

^{48}Ca 无中微子双 β 衰变中的右手流

吴慧芳

(中国科学院高能物理所)

郭子斯

(美国纽约州立大学石溪分校)

摘 要

本文用双核子机制及核矩阵元的有效算符理论讨论了在轻子数不守恒的 $0\nu\beta\beta$ 衰变中的右手流。从 ^{48}Ca 的 $0\nu\beta\beta$ 衰变的实验寿命计算了右手流混合参量 η ，及其和 Majorana 中微子质量 m_ν 之间的关系。我们的计算给出：i) 当 $|\eta| = 0$ 时， $m_\nu \leq (18 \sim 23)\text{eV}$ ；ii) 当 $m_\nu = 0$ 时， $|\eta| \leq (1.6 \sim 2) \times 10^{-5}$ 。

一、引 言

过去认为几乎在所有的物理过程中轻子数是守恒的。但由于现代规范理论的进展，轻子数不守恒、中微子带有质量等问题已被提出来了。检验轻子数是否守恒、中微子是否带有质量的一个敏感的探针是原子核的双 β 衰变^[1]：

$$(A, z - 2) \rightarrow (A, z) + e^- + e^- + \bar{\nu} + \bar{\nu} \quad (1a)$$

$$(A, z - 2) \rightarrow (A, z) + e^- + e^- \quad (1b)$$

(1a) 是放出两中微子的双 β 衰变 ($2\nu\beta\beta$)，此过程是轻子数守恒的；(1b) 是无中微子的双 β 衰变 ($0\nu\beta\beta$)，此过程是轻子数不守恒的。

双 β 衰变是二级弱相互作用过程，它仅仅在某些偶偶核中可以观察到，而在这些偶偶核中的单 β 衰变是被能量所禁戒，或角动量不匹配所压减。

实验上若能分别测出 $2\nu\beta\beta$ 和 $0\nu\beta\beta$ 的寿命，那么轻子数是否守恒问题就很容易解决。遗憾的是由于本底的原因实验上几乎不可能区分这两个过程，所能给出的是二者宽度之和，至多也只能给出 $2\nu\beta\beta$ 和 $0\nu\beta\beta$ 寿命的极限范围。从实验上所给出的 $0\nu\beta\beta$ 寿命的极限值，我们可以讨论轻子数不守恒的右手流混合参量 η 和 Majorana 中微子质量范围，以及它们之间的关系。

要精确地计算双 β 衰变的寿命除了要知道衰变机制以外，还需要精确地计算核矩阵元。原子核双 β 衰变的几率敏感地取决于有效能量和所包括的核矩阵元。

我们曾经用双核子机制计算了结构较为简单的 ^{48}Ca 的 $0\nu\beta\beta$ 衰变的 Majorana 中微子的质量^[2]。在壳模型的基础上利用图形化的有效算符计算了核的矩阵元。本文则更进一步的计算了右手流混合参量 η ，及其和 Majorana 中微子质量 m_ν 的关系，由于技术上的原因仍选用结构简单的 ^{48}Ca 核。

第
节
据
与
此
其
中
(2
个
应
流
既
不
其
因
m
了
(

本文第二节给出 $0\nu\beta\beta$ 衰变过程中轻子数不守恒的基本特点及其描述方式；第三、四节分别给出原子核双β衰变的机制及核矩阵元的计算方法；从 ⁴⁸Ca 的 $0\nu\beta\beta$ 衰变的实验数据计算的 η, m_ν 及其关系和一些讨论将在第五节给出。

二、轻子数不守恒和右手流

我们知道，中子、质子的轻子数为 0，而电子、中微子的轻子数为 1，反粒子的轻子数则与正数子恰好相反。所以在(1a)的 $2\nu\beta\beta$ 衰变中，终态和始态的轻子数之差 $\Delta L = 0$ ，即此过程是轻子数守恒的。在(1b)的 $0\nu\beta\beta$ 衰变中， $\Delta L = 2$ ，即轻子数是不守恒的。

