

四元轻子模型分析及非对角的中性流

吴丹迪 伍经元 李小源

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

由于中微子实验可能产生了中性和带电重轻子,我们讨论了每“行”有四个元素,如

$$\begin{aligned}
& \nu_e, e^-, E^0, E^- \\
& \nu_\mu, \mu^-, M^0, M^- \\
& \nu_\tau, \tau^-, T^0, T^- \\
& \dots\dots\dots
\end{aligned}$$

的轻子模型.非对角中性流看来是不可避免的.然而在文章提出的 $SU(2) \times U(1)$ 模型中, $\mu \rightarrow e\gamma$ 仍可用 Bjorken-Lane-Weinberg 机制压低,重轻子的产生截面基本上与实验符合.最后我们讨论了一些 $SU(3) \times U(1)$ 及具有更高对称性的模型.

粲粒子的发现和重轻子的发现,开阔了人们的眼界.人们一旦摆脱了持续有十年之久的三个夸克和四个轻子的概念,不断地寻找新夸克和新轻子就成为势在必行;另一方面,列出一张留有许多空位的表格,为实验者的寻找提供线索,也成为自然的事情.最近报导的新的重轻子事例^[1-3,15]为制作这样的表格提供了重要的线索,这些事例是:(1) FNAL 在中微子反应中发现了负责三 μ 事例的重轻子 $M^-(7 \pm 1.0^{+3.0}_{-1.0} \text{ GeV})$, 它的重要衰变道是级联衰变 $M^- \rightarrow M^0(3.5 \pm 0.5^{+1.5}_{-0.5} \text{ GeV})\mu^-\bar{\nu}_\mu$, $M^0 \rightarrow \mu^+\mu^- + \nu_\mu$, 并且可能有 $[\sigma(\nu_\mu \rightarrow M^-)Br(M^- \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^-)/\sigma(\nu_\mu \rightarrow \mu^-)] \sim 10^{-4}$, 而 $[\sigma(\nu_\mu \rightarrow M^-)Br(M^- \rightarrow M^0\mu^-\bar{\nu}_\mu)/\sigma(\nu_\mu \rightarrow \mu^-)] \sim 0.1\%$.

(2) FNAL 同时发现了负责双 μ 事例的中性重轻子 $M^0(4.9 \pm 1.5 \text{ GeV})$, 可能有 $[\sigma(\nu_\mu \rightarrow M^0)Br(M^0 \rightarrow \mu^+\mu^-\bar{\nu}_\mu)/\sigma(\nu_\mu \rightarrow \mu^-)] \sim 0.1\%$, 我们猜想这个 M^0 很可能与三 μ 事例中的 M^0 是同一个粒子,它们的质量在误差范围内也可以认为是一样的.

(3) Serpukhov^[3] 在重泡室的 500 张中微子反应照片中发现了一个中性重轻子 L^0 的事例 $m_{L^0} = 1.4 \sim 2.1 \text{ GeV}$, 寿命 $\sim 6 \times 10^{-12}$ 秒,比一个 1.7 GeV 的重轻子按 $\mu \rightarrow e\nu_\mu\bar{\nu}_e$ 衰变公式所估计的分枝宽度窄十五倍左右.另一方面,在 FNAL 和 CERN 的两万多张泡室照片中^[4], 没有看到类似的事例,因此估计 $[\sigma(\nu_\mu \rightarrow L^0)Br(L^0 \rightarrow e^+\mu^-\nu_e)/\sigma(\nu_\mu \rightarrow \mu^-)]$ 在 10^{-3} 至 10^{-5} 之间.注意到通过单圈的所谓感生中性流产生中性重轻子的图给出 $[\sigma(\nu_\mu \rightarrow L^0)/\sigma(\nu_\mu \rightarrow \mu^-)] \leq (\alpha/\pi)^2 \sim 5 \times 10^{-6}$ ^[5], 显然用这个产生机制既不能解释 FNAL 的 M^0 , 也不能解释 Serpukhov 的 L^0 ,

本文1977年7月14日收到.

