacro重力場化．等価原理(局Lorentz性)性，普遍引力性からこの論理以外に無.

(2)Ｇ成分guage場方程式：

$\Box iG^g{}_\mu-g^2\{\Sigma_{r(g)}{}^{N-1}(R^r{}_{\nu\neq\mu})^2-\Sigma_{h\neq g}{}^{N-1}(G^h{}_{\nu\neq\mu})^2\}iG^g{}_\mu=gf_b{}^g{}_c\partial_\nu(A^b{}_\mu A^c{}_\nu)+gf_g{}^c{}_b A^b{}_\nu(\partial_\mu A^c{}_\nu-\partial_\nu A^c{}_\mu)$

$+g^2 f_g{}^c{}_b A^b{}_\nu f_{d\neq g}{}^c{}_e A^d{}_\mu A^e{}_\nu+(ic\eta-\alpha/ic)\partial_\mu(iB^g)+g\eta\chi f_g{}^c{}_b C^b\partial_\mu\bar{C}^c+\eta gc\hbar\bar{\psi}\gamma^\mu\ Q_g\ \psi$.

(2)SO(11;1)→SO(11)→の転移で消滅，０点振動化したＧ成分の真空底値からの再規格化:$iG^g{}_0\equiv i^2W^g/c+i^2\delta G^g{}_0$.

(3)ghost項，及び０点振動guage場成分の２次積を落とす近似：

$\Box\delta G^g{}_0=gf_b{}^g{}_c\partial_\nu(A^b{}_0 A^c{}_\nu)+gf_g{}^c{}_b A^b{}_\nu(\partial_0 A^c{}_\nu-\partial_\nu A^c{}_0)+g^2 f_g{}^c{}_b A^b{}_\nu f_{d\neq g}{}^c{}_e A^d{}_0 A^e{}_\nu+\eta gc\hbar\bar{\psi}\gamma^0\ Q_g\ \psi$

$=gc\hbar\eta\bar{\psi}\gamma_0\ Q_g\ \psi+(g/c)f_g{}^c{}_b(W^b\cdot\partial_0 A^c{}_0)$.

(4)凍結guage場$\{W^g\}$でのguage色縮約とpotenial:$\phi\equiv(L_P{}^2cW^g)\delta G^g{}_0$の定義〈$L_P$:Plank長〉:

$\Box(L_P{}^2cW^g)\delta G^g{}_0=-(\eta L_P{}^2c^4)\psi^*[-(g\hbar/c^2)W^g\ Q_g\ \psi+(gL_P{}^2W^g)f_g{}^c{}_b(W^b\cdot\partial_0 A^c{}_0)$.

$\Box\phi=-(\eta c^4L_P{}^2)\psi^*[-(W^g g\hbar/c^2)\ Q_g\ ]\psi-(L_P{}^2g)f_g{}^c{}_b(W^gW^b\cdot\partial_0 A^c{}_0)\equiv-(\eta c^4L_P{}^2)\psi^*\ M^G\ \psi-\partial_0 R$.

(5)質量公式: $M\equiv-(g\hbar/c^2)W^g\ Q_g$，重力定数$K_G\equiv(\eta c^4L_P{}^2)$の導入：

$\Box\phi=-K_G\psi^*\ M^G\ \psi-\partial_0 R$.

(6)古典期待値たる質量密度項: $\rho=m\psi^*\psi$：

$\Box\phi=-K_G m\psi^*\psi-\partial_0 R=-K_G\rho(x)-\partial_0 R$.

(7)定常場の仮定とNewton potential：

$\nabla^2\phi=-K_G\rho(x)$. 重力定数$K_G\equiv\eta c^4L_P{}^2=\eta c\hbar K_G$. 〈$\eta=1/c\hbar$〉.

☞:特筆すべきはNewton potentialの導出に際して，質量公式 M^G の使用が本質的である事に留意！．

☞:$E\equiv F/m'=-K_G m/4\pi r^2=-\nabla\cdot\phi$. $\phi=-K_G m/r$.