在标准的 V-A (Vector-Axialvector) 弱相互作用理论中，轻子流 L'_μ 为

$$L'_\mu = \bar{\psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_\nu^D \quad (2)$$

其中 ψ_e 和 ψ_ν^D 分别是电子和中微子的场算符。 γ_5 不变性要求中微子质量为零，算符 $(1 + \gamma_5)$ 是螺旋度投影算符，这一算符使得只有负螺旋度的中微子和正螺旋度的反中微子。在这样的弱相互作用理论中，物理过程的轻子数是守恒的。此过程中的中微子称之为 Dirac 中微子，中微子质量为零，虽然中微子和反中微子是不相同的。

由于 $0\nu\beta\beta$ 衰变是轻子数不守恒的过程，显然不能用弱流(2)来描述。因为在弱流(2)中，当中子发射中微子时伴随发射一个电子，这一中微子就不能再被吸收而发射第二个电子；这样，无中微子的双β衰变是被禁戒的，轻子数是守恒的。

为了描述无中微子的双β衰变过程必须在弱流中引入右手流的混合，即此时轻子流应为：

$$L_\mu = \bar{\psi}_e \gamma_\mu [(1 + \gamma_5) + \eta(1 - \gamma_5)] \psi_\nu^M \quad (3)$$

在(3)中除了投影算符 $(1 + \gamma_5)$ (即左手流)外，还有投影算符 $(1 - \gamma_5)$ (即右手流)，这意味着在轻子流(3)中既有负螺旋度的中微子，又有正螺旋度的反中微子，或者说既有左手流，又有右手流。这样的轻子流必然使得轻子数不守恒。其中的 η 称为轻子数不守恒参量，或称右手流混合参量， η 的大小标志着轻子数守恒定律的破坏程度。

显然弱流(3)的 ψ_ν^M 不再是 Dirac 场，它称之为 Majorana 中微子场^[3]，

$$\psi_\nu^M = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_\nu^D + \psi_\nu^{Dc}) \quad (4)$$

其中 ψ_ν^D 是 Dirac 中微子场， ψ_ν^{Dc} 是其电荷共轭场， c 是电荷共轭算符。

Majorana 中微子也是它的自共轭粒子，即

$$\psi_\nu^M = (\psi_\nu^M)^c = (\psi_\nu^M)^c \equiv C \bar{\psi}_\nu^M \quad (5)$$

因此 Majorana 中微子和它的反中微子是一回事，其质量也可不为零。

如果 $\eta = 0$ ，即无右手流混合，则轻子数不守恒必然要求 Majorana 中微子质量 m_ν 不为零，因为只有中微子质量不为零，才能破坏 γ_5 不变性，因此轻子数也就不再守恒了。

当 $\eta \neq 0$ 时， m_ν 既可为零，也可不为零，而它们之间的关系正是本文所要讨论的。

展，
否
1a)
1b)
子
偶
夫。
之
限
及
阵
子
一
原

三、原子核双 β 衰变的双核子机制

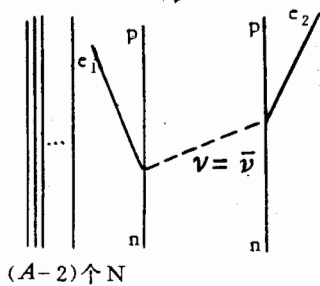
原子核的双 β 衰变的双核子机制是指核的双 β 衰变发生在两个核子之间^[4], 对于 $0\nu\beta\beta$ 衰变的费曼图如图 1 所示。