我们倾向于 M^0 和 L^0 都是由 ν_μ 中微子直接产生的。这三个新的重轻子事例是我们进一步讨论的出发点^[注 1]。

我们将用“行”对轻子进行分类：

轻子：

行 \ 轻子	ν_i	l_i	L_i^0	L_i^-	...
e 行	ν_e	e^-	E^0	E^-	...
μ 行	ν_μ	μ^-	M^0	M^-	...
τ 行	ν_τ	τ^- ^[13]	T^0	T^-	...
⋮				

(1)

按照我们的分类，第 i 行 ($i = e, \mu, \tau \dots$) 的重轻子的主要衰变道中的最终产物中应当有一个净的轻子 l_i^- 或 ν_i ^[注 2]。如果推广 $\mu \sim e$ 对称性的概念，可以假定每行的轻子数目和电荷分配是相同的。这些概念可以简单地推广到夸克方面

夸克：

d 行	u	d	t	b	...
s 行	c	s	h	g	...
?				

夸克与轻子行之间的对称性表现为，在轻子电荷为零的位置，相应夸克的电荷为 $2/3$ ，在轻子电荷为 -1 的位置，相应夸克的电荷为 $-1/3$ 等等。如果把 WS-GIM^[6] 模型称为二元模型(每行只有两个轻子或夸克)，或许我们现在需要处理一个四元模型。为了简单，我们先就四元模型有两行 8 个轻子的情形进行讨论。由于有直接的 $\nu_\mu \rightarrow M^0(L^0)$ 过程，在许多情形下，我们不得不考虑非对角的中性流。我们发现，对于一类可能比较接近现实的模型， $\mu \rightarrow e + \gamma$ 分枝比及 $\Delta S = 1$ 的中性流的压低不是十分自然的^[注 3]，普适性是近似的，因此我们怀疑提出自然性作为建立模型的一个条件是否恰当^[8]。同时，我们看到一个四元的 $SU(2) \otimes U(1)$ 模型或 $SU(3) \otimes U(1)$ 模型，都能解释现有的重轻子现象，然而更高能量域的实验将在两者之间作出选择。

(一) 规范群为 $SU(2) \times U(1)$ 的情形

一行(例如 μ 行)中左手四个粒子填充 $SU(2)$ 表示的方法只有三种：(A) $4 = 2 + 2$ ；(B) $4 = 2 + 1 + 1$ ；(C) $4 = 1 + 1 + 1 + 1$ 。左右手的填充方法一般地可以不同。因

[注 1] 对 3μ 事例有与这里讲的不同解释，见 [2]。

[注 2] 例如 $\mu^- \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ ， e 和 $\bar{\nu}_e$ 互相抵消，净剩一个 ν_μ 。如果 M^- 和 M^0 的主要衰变道都是通过带电流的衰变，那么有

$$M^- \rightarrow M^0 + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

$$\quad \quad \quad \downarrow$$

$$\quad \quad \quad \mu^- + \mu^+ + \nu_\mu$$

因此 M^- 和 M^0 都是 μ 行的重轻子。

[注 3] “自然性”的意义见 [7]。

此可能有九种组合^[9]。但是,为了有 $\nu_\mu \rightarrow M^0$ 顶角,左手必须为 (B); 为了在 μ 介子的衰变道中不出现右手中微子,同时又有足够大的 $\sigma(\nu_\mu \rightarrow M^-)Br(M^- \rightarrow M^0)$ 右手也只能是 (B), 故只有 (B, B) 情形, 即左右手各一个二重态, 其他都是单态的情形值得考虑, 这个情形恰好在一行内抵消三角反常, 但是却破坏了自然性的条件^[7]:

$$\begin{pmatrix} \nu'_\mu \\ \mu'^- \end{pmatrix}_L \quad M_L^0 \quad M_L^-; \quad \begin{pmatrix} M^0 \\ \mu'^- \end{pmatrix}_R, \quad M_R^- \quad (2)$$

带撇号粒子是填充 $SU(2) \otimes U(1)$ 表示的粒子, 它们与具有确定质量的粒子可能差一个任意的么正变换^[10]。可以证明^[11], 对于四个粒子的模型(2), 在适当调整粒子的相位规定, 并消去不改变轻子与规范场作用的平庸变换之后, 本质的参数只有五个, 这五个参数可按下法分配:

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \cos \alpha + M^0 \sin \alpha \\ \mu^- \cos \beta + M^- \sin \beta \end{pmatrix}_L; \quad (-\nu_\mu \sin \alpha + M^0 \cos \alpha)_L; \quad (-\mu^- \sin \beta + M^- \cos \beta)_L; \\ \begin{pmatrix} M^0 \\ \mu^- e^{-i\xi} \cos \gamma + M^- e^{i\eta} \sin \gamma \end{pmatrix}_R; \quad (-\mu^- e^{-i\eta} \sin \gamma + M^- e^{i\xi} \cos \gamma)_R. \quad (3)$$

这里的粒子符号都代表有确定质量的粒子。实参数 $\alpha, \beta, \gamma, \xi, \eta$ 表现了 $SU(2) \otimes U(1)$ 态和质量确定态间的关系。

在有两行的情形, 我们将假定不同行的带电粒子之间没有混合, 这个假定虽然并不自然, 但是, 当只选择 $SU(2)$ 单态和二重态标量粒子提供费米子的质量时, 我们发现不同行任意两个 $SU(2)$ 的中性态 ($T_3 = 1/2$ 的) 态之间也是互相正交的, 尽管这些态混有另一行的成份。这就保证了 $\mu \rightarrow e\gamma$ 单圈图积分的领头项互消抵消, 因而 $\mu \rightarrow e\gamma$ 分枝比出现 Bjorken-Lane-Weinberg 机制的自然压低^[10], 由于不同行带电粒子不混合, 每行带电粒子填 $SU(2)$ 表示的方法似与(3)式一样, 而由于选定了特殊的 Higgs 粒子, 中性粒子质量矩阵的非对角元与带电粒子质量矩阵间有一个确定的关系, 因此对角化中性粒子质量矩阵的左手么正变换与右手么正变换 (因右手中性粒子只有两个, 这个变换可以用一个角度表示) 及带电粒子的相应么正变换间有一个关系。这个方程在 $\sin \beta_i \ll 1$ 时可采用 B-L-W^[10] 的方法微扰解出, 这个条件恰好与如下事实相符: $\nu_\mu \rightarrow M^-$ 的截面是比较小的。保留 m_μ/m_N 或 $\sin \beta_i$ 一级量, 我们写出结果

$$\begin{pmatrix} (1 - \epsilon_1)\nu_e + \epsilon_3\nu_\mu + \epsilon_4E^0 + \epsilon_5M^0 \\ \cos \beta_1 e^- + \sin \beta_1 E^- \end{pmatrix}_L, \\ \begin{pmatrix} (1 - \epsilon_2)\nu_\mu + \epsilon_3^* \nu_e + \epsilon_6E^0 + \epsilon_7M^0 \\ \cos \beta_2 \mu^- + \sin \beta_2 M^- \end{pmatrix}_L, \\ \begin{pmatrix} \cos \phi E^0 + \sin \phi M^0 \\ e^{-i\xi_1} \cos \gamma_1 e^- + e^{i\eta_1} \sin \gamma_1 E^- \end{pmatrix}_R, \\ \begin{pmatrix} -\sin \phi E^0 + \cos \phi M^0 \\ e^{-i\xi_2} \cos \gamma_2 \mu^- + e^{i\eta_2} \sin \gamma_2 M^- \end{pmatrix}_R,$$

[注 4] 这类证明我们将在另外的文章中给出。需要说明的是, 不改变轻子与规范场作用的变换, 有可能改变轻子与标量场的作用。但是我们暂时假定由于某种原因, Higgs 粒子对稀有过程的贡献是可以忽略的^[11]。

这里我们假定 $\tan\phi < 1$, 否则, 按照行的定义, 就要改变对中性重轻子属于那一行的认定. 参量 ϵ_i 的表达式如下^[注 5]:

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &= \frac{1}{2} a K_1 a^*, & \epsilon_2 &= \frac{1}{2} b K_2 b^*, & \epsilon_3 &= -\frac{1}{2} a K_3 b^*, \\ \epsilon_4 &= a \cos\phi/M_1, & \epsilon_5 &= a \sin\phi/M_2, \\ \epsilon_6 &= -b \sin\phi/M_1, & \epsilon_7 &= b \cos\phi/M_2, \end{aligned}$$