$S=4\pi r^2$:球表面積. $+K_G m=-SE=\int dS\cdot E=\int_V dx^3\mathrm{div}\ E=+K_G\int_V dx^3\rho$. ⇒ $\mathrm{div}\ E=-\nabla^2\phi=+K_G\rho$.

－局所Lorentz変換の公式導出－

(1)$dx^{\nu}=a^{\nu}{}_{\mu}{}^{-1}(x)dx^{\mu\prime}$. $\partial/\partial x^{\mu\prime}=(\partial x^{\nu}/\partial x^{\mu\prime})\partial/\partial x^{\nu}=a^{\nu}{}_{\mu}{}^{-1}(x)\partial/\partial x^{\nu}$.

(2)$\mathcal{L}_s=-c\overline{\psi}[\gamma_{\mu}\partial_{\mu}+mc]\psi$の無限小Lorenzt不変性から，$T^{-1}\gamma^{\mu}a^{-1\nu}{}_{\mu}T=\gamma^{\nu}$, $T=(1+\frac{1}{4}\varepsilon_{\mu\nu}\gamma^{\mu}\gamma^{\nu})$を得る事は既知.

(3)guage場変換則❶: $\frac{1}{2}\gamma^{\mu}A'^{kl}{}_{\mu}G_{kl}=\frac{1}{2}T\gamma^{\mu}A^{kl}{}_{\mu}G_{kl}T^{-1}-T\gamma^{\nu}\cdot\partial_{\nu}T^{-1}$.　　☞: $\overline{\psi}'=\overline{\psi}T^{-1}$.

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}'(x')&\equiv-c\overline{\psi}(x')[\hbar\gamma^{\mu}(\partial'_{\mu}-\tfrac{1}{2}A'^{kl}{}_{\mu}(x')\ G_{kl}\ )+mc]\psi(x')\\
&=-c\overline{\psi}T^{-1}[\hbar\gamma^{\mu}a^{-1}(x)^{\nu}{}_{\mu}\cdot\partial_{\nu}-\tfrac{1}{2}A'^{kl}{}_{\mu}\ G_{kl}\ )+mc]T\psi\\
&=-c\overline{\psi}[\hbar T^{-1}\gamma^{\mu}a^{-1}(x)^{\nu}{}_{\mu}\cdot\partial_{\nu}-\tfrac{1}{2}\hbar T^{-1}\gamma^{\mu}A'^{kl}{}_{\mu}\ G_{kl}\ +mcT^{-1}]T\psi\\
&=-c\overline{\psi}[\hbar T^{-1}\gamma^{\mu}a^{-1}(x)^{\nu}{}_{\mu}\cdot\partial_{\nu}(T\psi)-\tfrac{1}{2}\hbar T^{-1}\gamma^{\mu}A'^{kl}{}_{\mu}\ G_{kl}\ T\psi+mc\psi]\\
&=-c\overline{\psi}[\hbar T^{-1}\gamma^{\mu}a^{-1}(x)^{\nu}{}_{\mu}\cdot T\cdot\partial_{\nu}-\tfrac{1}{2}\hbar\gamma^{\mu}A^{kl}{}_{\mu}\ G_{kl}\ +mc]\psi\\
&\quad-c\hbar\overline{\psi}[T^{-1}\gamma^{\mu}a^{-1}(x)^{\nu}{}_{\mu}\partial_{\nu}T\times+\tfrac{1}{2}\gamma^{\mu}A^{kl}{}_{\mu}\ G_{kl}\ -\tfrac{1}{2}T^{-1}\gamma^{\mu}A'^{kl}{}_{\mu}\ G_{kl}\ T]\psi\\
&=\mathcal{L}(x)-c\hbar\overline{\psi}[(T^{-1}\gamma^{\mu}a^{-1}(x)^{\nu}{}_{\mu}T)\cdot T^{-1}\cdot\partial_{\nu}T\times+\tfrac{1}{2}\gamma^{\mu}A^{kl}{}_{\mu}\ G_{kl}\ -\tfrac{1}{2}T^{-1}\gamma^{\mu}A'^{kl}{}_{\mu}\ G_{kl}\ T]\psi\\
&=\mathcal{L}(x)-c\hbar\overline{\psi}[\underline{\gamma^{\nu}T^{-1}\cdot\partial_{\nu}T+\tfrac{1}{2}\gamma^{\mu}A^{kl}{}_{\mu}}\ \underline{G_{kl}}\ \underline{-\tfrac{1}{2}T^{-1}\gamma^{\mu}A'^{kl}{}_{\mu}}\ \underline{G_{kl}}\ \underline{T}]\psi.
\end{aligned}$$