从标准的微扰论, 我们知道图 1 的衰变振幅 $T_{\beta\beta}$ 是

$$T_{\beta\beta} = \sum_{\nu, m} \left[\frac{\langle e_1 e_2 \phi_f | H | e_1 \nu \phi_m \rangle \langle e_1 \nu \phi_m | H | \phi_i \rangle}{E_m + E_{e_1} + E_\nu - E_i} + \frac{\langle e_1 e_2 \phi_f | H | e_2 \nu \phi_m \rangle \langle e_2 \nu \phi_m | H | \phi_i \rangle}{E_m + E_{e_2} + E_\nu - E_i} - (e_1 \leftrightarrow e_2) \right] \quad (6)$$

其

其



(A-2) 个 N

其中 ϕ_i , ϕ_f 及 ϕ_m 分别是原子核的始态、末态及中间态波函数。

$$H = \left(G/\sqrt{2} \right) \left\{ J_\mu(\mathbf{x}) L_\mu(\mathbf{x}) d^3x \right. \quad (6a)$$

其中核子流

$$J_\mu = \bar{\psi}_N \gamma_\mu (f_V + f_A \gamma_5) \tau_+ \psi_N \quad (6b)$$

这里 τ_+ 是同位旋增加算符, 而 $f_V = 1, f_A = 1.22$ 。轻子流则已在(3)式中给出。

而

图 1 $0\nu\beta\beta$ 衰变的两核子机制。

将式 (6a), (6b) 及 (3) 代入式 (6), 我们可以推出衰变振幅 $T_{\beta\beta}$ 的公式, 推导过程中利用了如下四点近似: 1) 冲量近似, 即核内的 $2n \rightarrow 2p$ 的衰变用自由核子的 $2n \rightarrow 2p$ 的基本过程代之; 2) 完备性 (Closure) 近似, 即(6)中的能量分母近似地取为 E_ν , 于是对中间强子态就可用完备性求和。这个近似随着中间态中微子 ν (虚粒子) 的能量 E_ν 的增加而变得更为精确; 3) 核子部分的矩阵元取非相对论近似; 4) 轻子部分波函数取平面波, 但考虑核库仑场对电子的影响, 加进描写出对电子被核扭曲的非相对论点电荷库仑修正因子 $F(z, E_e)$ ^[5],

$$F(z, E_e) = \frac{E_e}{|\mathbf{p}_e|} F^{PR}(z) \quad F^{PR}(z) = \frac{2\pi\alpha z}{1 - \exp(-2\pi\alpha z)} \quad (7)$$

其中 α 是精细结构常数, z 是核电荷。

于是

$$T_{\beta\beta} = \frac{G^2}{\pi} [F(z, E_{e_1}) F(z, E_{e_2})]^{1/2} \cdot \left\langle \phi_f \left| \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \tau_+(i) \tau_+(j) \Gamma_\lambda(i) \Gamma_\mu(j) \frac{1}{\gamma_{ij}} \right| \phi_i \right\rangle \cdot \left\{ \frac{i}{3} \eta [\bar{u}_{e_2} \gamma_\lambda \boldsymbol{\gamma} \cdot (\mathbf{p}_{e_2} - \mathbf{p}_{e_1}) \gamma_\mu c \bar{u}_{e_1}] + \frac{m_e}{2} [\bar{u}_{e_2} \gamma_\lambda \gamma_M (1 + \gamma_5) c \bar{u}_{e_1}] \right\} \quad (8)$$

这!
电文
η,核
型
其

其中 $\mathbf{P}_{e_1}, \mathbf{P}_{e_2}$ 以及 E_{e_1}, E_{e_2} 分别是两个出射电子的动量和能量, z 是终态核的电荷数; 而

$$\Gamma_\lambda = \begin{cases} f_\nu & \lambda = 4 \\ if_A \sigma_i & \lambda = i \end{cases} \quad (8a)$$

于

衰变几率 λ

$$\lambda = 2\pi \int \delta(\Sigma \varepsilon_f - \varepsilon_i) \frac{1}{2J_i + 1} \cdot \frac{1}{2} \sum_{\text{spin}} |T_{\beta\beta}|^2 \frac{d^3P_{e_1}}{(2\pi)^3} \frac{d^3P_{e_2}}{(2\pi)^3} \quad (9)$$

其中因子 $1/2$ 是来自两个电子不可区分. 由 λ 可得寿命 $\tau = \ln 2/\lambda$.