这里 M_1, M_2 分别为 E^0, M^0 的质量.

$$\begin{aligned} K_1 &= \cos^2\phi/M_1^2 + \sin^2\phi/M_2^2, \\ K_2 &= \sin^2\phi/M_1^2 + \cos^2\phi/M_2^2, \\ K_3 &= \sin\phi\cos\phi(1/M_1^2 - 1/M_2^2), \\ a &= \cos\beta_1 \cos\gamma_1 e^{i\delta_1} m_e + \sin\beta_1 \sin\gamma_1 e^{i\eta_1} M_e, \\ b &= \cos\beta_2 \cos\gamma_2 e^{i\delta_2} m_\mu + \sin\beta_2 \sin\gamma_2 e^{i\eta_2} M_\mu, \end{aligned}$$

这里 m_e, m_μ, M_e, M_μ 分别为 e, μ, E^-, M^- 的质量. 当 $\tan\phi \ll 1$, $\gamma_1 \approx \gamma_2$, 这里有近似的 μ (或 e) 轻子数守恒. 有趣的是, 在 π^- 或 K^- 衰变中, 伴随 μ 介子产生的中微子不是纯的 ν_μ 而是 $\nu_2 = [(1 - \epsilon_2)\nu_\mu + \epsilon_3^* \nu_e] / \sqrt{|1 - \epsilon_2|^2 + |\epsilon_3|^2}$, 仅在粗略近似下可认为 $\nu_2 \approx \nu_\mu$. 在夸克方面, 可以照此办理(假定不同行的电荷为 $-1/3$ 的夸克之间没有混合), 但是由于夸克当中没有零质量简并粒子, 参数要多得多^[注 6].

当 $\sin^2\beta_i < 1\%$, 按照 B-L-W 的标准^[10], 对弱作用普适性的破坏可以在实验允许的限度之内. 当然, 在这个条件下的弱作用普适性, 不能被认为是十分自然的. 有非对角的中性流是这个模型的主要特点.

计算的中微子产生重轻子的截面比为

$$\begin{aligned} \sigma(\nu_\mu \rightarrow M^-) / \sigma(\nu_\mu \rightarrow \mu^-) &\approx \sin^2\beta \sim 1\%, \\ \sigma(\nu_2 \rightarrow e^-) / \sigma(\nu_2 \rightarrow \mu^-) &\approx \text{ctg}^2\beta_1 \cdot \sigma(\nu_2 \rightarrow E^-) / \sigma(\nu_2 \rightarrow \mu^-) < 10^{-4}, \\ \sigma(\nu_\mu \rightarrow E^0) / \sigma(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &\approx |\epsilon_6|^2, \\ \sigma(\nu_\mu \rightarrow M^0) / \sigma(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &\approx |\epsilon_7|^2, \\ |\epsilon_6|^2 + |\epsilon_7|^2 &\sim 1\%, \\ \sigma(\nu_\mu \rightarrow E^0) / \sigma(\nu_\mu \rightarrow M^0) &\approx \sin^2\phi M_2^2 / M_1^2, \end{aligned}$$

当 $\sin\phi$ 具有 Cabbibo 角的量级, $M_2 \sim 4\text{GeV}$, $M_1 \sim 2\text{GeV}$, $\sigma(\nu_\mu \rightarrow E^0) / \sigma(\nu_\mu \rightarrow M^0)$ 约为 $1/5$, 因此 Serpukhou 的中性重轻子也有可能是 E^0 .

当 $M_\mu > M_2$, $M_e > M_1$, M^- 和 E^- 的主要衰变道是级联衰变, 三轻子终态的比例是很大的. 如果在 e^+e^- 对撞机上产生, 它们会提供很大的多叉 μ 反常^[12]. 而且中性重轻子的衰变宽度都与 $\cos^2\gamma_i$ 成比例, 这也许可以用来适合 Serpukhov 中性重轻子的寿命. 当 E^- 是四个重轻子中最轻的一个, E^- 的主要衰变道是通过中性流的衰变, 三轻子末态的分枝比仍在百分之几, 因此无论怎样, 不可能把 E^- (或 M^-) 认作 SLAC 的 τ^- ^[13], 只能把 τ^- 认作四元弱作用模型第三行的轻子. 然而, 在每行为 (A, A) 或 (A, C) 的模型, 虽然没有

[注 5] $\sin\beta_i \ll 1$ 只与 ϵ_i 的解有关, 与模型的主要特点 ($\mu \rightarrow e\gamma$ 的压低) 无关.