(4)guage場変換則❷: $\delta A^{kl}{}_{\mu}=\partial_{\mu}\varepsilon^{kl}+\frac{1}{4}f_{mn}{}^{kl}{}_{op}\varepsilon^{mn}A^{op}{}_{\mu}$.　☞:最後で$-\varepsilon^{kl}\to\varepsilon^{kl}$と変換.

☞: $\partial_{\mu}\varepsilon^{kl}=A^{kl}{}_{\mu}$.

☞: $D_{\mu}\psi_A(x)\equiv\lim_{\Delta x^{\mu}\to0}(1/\Delta x^{\mu})\{\psi_A(x^{\mu}+\Delta x^{\mu})-[\psi_A(x^{\mu})+\varepsilon^{a}(x)Q_{aA}{}^{B}\psi_B(x^{\mu})]=\partial_{\mu}\psi_A-A^{a}{}_{\mu}Q_{aA}{}^{B}\psi_B$.

☞: $T\equiv[1-\frac{1}{2}\varepsilon^{kl}G_{kl}]$; $T^{-1}\equiv[1+\frac{1}{2}\varepsilon^{kl}G_{kl}]$.　　☞: $T^{-1}\to-T$.

$$\begin{aligned}
\tfrac{1}{2}\gamma^{\mu}\delta A^{kl}{}_{\mu}G_{kl}&\equiv\tfrac{1}{2}\gamma^{\mu}[A'^{kl}{}_{\mu}-A^{kl}{}_{\mu}]G_{kl}=\tfrac{1}{2}T\gamma^{\mu}A^{kl}{}_{\mu}G_{kl}T^{-1}-T\gamma^{\mu}\cdot\partial_{\mu}T^{-1}-\tfrac{1}{2}\gamma^{\mu}A^{kl}{}_{\mu}G_{kl}\\
&=\tfrac{1}{2}[1-\tfrac{1}{2}\varepsilon^{rs}G_{rs}]\gamma^{\mu}A^{kl}{}_{\mu}G_{kl}[1+\tfrac{1}{2}\varepsilon^{tu}G_{tu}]-[1-\tfrac{1}{2}\varepsilon^{kl}G_{kl}]\gamma^{\mu}\cdot\tfrac{1}{2}\partial_{\mu}\varepsilon^{rs}G_{rs}-\tfrac{1}{2}\gamma^{\mu}A^{kl}{}_{\mu}G_{kl}\\
&=-\tfrac{1}{4}\varepsilon^{rs}A^{kl}{}_{\mu}G_{rs}\gamma^{\mu}G_{kl}+\tfrac{1}{4}\varepsilon^{tu}A^{kl}{}_{\mu}\gamma^{\mu}G_{kl}G_{tu}-\tfrac{1}{2}\partial_{\mu}\varepsilon^{rs}\gamma^{\mu}G_{rs}+\tfrac{1}{4}\varepsilon^{kl}A^{rs}{}_{\mu}G_{kl}\gamma^{\mu}G_{rs}\\
&=+\tfrac{1}{4}\varepsilon^{tu}A^{kl}{}_{\mu}\gamma^{\mu}G_{kl}G_{tu}-\tfrac{1}{2}\partial_{\mu}\varepsilon^{rs}\gamma^{\mu}G_{rs}=-\tfrac{1}{4}A^{tu}{}_{\mu}\varepsilon^{kl}\gamma^{\mu}G_{kl}G_{tu}-\tfrac{1}{2}\partial_{\mu}\varepsilon^{rs}\gamma^{\mu}G_{rs}\langle A^{tu}{}_{\mu}\varepsilon^{kl}=-\varepsilon^{tu}A^{kl}{}_{\mu}\rangle\\
&=-\tfrac{1}{2}\gamma^{\mu}\{\partial_{\mu}\varepsilon^{rs}G_{rs}+\tfrac{1}{4}\varepsilon^{kl}A^{tu}{}_{\mu}[G_{kl}G_{tu}-G_{tu}G_{kl}]\}=-\tfrac{1}{2}\gamma^{\mu}\{\partial_{\mu}\varepsilon^{rs}+\tfrac{1}{4}\varepsilon^{kl}A^{tu}{}_{\mu}f_{kl}{}^{rs}{}_{tu}\}G_{rs}.
\end{aligned}$$