当 $J_i = 0$ 时, 将散射振幅 $T_{\beta\beta}$ 代入(9), 不难得到 $0\nu\beta\beta$ 衰变的寿命

$$\tau_{0\nu} = \frac{16\pi^5 \cdot \ln 2}{G^4 m_e^4} \cdot \frac{1}{[F^{PR}(z)]^2 \cdot Q(m_\nu, \eta) \cdot |X_{\beta\beta}|^2} \quad (10)$$

其中核矩阵元

$$X_{\beta\beta} = \langle \psi_f | H_{\beta\beta} | \psi_i \rangle = \langle \psi_f | f_\nu^2 M_F - f_A^2 M_{G-T} | \psi_i \rangle \quad (11)$$

态

$$M_F = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \tau_+(i) \tau_+(j) \frac{1}{r_{ij}} \quad (11a)$$

5a)

$$M_{G-T} = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \tau_+(i) \tau_+(j) \boldsymbol{\sigma}(i) \cdot \boldsymbol{\sigma}(j) \frac{1}{r_{ij}} \quad (11b)$$

而

$$Q(m_\nu, \eta) = \{ \hat{m}_\nu^2 q_{m_\nu}(\tilde{T}_0) + \hat{m}_\nu \eta q_{m_\nu \eta}(\tilde{T}_0) + \eta^2 q_\eta(\tilde{T}_0) \} \quad (12)$$

5b)

子

$$q_{m_\nu}(\tilde{T}_0) = [\tilde{T}_0^5 + 10\tilde{T}_0^4 + 40\tilde{T}_0^3 + 60\tilde{T}_0^2 + 30] / 15 \quad (12a)$$

$$q_{m_\nu \eta}(\tilde{T}_0) = [6\tilde{T}_0^5 + 60\tilde{T}_0^4 + 10\tilde{T}_0^3 - 60\tilde{T}_0^2] / 135 \quad (12b)$$

$$q_\eta(\tilde{T}_0) = [32\tilde{T}_0^7 + 448\tilde{T}_0^6 + 2366\tilde{T}_0^5 + 1260\tilde{T}_0^4 - 630\tilde{T}_0^3 + 1680\tilde{T}_0^2] / 8505 \quad (12c)$$

这里 \hat{m}_ν 是以电子质量 m_e 为单位的 Majorana 中微子质量, 即 $\hat{m}_\nu = m_\nu/m_e$; 而 \tilde{T}_0 是以电子质量 m_e 为单位的出射轻子的最大动能, 即 $\tilde{T}_0 = (E_i - E_f - 2m_e)/m_e$.

四、核矩阵元的有效算符理论

(7)

在我们以前的工作^[2,6]中, 曾讨论了原子核的短程关联效应对 $0\nu\beta\beta$ 衰变的影响, 本文仍然用图形化的有效算符理论及唯象方法来考虑原子核的短程关联效应, 并讨论其对 η, m_ν 及其之间的关系的影响.

要计算核矩阵元 $X_{\beta\beta}$ 则要知道核的波函数 ψ_i 和 ψ_f , 注意这里的 ψ_i 和 ψ_f 是真实的核的波函数. 它们满足 $H\psi = E\psi$.

