第8卷 第1期
1984年1月
高能物理与核物理
PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS
Vol. 8, No. 1
Jan., 1984

非零质量矢量介子场的负度规理论

赵 光 达
(北 京 大 学)

黄 朝 商
(中国科学院理论物理研究所)

摘 要

本文讨论非零质量矢量介子场的负度规理论，并同通常的量子化方法以及电磁场的负度规理论进行了比较.

一、引 言

现在人们已经清楚，在非自发破缺的有质量的矢量介子理论中唯一可重整的是实矢量介子(或称中性矢量介子). 因此，用各种不同的方法详细地研究它的性质似乎仍是令人感兴趣的.

众所周知，非零质量中性矢量介子场只有三个独立分量. 通常量子场论中按照正则量子化法则对此三个独立分量加以量子化. 在这样得到的量子理论中，矢量介子的费曼传播子中含有不协变的 Schwinger 项，虽然由于相互作用哈密顿函数中的 normal dependent 项的效应与 Schwinger 项的效应相抵消，我们在实际计算 S 矩阵元时可以不管它们，但费曼传播子的协变部分 $(\delta_{\mu\nu}+k_\mu k_\nu m^{-2})/(k^2+m^2)$ 中 $k_\mu k_\nu m^{-2}$ 项的存在使得理论的可重整性不是表观明显的. 实际上，Salam 和 Kamefuchi[1] 已经利用等价定理证明，如果耦合于中性矢量介子 $(m\neq 0)$ 的流是守恒的(这也是可重整的必要条件)，则理论是可重整的. 本文建立非零质量中性矢量介子场的负度规理论. 它的优点是矢量介子的费曼传播子只含有 $\delta_{\mu\nu}$ 项. 这就使得理论是表观可重整的和显示协变的，并且使实际的计算也比在通常的量子场论中大大地简化. 本文第二节阐述自由中性矢量介子场量子化的不定度规形式，第三节研究有相互作用的情形，第四节证明负度规理论与通常理论的等价性，最后一节作简略的讨论.

二、自由实矢量场的量子化

与电磁场在洛仑兹规范的量子化类似，偏离通常非零质量矢量介子量子化做法的途径是在场量的运动方程里"扔掉"其中的一个方程 $\partial\varphi_\mu/\partial x_\mu=0$ (注意，在这里，$\partial\varphi_\mu/$

本文1982年9月28日收到.

$\partial x_\mu = 0$ 是运动方程的一部分，而在电磁场的情形，洛仑兹条件 $\partial A_\mu/\partial x_\mu = 0$ 是由于规范的选取)，即将 φ_μ 的 4 个分量都当做独立分量，而将方程 $\partial \varphi_\mu/\partial x_\mu = 0$ 的限制加在态上．但是，一旦对 φ_μ 的 4 个分量独立地加上正则对易关系，闵可夫斯基空间的不定度规性质便使得量子化后得到的标量量子(以后称之为类时介子)发生负几率和负能困难．因此，我们必须相应地修改量子理论中对态矢长度和力学量平均值的定义，在希尔伯特空间引入不定度规，即建立负度规形式的理论．

代替通常的自由矢量介子场 ($m \neq 0$) 的拉氏函数

$$\mathscr{L}_V = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu} G_{\mu\nu} - \frac{1}{2} m^2 \varphi_\mu \varphi_\mu$$

($G_{\mu\nu} = \partial_\mu \varphi_\nu - \partial_\nu \varphi_\mu$) 我们取

$$\mathscr{L}_V = -\frac{1}{2} \frac{\partial \varphi_\mu}{\partial x_\nu} \frac{\partial \varphi_\mu}{\partial x_\nu} - \frac{1}{2} m^2 \varphi_\mu \varphi_\mu. \tag{2.1}$$

从 (2.1) 式得

$$\pi_\mu \equiv \frac{\partial \mathscr{L}}{\partial \dot{\varphi}_\mu} = \dot{\varphi}_\mu. \tag{2.2}$$

正则等时对易关系为

$$[\varphi_\mu(\boldsymbol{x}, t), \pi_\nu(\boldsymbol{x}', t)] = i\delta_{\mu\nu}\delta(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}') \tag{2.3}$$