$$\Rightarrow\ \tfrac{1}{2}\delta A^{rs}{}_{\mu}\gamma^{\mu}G_{rs}=-\tfrac{1}{2}\gamma^{\mu}\{\partial_{\mu}\varepsilon^{rs}+\tfrac{1}{4}f_{pq}{}^{rs}{}_{tu}\varepsilon^{pq}A^{tu}{}_{\mu}\}G_{rs}.\quad\Rightarrow\ \underline{\delta A^{pq}{}_{\mu}=\partial_{\mu}\varepsilon^{pq}+\tfrac{1}{4}f_{rs}{}^{pq}{}_{tu}\varepsilon^{rs}A^{tu}{}_{\mu}}.$$

－質量項M(x)を持つ一般化Klein-Gordon方程式の安定性基準－

$\Box\phi(x)-M(x)\phi(x)=j(x)$. $\Leftrightarrow$ $\mathcal{L}_{\phi}\equiv-\frac{1}{2}[\partial_{\mu}\phi(x)]^2-\frac{1}{2}M(x)\phi(x)^2-j(x)\phi(x)\equiv T-V$.

$V(x)\equiv\frac{1}{2}M(x)\phi(x)^2+j(x)\phi(x)=\frac{1}{2}M(x)[\phi(x)+j(x)/M(x)]^2-\frac{1}{2}j(x)^2/M(x)$.

☞: V(x)はφ(x)の２次関数的であり，φ(x)が実場ならばVはM(x)＞０にて下に凸なpotentialとなり安定.

> －φ(x)力学系の安定性基準－
> M(x)>0:安定．M(x)<0:不安定．M(x)=0:臨界状態.

☞: φ(x)が虚場でも基準は同じ．だがこの時，potntial Vは上に凸な２次関数的である事に留意．力学系はエネルギー的安定化を求め，上に浮上化する傾向が生まれる事に注意．実場と反転している！.

－Bose·Einstein凝縮の縦波凍結場$\{A^{a}{}_0(iG^{a}{}_0)=iW^{a}/c+\delta A^{a}{}_0\}$について－　'99/8/29.

以下は最終安定残留する縦波$A^{a}{}_0=iG^{g}{}_0$,$R^{r}{}_0$を想定,$R^{r}{}_0$は虚場故に不安定初期宇宙では$iG^{g}{}_{k>0}$同様にM判定の意味で消滅だが後に$R^{r}{}_k$成育に従い回復安定化，実量:$iG^{g}{}_0\sim i^2W^{g}/c$に対し虚量:$iW^{r}/c$で反発力〈負質量効果〉を持つ?.

[1] (7)の$\mathcal{H}_{QGD}$で自由guage場項のみ取ればenergy可観量:$\mathcal{H}_{GF}$を得てそれを運動量表示にする〈k, l=1,2,‥,N〉.

$\mathcal{H}_{GF}=\frac{1}{2}\eta^{-1}\{-(\partial_0A^{a}{}_k-\partial_kA^{a}{}_0)^2+(\partial_kA^{a}{}_l-\partial_lA^{a}{}_k)^2\}$.