[注 6] 模型的轻子方面只有 14 个参量, 5 个角度, 4 个相因子, 5 个质量比; 而在 quark 方面, 相应的模型有可能多达 25 个参量.

$\nu_\mu \rightarrow M^0$ 顶角,但是可以给出 $Br(E^- \rightarrow e + \gamma) \sim 3\%$, $Br(E^- \rightarrow l^- l^+ l^-) \sim 3\%(\alpha/\pi)$ 都在现在的实验限度内. 总之,目前的实验资料还不足以排除 $SU(2) \otimes U(1)$ 的四元模型.

(二) 规范群为 $SU(3) \otimes U(1)$ 的情形

按照 Lee-Weinberg 的填充方法^[44],我们有:

$$\begin{array}{ll} (\nu_e', e^-, E^-)_L & E_L^{\prime} \quad (E^0, E^-, e^-)_R \\ (\nu_\mu', \mu^-, M^-)_L & M_L^{\prime} \quad (M^0, M^-, \mu^-)_R \end{array}$$

这里假定带电轻子间没有任何混合,而中性轻子之间都可以混合. 规定 Higgs 场 ϕ_i 只与同一行的粒子有耦合,而且只有 $\bar{\phi}_L \phi_i \phi_R$ 型的耦合(而没有 $\bar{\phi}_R \phi_i \phi_L$),但是 8 重态 ϕ'_i , 单态 χ_i 、三重态 Q_i 可以有跨行的耦合. 这些 Higgs 场获得真空平均值的分量分别为

$$\begin{aligned} \langle \phi_i \rangle_0 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_i \\ 0 & b_i & 0 \end{pmatrix}, \\ \langle \phi'_i \rangle_0 &= \begin{pmatrix} c_i + d_i & 0 & 0 \\ 0 & -c_i & 0 \\ 0 & 0 & -d_i \end{pmatrix}, \\ \langle \chi_i \rangle_0 &= V'_i, \\ \langle Q_i \rangle_0 &= \begin{pmatrix} V_i \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

这里我们没有限制每种 Higgs 多重态的个数. 考虑到存在 $\nu_\mu \rightarrow M^0$ 或 E^0 的顶角,我们放弃了 RU 对称^[44]. 使 ϕ'_i 与 χ_i 适当组合,可以做到只出现如下形式破坏 RU 对称的真空平均值

$$\begin{pmatrix} c_R & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

它和 $\langle Q_i \rangle_0 \langle \phi_i \rangle_0$ 一起将提供所需要的中性粒子间的混合. 容易看出,这个混合形式正是 B-L-W^[30] 所讨论的那种,混合参量也完全相同,只要令 $\beta_i = \gamma_i = 0$.

这个模型与前面讨论的 $SU(2) \otimes U(1)$ 模型结论是相近的. 不同点在于 ① 有比较自然的近似的普适性; ② $\nu_\mu \rightarrow M^-$ 产生截面的压低只能靠相体积来解释,因此,当中微子能量提高时,这个截面将显著上升. ③ 除了一个最轻的重轻子,其它重轻子寿命没有与混合角相关的延长. 在这个模型中如果最轻的重轻子是带电的,它将是稳定的,而我们没有看见这样的稳定粒子. 因此,最轻的重轻子只能是中性的,它的寿命要延长 $m_N^2/m_\mu^2 \sim 10^2$ 倍.