将 φ_μ 和 π_μ 作付氏展开

$$\varphi_\mu(x) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{\boldsymbol{k}} \frac{1}{\sqrt{2 k_0}} \sum_{\lambda=1,2,3,0} e_\mu^\lambda(\boldsymbol{k})(a_{\boldsymbol{k}\lambda} e^{ik\cdot x} + a_{\boldsymbol{k}\lambda}^+ e^{-ik\cdot x}), \tag{2.4}$$

$$\pi_\mu(x) = \frac{-i}{\sqrt{V}} \sum_{\boldsymbol{k}} \sqrt{\frac{k_0}{Z}} \sum_{\lambda=1,2,3,0} e_\mu^\lambda(\boldsymbol{k})(a_{\boldsymbol{k}\lambda} e^{ik\cdot x} - a_{\boldsymbol{k}\lambda}^+ e^{-ik\cdot x}), \tag{2.5}$$

其中极化矢量 $e^\lambda(\boldsymbol{k})$ 选为:

在 $\boldsymbol{k}$ 与 Z 轴平行的坐标系，$e^1 = (1,0,0,0)$，$e^2 = (0,1,0,0)$，

$$e^3 = \left(0,\ 0,\ \frac{k_0}{m},\ i\,\frac{|\boldsymbol{k}|}{m}\right), \qquad e^0 = \left(0,\ 0,\ \frac{|\boldsymbol{k}|}{m},\ i\,\frac{k_0}{m}\right). \tag{2.6}$$

利用 $\sum_{\lambda=1}^{3} e_\mu^\lambda e_\nu^\lambda - e_\mu^0 e_\nu^0 = \delta_{\mu\nu}$，由 (2.3)—(2.6) 可导出

$$[a_{\boldsymbol{k}\lambda}, a_{\boldsymbol{k}'\lambda'}^+] = \delta'_{\lambda\lambda'}\delta_{\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}'} \qquad (\delta'_{\lambda\lambda} \equiv (-1)^{\delta_{\lambda 0}}\delta_{\lambda\lambda'}) \tag{2.7 a}$$

和

$$[a_{\boldsymbol{k}\lambda}, a_{\boldsymbol{k}'\lambda'}] = [a_{\boldsymbol{k}\lambda}^+, a_{\boldsymbol{k}\lambda'}^+] = 0, \tag{2.7b}$$

象通常一样，从 (2.4) 和 (2.7) 可导出协变的对易关系和费曼传播子

$$[\varphi_\mu(x), \varphi_\nu(x')] = i\delta_{\mu\nu}\Delta(x - x'), \tag{2.8}$$

$$\langle 0 | T(\varphi_\mu(x)\varphi_\nu(x')) | 0 \rangle = \delta_{\mu\nu}\Delta_F(x - x'). \tag{2.9}$$

由 (2.9) 知在动量表象矢量介子的传播子为

$$\Delta_{F\mu\nu}(k) = \frac{-i\delta_{\mu\nu}}{k^2 + m^2 - i\varepsilon}. \tag{2.10}$$

我们看到，新的量子化做法所得到的传播子 (2.10) 式没有通常棘手的 $k_\mu k_\nu/m^2$ 项，因而计算起来简单．特别是，理论是表观可重整的．

但是在 (2.7 a) 中，类时介子的对易关系与通常的差一负号．这将导致出现负几率和负的哈密顿量H的期望值的困难．

容易导出，哈密顿量H可表为

$$H = \sum_{\boldsymbol{k}} k_0 \left(\sum_{\lambda=1}^{3} a^+_{\boldsymbol{k}\lambda} a_{\boldsymbol{k}\lambda} - a^+_{\boldsymbol{k}0} a_{\boldsymbol{k}0} + 2 \right). \tag{2.11}$$

象通常那样，可以定义类时介子的产生算符为 $a^+_{\boldsymbol{k}0}$，消灭算符为 $a_{\boldsymbol{k}0}$，但相应的粒子数算符为 $N_{\boldsymbol{k}0} = -a^+_{\boldsymbol{k}0} a_{\boldsymbol{k}0}$．由 (2.7 a) 可证 $[N_{\boldsymbol{k}0}, a^+_{\boldsymbol{k}0}] = a^+_{\boldsymbol{k}0}$，$[N_{\boldsymbol{k}0}, a_{\boldsymbol{k}0}] = -a_{\boldsymbol{k}0}$，假定真空态的模为 1，$\langle 0|0\rangle = 1$，则可证

$$\langle n_{\boldsymbol{k}0} | n_{\boldsymbol{k}0} \rangle = (-1)^{n_{\boldsymbol{k}0}}, \tag{2.12}$$

$$\langle n_{\boldsymbol{k}0} | H | n_{\boldsymbol{k}0} \rangle = (-1)^{n_{\boldsymbol{k}0}} n_{\boldsymbol{k}0} k_0. \tag{2.13}$$