正如我们已经知道的, 一般的核物理所计算的波函数是在一定的模型空间(例如壳模型空间)内进行的, 所得到的只是模型空间的波函数 $P\psi$, 即

$$H^{\text{eff}}P\psi = EP\psi \quad (14)$$

其中 $P =$ 模型空间投影算符,

(8)

$H^{\text{eff}} = PHP$ 是模型空间的有效 Hamiltonian

为了直接从 $P\psi$ 来计算核矩阵元(11)的 $X_{\beta\beta}$, 利用了有效算符理论, 有效算符的定义

是

$$\langle P\psi_f | H_{\beta\beta}^{eff} | P\psi_i \rangle \equiv \langle \psi_f | H_{\beta\beta} | \psi_i \rangle / (\langle \psi_f | \psi_f \rangle^{1/2} \cdot \langle \psi_i | \psi_i \rangle^{1/2}) \quad (15)$$

选择 $P\psi_f (\equiv \varphi_f)$, $P\psi_i (\equiv \varphi_i)$ 是规一化的。

对于有效 Hamiltonian 我们利用 Krenciglowa 和 Kuo^[7] 的图形化展开方法, 如图 2 所示。图 2 中给出了某些表示短程关联的图形, 这只是最低级的一些图。

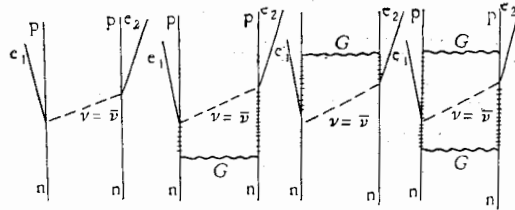


图 2 $H_{\beta\beta}^{eff}$ 的图形展开。

垂铁道线表示模型空间 P 以外的核子

图 2 中的第一个图是我们所熟悉的, 这里的中子和质子都在模型空间内。铁道线表示在模型空间以外的单核子态, 第二个图表示在模型空间 P 中的两个中子, 经过 G 矩阵相互作用后, 它们变成了在 P 空间以外的两个中子, 然后再发生双 β 衰变, 也就是说, 我们将模型空间以外的影响考虑进来了。其余几个图形也可作类似的解释。

我们用 G 矩阵微扰论来计算模型空间有效算符的矩阵元

$$\begin{aligned} \langle \varphi_f | H_{\beta\beta}^{eff} | \varphi_i \rangle &\cong \langle \varphi_f | H_{\beta\beta} | \varphi_i \rangle + \langle \varphi_f | H_{\beta\beta} \frac{Q}{e} G | \varphi_i \rangle \\ &+ \langle \varphi_f | G^+ \frac{Q}{e} H_{\beta\beta} | \varphi_i \rangle + \langle \varphi_f | G^+ \frac{Q}{e} H_{\beta\beta} \frac{Q}{e} G | \varphi_i \rangle \\ &= \langle \varphi_f | \left(1 + G^+ \frac{Q}{e} \right) H_{\beta\beta} \left(1 + \frac{Q}{e} G \right) | \varphi_i \rangle \\ &= \langle \varphi_f - \chi_f | H_{\beta\beta} | \varphi_i - \chi_i \rangle \end{aligned} \quad (16)$$

其中

$$\chi = - \frac{Q}{e} G \varphi \quad (16a)$$

$$G = V + V \frac{Q}{e} G \quad (16b)$$

$$e = E - H_0$$

在下面的计算中 V 选用 Paris^[8] 和 Reid^[9] N-N 相互作用。

Q 叫做 Pauli 算符, $Q = 1 - P$, 严格地计算 Pauli 算符是很复杂的, 我们用平均 Pauli 算符 \bar{Q} 来代替 Q

$$\bar{Q} = 1 - \bar{P} \quad (17)$$

而在混合表象 $|klsj, NLJT\rangle$ 中 \bar{P} 的矩阵元是

$$\bar{P}(kk', lsj, NLJT) = \sum_{\alpha, \beta \in P \text{ 空间}} \langle klsj, NLJT | \alpha\beta \rangle \langle \alpha\beta | k'lsj, NLJT \rangle \quad (17a)$$

其中

能右

即

了

来

计

价

序

关

$$|\alpha\beta\rangle \equiv |n_a l_a j_a, n_\beta l_\beta j_\beta, JT\rangle$$

15)