最后,在一般情形,如果一行的 $(n-2)$ 个重轻子都可以通过这一行的中微子产生,那么只有在 $SU(n) \otimes U(1)$ 模型中,才可能有严格的 Cabbibo 意义下的弱作用普适性,并且

自然地消除一切非对角的中性流^[注7]。特别是, 对于每行有四个粒子的情形, 在 $SU(4) \otimes U(1)$ 模型中才能做到自然地消除一切非对角的中性流, 然而这种模型有两个严重缺点: ①它是类矢量的模型, 因此将与现有的中性流实验矛盾, 并且会在 μ 衰变道中看到右手中微子。②由于规范场数目增多, 与每一个规范场耦合的轻子流是十分确定的, 这就禁戒了许多衰变, 因此, 在这类模型中, 不仅有稳定的中性重轻子, 而且有稳定的带电重轻子。

我们的结论是: 如果行的概念可以接受, 而且在行之间有象表(1)那样的某种对称性; 又如果每行里的所有轻子都可以通过这一行的中微子直接产生, 并每行有两个或更多的中性轻子, 那么自然性的破坏和非对角的中性流同样都是不可避免的, 然而不同行之间的非对角的中性流, 可以被压低到目前实验所允许的程度以内。

参 考 资 料

- [1] B. C. Barish et al., *Phys. Rev. Lett.*, **38** (1977), 577; A. Benvenuti et al., *Phys. Rev. Lett.*, **38** (1977), 1110; A. Benvenuti et al., *Phys. Rev. Lett.*, **38** (1977), 1183.
- [2] R. M. Barnett and L. N. Chang, SLAC-PUB-1932 (May 1977); D. Horn and G. G. Ross, CALT-68-597 (1977); H. T. Nieh, *Phys. Rev. Lett.*, **38** (1977), 1241.
- [3] 消息报导 CERN Courier **17** (1977), 146.
- [4] P. Bosetti, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **38** (1977), 1248; B. Murtagh, *Gordon Conf.*, (1976).
- [5] B. W. Lee and R. E. Shrock, FermiLab-PUB-77/21-THY (1977).
- [6] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.*, **19** (1967), 1264; **27** (1971), 1688; A. Salam, in *Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analyticity*, (Nobel Symposium No. 8), p. 367; S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, *Phys. Rev.*, **D2** (1970), 1285.
- [7] S. L. Glashow and S. Weinberg, *Phys. Rev.*, **D15** (1977), 1958; M. S. Chanowitz, J. Ellis and M. K. Gaillard, CERN-Ref-TH, 2312.
- [8] R. M. Barnett, SLAC-PUB-1821, *Phys. Rev.*, **D15** (1977), 675.
- [9] M. Kobayashi and T. Maskawa, *Prog. Theo. Phys.*, **49** (1973), 652.
- [10] T. P. Cheng and L. F. Li, *Phys. Rev. Lett.*, **38** (1977), 381; J. Bjorken, K. Lane and S. Weinberg, SLAC-PUB-1925 (Apr. 1977).
- [11] J. Bjorken and S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.*, **38** (1977), 622.
- [12] G. J. Feldman et al., *Phys. Rev. Lett.*, **38** (1977), 117.
- [13] M. L. Perl, SLAC-PUB-1923 (Apr. 1977).
- [14] B. W. Lee and S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.*, **38** (1977), 1257.
- [15] D. S. Baranov et al., *Serpukhov Inst. High. Energy Phys.*, 77-30.

[注7] 注意这里中性流的定义指的是相应于规范群 Cartan 子代数的规范场的流。在 $SU(n)$ 群情形下, 当 $n \geq 3$ 时, 仅仅电荷为零不是严格意义下的中性流。

AN ANALYSIS OF FOUR-ELEMENT MODELS OF LEPTONS AND NON-DIAGONAL NEUTRAL CURRENTS

WU DAN-DI WU JING-YUAN LI XIAO-YUAN

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

Due to the possible production of neutral and charge heavy leptons by ν_μ , models consisting of four elements per "line", e.g.

$$\begin{aligned} &\nu_e, e^-, E^0, E^- \\ &\nu_\mu, \mu^-, M^0, M^- \\ &\nu_\tau, \tau^-, T^0, T^- \\ &\dots\dots\dots \end{aligned}$$

are analysed. Non-diagonal neutral currents cannot be avoided. Nevertheless, a model is proposed within $SU_{(2)} \times U_{(1)}$, in which the process $\mu \rightarrow e\gamma$ can still be suppressed by the Bjorken-Lane-Weinberg mechanism; various production cross-sections for heavy leptons are reasonable when compared with experiments. Models corresponding to $SU_{(3)} \times U_{(1)}$ and still higher symmetries are discussed.