这表明存在着负几率和负能困难．（如果易将 $a_{\boldsymbol{k}0}$, $a^+_{\boldsymbol{k}0}$, $N_{\boldsymbol{k}0} \equiv a_{\boldsymbol{k}0} a^+_{\boldsymbol{k}0}$ 分别定义为产生算符，消灭算符和相应的粒子数算符，则同样存在着类似的困难.）为了消去这些困难，必须引进不定度规．令$|\Psi\rangle$ 和 F 分别表示希尔伯特空间的态矢量和力学量算符，定义态矢量的长度和算符的平均值分别为

$$\langle \Psi | \eta | \Psi \rangle \text{ 和 } \langle \Psi | \eta F | \Psi \rangle \tag{2.14}$$

其中度规矩阵（度规算符）满足条件

$$\eta^2 = 1 \text{ 和 } \eta^+ = \eta.$$

我们取 $\eta = e^{i\pi \sum_{\boldsymbol{k}} a^+_{\boldsymbol{k}0} a_{\boldsymbol{k}0}}$，则有

$$[\eta, a_{\boldsymbol{k}\lambda}] = [\eta, a^+_{\boldsymbol{k}\lambda}] = 0 \quad (\lambda = 1, 2, 3) \tag{2.15}$$

$$\{\eta, a_{\boldsymbol{k}0}\} = \{\eta, a^+_{\boldsymbol{k}0}\} = 0$$

容易验证，按照新的定义 (2.14) 式，负模和负能却不再出现，即有

$$\langle n_{\boldsymbol{k}0} | \eta | n_{\boldsymbol{k}0} \rangle = 1, \quad \langle n_{\boldsymbol{k}0} | \eta H | n_{\boldsymbol{k}0} \rangle = n_{\boldsymbol{k}0} k_0. \tag{2.16}$$

物理上非零质量的矢量介子只有三个极化方向（相应于自旋等于 1 的粒子）．为了消去非物理的类时介子态对物理观察量的“额外”的贡献，我们必须将洛仑兹条件加在态矢量上．即任何物理态 $|\Phi\rangle$ 必须满足条件

$$\langle \Phi | \eta \frac{\partial \varphi_\mu}{\partial x_\mu} | \Phi \rangle = 0 \tag{2.17}$$

利用运动方程 $(\Box - m^2)\varphi_\mu = 0$ 容易证明，条件 (2.17) 是不随时间改变的．即：令 $\chi = \frac{\partial \varphi_\mu}{\partial x_\mu}$，若 $\langle \Phi | \eta \chi(t_0) | \Phi \rangle = 0$ 和 $\langle \Phi | \eta \frac{\partial x}{\partial t}\Big|_{t=t_0} | \Phi \rangle = 0$，则恒有 $\langle \Phi | \eta \chi(t) | \Phi \rangle = 0$.

如果我们取更强的限制

$$a_{\boldsymbol{k}0} | \Phi \rangle = 0 \tag{2.18}$$

作为物理态必须满足的附加条件（容易证明，若 (2.18) 式成立，则 (2.17) 式也成立），则物理态（即满足洛仑兹条件的态）中不存在标量量子．这时负模和负能自动不出现，因此可以无需引入不定度规 η．这是与电磁场情况不同的（在电磁场的情形，物理态中允许不定数量的非物理的纵光子和标量光子存在，为了使得态可归一化，必须引入不定度规）．当然，这只是在自由场的情形．当有相互作用存在时，类时介子也参与相互作用，那时只有

(2.17) 式恒能成立(在流守恒的前提下). 因此只能取 (2.17) 式而不能取 (2.18) 式作为附加条件,物理态中可以含有类时介子,引进不定度规是必要的.

三、有相互作用的情形

考虑中性矢量介子场与别的量子场之间的相互作用. 由于非物理的类时介子参与相互作用,一个重要的问题是,这是否会引起洛仑兹条件 (2.17) 式不再保持恒定? 我们的研究结果表明,在有相互作用的情形,所有量子化手续和负度规形式仍然与自由场时一样. 而且,只要与矢量介子场耦合的流为守恒流,那么洛仑兹条件 (2.17) 将不随时间改变.