$A^{a}{}_{\mu}\equiv(2\pi\hbar)^{-N/2}\Sigma_{\lambda=0}{}^{N}\int dq^N\varepsilon_{\mu}(q,\lambda)\ P^{a}(q,\lambda)\ e^{-qx/i\hbar}$,　$\Pi^{a}{}_{\mu}\equiv(2\pi\hbar)^{-N/2}\Sigma_{\lambda=0}{}^{N}\int dq^N\varepsilon_{\mu}(q,\lambda)\ Q^{a}(q,\lambda)\ e^{+qx/i\hbar}$.

> $\mathcal{H}_{GF}=\Sigma_{\lambda=1}{}^{N-1}\int dq^N\{\frac{1}{2}(c^2\eta)\ Q^{a}(q,\lambda)^{*}Q^{a}(q,\lambda)\ +(1/2\eta\hbar^2)|q|^2\ P^{a}(q,\lambda)^{*}P^{a}(q,\lambda)\ \}$
> $\quad-\int dq^N\{\frac{1}{2}(c^2\eta)\ Q^{a}(q,N)^{*}Q^{a}(q,N)\ \}\equiv H_T+H_L$. 〈正値横波項＋負値縦波項(λ=N)〉.

$\Gamma^{a}{}_0(x)\equiv gc\hbar\overline{\psi}\gamma^0\ Q^{a}\ \psi+\varsigma^{a}{}_0$. 〈物質項＋guage場項〉.

$\partial_k\Pi^{a}{}_k\equiv(1/\eta)[\Box A^{a}{}_0-\partial_0\partial_{\nu}A^{a}{}_{\nu}]\equiv-\Gamma^{a}{}_0(x).\to.A^{a}{}_0=\int dx'^3\Gamma^{a}{}_0(x')/4\pi\eta^{-1}|\ x-x'\ |$. 〈N=3次元解,4以上は発散〉.

$\partial_k\Pi^{a}{}_k\equiv(2\pi\hbar)^{-N/2}(1/i\hbar)\Sigma_{\lambda=0}{}^{N}\int dq^Nq_k\varepsilon_k(q,\lambda)\ Q^{a}(q,\lambda)\ e^{+qx/i\hbar}=(2\pi\hbar)^{-N/2}(1/i\hbar)\int dq^N|\ q\ |\ Q^{a}(q,N)\ e^{+qx/i\hbar}$.

$Q^{a}(q,N)\ =(2\pi\hbar)^{-N/2}(i\hbar)\int dx^Ne^{-qx/i\hbar}\partial_k\Pi^{a}{}_k(x)\ /|\ q\ |=-(2\pi\hbar)^{-N/2}(i\hbar)\int dx^Ne^{-qx/i\hbar}\Gamma^{a}{}_0(x)/|\ q\ |$.

$H_L\equiv-\int dq^N\{\frac{1}{2}(c^2\eta)\ Q^{a}(q,N)^{*}Q^{a}(q,N)\ \}=-\frac{1}{2}\int dx^3\int dx'^3\Gamma^{a}{}_0(x)\Gamma^{a}{}_0(x')/4\pi\eta^{-1}|\ x-x'\ |=-\int dx^3A^{a}{}_0\Gamma^{a}{}_0$.

> $A^{a}{}_0=iW^{a}/c+\delta A^{a}{}_0$.　　〈定数場＋０点振動〉.
> $m_k=[(-g\hbar W^{a}/c^2)\gamma^0\ Q^{a}\ ]_{kk}$. 〈spinor質量公式：質量とは縦波guage場とspinorの相互作用energy〉.
>
> $0=H_L+\int dx^3A^{a}{}_0\Gamma^{a}{}_0=H_L+\int dx^3mc^2\overline{\psi}\psi+\int dx^3A^{a}{}_0\varsigma^{a}{}_0$.
> 　　　$0=$〈負値重力〉+{〈物質項〉+〈guage場項〉}.　　〈宇宙規模energy保存則〉.