为了确定起见,以中性矢量介子场与费米子场的 Yukawa 耦合为例.

$$\mathscr{L} = \mathscr{L}_V + \mathscr{L}_f + \mathscr{L}_I, \tag{3.1}$$

其中 $\mathscr{L}_V$ 由 (2.1) 式所示,

$$\mathscr{L}_f = -\bar{\phi}(\partial \cdot \gamma + M)\phi, \tag{3.2}$$

$$\mathscr{L}_I = g j_\mu \varphi_\mu, \tag{3.3}$$

$$j_\mu = i\bar{\phi}\gamma_\mu\phi. \tag{3.4}$$

按照通常对费米子场正则量子化手续和上节对矢量介子场量子化的做法进行量子化和引进负度规. 容易导出相互作用哈密顿函数为

$$\mathscr{H}_I = -\mathscr{L}_I = -g j_\mu \varphi_\mu. \tag{3.5}$$

与通常矢量介子场量子化所得到的结果不同,这里设有 normal aependent 项.

容易证明,由于拉氏函数 (3.1) 在相变换 $\phi \to e^{i\alpha\phi}$ 下不变,故 (3.4) 式所示的流是守恒的. 即有

$$\frac{\partial j_\mu}{\partial x_\mu} = 0 \tag{3.6}$$

下面我们证明洛仑兹条件 (2.17) 不随时间变化. 为了方便,取相互作用表象. 于是态矢 $|t\rangle$ 的运动方程为

$$i\frac{\partial |t\rangle}{\partial t} = H_I|t\rangle, \tag{3.7}$$

其中

$$H_I = \int \mathscr{H}_I(x) d^3x$$

场算符满足自由场运动方程,对矢量介子场有

$$(\Box - m^2)\varphi_\mu = 0. \tag{3.8}$$

采取类似于文献 [2] 中的方法,引入辅助量

$$\Omega^{(\pm)}(x', t) = \frac{\partial \varphi_\mu^{(\pm)}(x')}{\partial x'_\mu} + \int_{x_4 = it} \Delta^{(\pm)}(x' - x) j_0(x) d^3x \tag{3.9}$$

其中 $\varphi_\mu^{(+)}$, $\varphi_\mu^{(-)}$ 分别为 φ_μ 的正频和负频部分, $\Delta^{(\pm)}(x)$ 是通常熟悉的不变函数 ($\Delta(x) = \Delta^{(+)}(x) + \Delta^{(-)}(x)$). 令

$$\Omega(x', t) = \Omega^{(+)}(x', t) + \Omega^{(-)}(x', t), \tag{3.10}$$

则
$$\Omega(x,t)=\frac{\partial\varphi_\mu}{\partial x_\mu}.\tag{3.11}$$

因此问题的初条件所表述为
$$\begin{cases}\Omega^{(+)}(x',t_0)|t_0\rangle\Big|_{x_0'=t_0}=0\\ \dfrac{\partial\Omega^{(+)}(x',t_0)}{\partial x_0'}\Big|_{x_0'=t_0}|t_0\rangle=0\end{cases}\tag{3.12}$$

现在我们要证明，如果在 t_0 时刻 (3.12) 式成立（因而洛仑兹条件 (2.17) 成立），则在以后的任何时刻 t 洛仑兹条件 (2.17) 式成立.

首先，利用运动方程 (3.8) 和不变函数 $\Delta^{(+)}$ 满足齐次 Klein-Gordon 方程得
$$(\Box'-m^2)\Omega^{(+)}(x',t_0)=0\tag{3.13}$$
从 (3.12) 和 (3.13) 式得
$$\Omega^{(+)}(x',t_0)|t_0\rangle=0.\tag{3.14}$$

其次，利用流守恒 (3.6) 式和矢量场的对易关系可以证明下列等式成立
$$\frac{\partial\Omega^{(+)}(x',t)}{\partial t}+i[H(t),\Omega^{(+)}(x',t)]=0.\tag{3.15}$$
第三步，利用 (3.7)、(3.14) 和 (3.15) 式可证
$$\Omega^{(+)}(x',t)|t\rangle=0.\tag{3.16}$$
类似地可证
$$\langle t|\eta\Omega^{(-)}(x',t)=0.\tag{3.17}$$
由 (3.16) 和 (3.17) 式得
$$\langle t|\eta\Omega(x',t)|t\rangle=0.\tag{3.18}$$
最后，在 (3.18) 式中取 $x'=x$ 即得所证：$\left\langle t\left|\eta\dfrac{\partial\varphi_\mu}{\partial x_\mu}\right|t\right\rangle=0.$

从以上证明过程中可以看出，唯一需要的条件是流 j_μ 守恒．因此，以上证明不限于所举的明显的具体模型而是对任何 $\mathscr{H}_I=-gj_\mu\varphi_\mu$ 且 j_μ 为守恒流的理论均成立.

我们指出，在有相互作用时，洛仑兹条件 $\Omega^{(+)}(x',t)|\Phi(t)\rangle=0$ 不导致 $a_{k0}|\Phi(t)\rangle=0$，即物理态 $|\Phi(t)\rangle$ 中可以含有标量量子．下节我们将证明，由于洛仑兹条件，这些非物理的类时介子态不产生任何观察效应.

四、负度规理论与通常理论的等价性

上二节所建立的负度规理论与通常理论的主要不同在于对类时介子自由度的处理．在负度规理论里，类时介子可以在中间态里存在．在通常理论里，只有自旋为 1 的矢量介子态，而没有类时介子态．尽管二者有很大的不同，然而可以证明，对于描述物理过程而言，它们是彼此等价的．即类时介子对观察量没有贡献，两种理论给出同样的理论预言.

按照前二节给出的负度规理论，在相互作用表象，对于态矢，有运动方程
$$i\frac{\partial|\Phi\rangle}{\partial t}=H_I|\Phi\rangle,\tag{4.1}$$
其中

$$H_I=\int\mathscr{H}_I d^3x,\ \mathscr{H}_I=-gj_\mu\varphi_\mu, \tag{4.2}$$

$$\varphi_\mu=\varphi_\mu^V+\varphi_\mu^S, \tag{4.3}$$

$$\varphi_\mu^V=\frac{1}{\sqrt{V}}\sum_{\boldsymbol{k}}\frac{1}{\sqrt{2\boldsymbol{k}_0}}\sum_{j=1}^{3}e_\mu^j(\boldsymbol{k})(a_{\boldsymbol{k}j}e^{ik\cdot x}+a_{\boldsymbol{k}j}^{+}e^{-ik\cdot x}), \tag{4.4}$$

$$\varphi_\mu^S=\frac{1}{\sqrt{V}}\sum_{\boldsymbol{k}}\frac{1}{\sqrt{2k_0}}e_\mu^0(\boldsymbol{k})(a_{\boldsymbol{k}0}e^{ik\cdot x}+a_{\boldsymbol{k}0}^{+}e^{-ik\cdot x}) \tag{4.5}$$

和洛仑兹条件

$$\Omega^{(+)}(\boldsymbol{x}',t)|\Phi(t)\rangle=0 \tag{4.6}$$

在 (4.1) 式中，H_I 含有 $a_{\boldsymbol{k}0}$，$a_{\boldsymbol{k}0}^{+}$ 算符，故态$|\Phi\rangle$ 中可以有类时介子(洛仑兹条件 $\Omega^{(+)}(\boldsymbol{x}',t)|\Phi(t)\rangle=0$ 不要求 $a_{\boldsymbol{k}0}|\Phi(t)\rangle=0$)。至而可以证明，类时介子对观察量没有贡献.

为此，作变换

$$|\Phi\rangle=e^{if(t)}|\Phi^V\rangle, \tag{4.7}$$

其中

$$f(t)=\int j_0(x)B(x)d^3x, \tag{4.8}$$

$$B(x)=\frac{-i}{\sqrt{V}}\sum_{\boldsymbol{k}}\frac{1}{m\sqrt{2k_0}}(a_{\boldsymbol{k}0}e^{ik\cdot x}-a_{\boldsymbol{k}0}^{+}e^{-ik\cdot x}). \tag{4.9}$$

容易看出

$$\varphi_\mu^S=\frac{\partial B(x)}{\partial x_\mu}, \tag{4.10}$$

$$[B(\boldsymbol{x},t),B(\boldsymbol{x}',t)]=0. \tag{4.11}$$

将 (4.7) 式代入 (4.1) 式得

$$i\frac{\partial|\Phi^V\rangle}{\partial t}=\left[e^{-if(t)}H_Ie^{if(t)}-ie^{-if(t)}\left(\frac{d}{dt}e^{if(t)}\right)\right]|\Phi^V\rangle. \tag{4.12}$$

利用流守恒和 (4.8)—(4.11) 式可以算出

$$\frac{df}{dt}=\int j_\mu\varphi_\mu^S d_x^3, \tag{4.13}$$

$$\left[f,\frac{df}{dt}\right]=\frac{-i}{m^2}\int[j_0(x)]^2d^3x, \tag{4.14}$$

$$\left[f,\left[f,\frac{df}{dt}\right]\right]=0. \tag{4.15}$$

利用 φ_μ 的对易关系和 (4.2)、(4.3)、(4.9)、(4.10)、(4.11) 式可以算出

$$[f,H_I]=\frac{i}{m^2}\int[j_0(x)]^2d^3x, \tag{4.16}$$

$$[f,[f,H_I]]=0. \tag{4.17}$$

于是由 (4.12)—(4.17) 式即得

$$i\frac{\partial|\Phi^V\rangle}{\partial t}=\left\{-\int j_\mu\varphi_\mu^V d^3x+\frac{1}{2m^2}\int[j_0(x)]^2d^3x\right\}|\Phi^V\rangle=H_I^V|\Phi^V\rangle. \tag{4.18}$$

这正是通常矢量介子场论里态矢所满足的方程. H_I^V 中不含类时介子的产生和湮没算符. 我们取初态 $|\Phi^V(t_0)\rangle$ 不含类时介子(这正是洛仑兹条件对初态的要求),于是 $|\Phi^V\rangle$ 中将永远没有类时介子.

更进一步,由 (2.15) 和 (4.8)、(4.9) 式可证

$$\eta e^{if(t)} = e^{-if(t)}\eta. \tag{4.19}$$

所以，我们有

$$\begin{aligned}\langle\Phi|\eta|\Phi\rangle &= \langle\Phi^V|e^{if}\eta e^{if}|\Phi^V\rangle = \langle\Phi^V|\eta|\Phi^V\rangle\\ &= \langle\Phi^V|\Phi^V\rangle \end{aligned}\tag{4.20}$$

$$\begin{aligned}\langle\Phi|\eta F|\Phi\rangle &= \langle\Phi^V|F^V|\Phi^V\rangle\\ &= \langle\Phi^V|F(\varphi_\mu^V,\pi_\mu^V)|\Phi^V\rangle,\end{aligned}\tag{4.21}$$

其中 $F^V = e^{-if}Fe^{if}$, π_μ^V 是 π_μ 中除去类时介子算符后剩下的部分. (4.20) 和 (4.21) 式清楚地表明了负度规理论和通常理论这两种理论的等价性. 这也间接证明了通常中性矢量介子场论中费曼传播子的 $k_\mu k_\nu m^{-2}$ 项对 S 矩阵元没有贡献.

五、讨　论

非零质量实矢量介子负度规理论获得表观可重整性，其代价是存在非物理的类时介子态. 但加在态矢上的洛仑兹条件保证了它们对物理观察量没有影响. 通常形式理论中保证可重整性的充要条件——耦合于矢量介子的流守恒——在负度规理论里成为保证洛仑兹条件恒定的充要条件.

本文的负度规形式表面上也可以推广到非零质量的复矢量介子或具有其它内部自由度的矢量介子的场论中去. 所得到的“带电”矢量介子的费曼传播子具有同样的简单形式，因而理论看起来仿佛是可重整的. 但是实际上这是虚假的. 因为在表征内部自由度的对称群为不可交换群的情形,即使耦合于每一矢量场的流均为守恒流,也不能保证洛仑兹条件的恒定性. 于是各种各样的类时介子态将在过程中产生效应，最终导致理论不可重整. 也就是说，在实质上该情形与通常形式的理论一样: global 对称性不能导致可重整的非零质量不可交换群矢量介子理论. 此外在复或不可交换群的矢量介子的负度规理论中相互作用哈密顿函数不厄米. 虽然在引进不定度规后可以保持几率守恒，然而同时却带来因果性破坏问题(关于因果性破坏问题,可参看李政道的文章[3]).

在本工作的研究过程中我们曾同邹国兴先生(已病故)进行了多次有益的讨论. 特此志谢并表示对他的怀念.

参　考　文　献

[1] A. Salam, *Nucl. Phys.*, 18 (1960), 681; S. Kamefuchi, *Nucl. Phys.*, 18 (1960), 691.
[2] K. Bleuler, *Helv. Phys. Acta.*, 23 (1950), 567
[3] T. D. Lee, *Nucl. Phys.*, B9 (1969), 209.

THE NEGATIVE METRIC THEORY FOR THE MASSIVE VECTOR MESON FIELD

CHAO KUANG-TA
(*Peking University*)
HUANG CHAO-SHANG
(*Institute of Theoretical Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

The negative metric theory for the massive vector meson field is studied. Comparisons with the conventional quantization method of massive vector meson field and with the negative metric theory of the electro-magnetic field are also discussed.