五、计算结果和讨论

图 2

从实验上所测得的 $^{48}\text{Ca}(\text{O}^+\text{g.s.}) \rightarrow ^{48}\text{Ti}(\text{O}^+\text{g.s.})$ 的 $0\nu\beta\beta$ 衰变(出射轻子的最大动能 $T_0 = 4.27\text{meV}$) 的寿命 $\tau \geq 2 \times 10^{21}$ 年,以及前面所推得的公式(10),我们可以计算右手流参量 η 和 Majorana 中微子质量 m_ν , 及其之间的关系。

我们选择如下的壳模型空间波函数:

^{48}Ca 的 O^+ 基态壳模型波函数为粒子-空穴真空, 即 $|\varphi_i\rangle = |0\rangle$;

^{48}Ti 的 O^+ 基态壳模型波函数为 $f \sim p$ 壳的两粒子—— $f_{7/2}$ 壳的两空穴组态的混合^[2], 即

$$\begin{aligned} |\varphi_f\rangle = & 0.8586 |f_{7/2}^2(p)\text{O}^+; f_{7/2}^2(n)\text{O}^+; \text{O}^+ \rangle \\ & - 0.3400 |f_{7/2}^2(p)2^+; f_{7/2}^2(n)2^+; \text{O}^+ \rangle \\ & + 0.2661 |f_{3/2}^2(p)\text{O}^+; f_{7/2}^2(n)\text{O}^+; \text{O}^+ \rangle \\ & - 0.1786 |(f_{7/2}(p)p_{3/2}(p))2^+; f_{7/2}^2(n)2^+; \text{O}^+ \rangle \\ & + 0.1407 |p_{3/2}^2(p)\text{O}^+; f_{7/2}^2(n)\text{O}^+; \text{O}^+ \rangle \\ & - 0.2006 |(f_{7/2}(p)p_{3/2}(p))4^+; f_{7/2}^2(n)4^+; \text{O}^+ \rangle \\ & - 0.0085 |f_{7/2}^2(p)4^+; f_{7/2}^2(n)4^+; \text{O}^+ \rangle \end{aligned} \quad (18)$$

在我们的计算中除了用第四节的有效算符理论讨论了核的短程关联效应以外, 还用经验的短程关联修正, 即用^[2]

$$\Phi(r) = [1 - e^{-ar^2}(1 - br^2)]\varphi(r) \quad (19)$$

来代替 $\varphi(r)$, 其中 $a = 1.1\text{fm}^{-2}$, $b = 0.68\text{fm}^{-2}$.

为了考虑短程关联对计算的影响, 我们也用了无短程关联的模型空间波函数 φ 作了计算, 以资比较。我们用了四种不同的波函数计算了核矩阵元: A) 无短程关联的模型空间波函数 φ , B) 用 Paris N-N 相互作用所得的 $(\varphi - \chi)$, C) 用 Reid N-N 相互作用所得到的 $(\varphi - \chi)$, D) 经验的短程关联函数 Φ 。四种情况下计算的 η 、 m_ν 及其之间的关系列在表 1 中。

表 1 对应正文中四种不同情况所计算的 η 、 m_ν 以及它们之间的关系

	A	B	C	D
$ \eta = 0, m_\nu \leq$	18eV	20eV	21eV	23eV
$m_\nu = 0, \eta \leq$	1.58×10^{-5}	1.70×10^{-5}	1.77×10^{-5}	1.93×10^{-5}
$\hat{m}_\nu^2 + 0.51\hat{m}_\nu\eta + 5.2\eta^2 \leq$	13.0×10^{-10}	15.1×10^{-10}	16.3×10^{-10}	19.4×10^{-10}

图 3 给出了在 $\eta - m_\nu$ 平面中由表 1 的方程给出的曲线所限制的区域。

表
将

16)

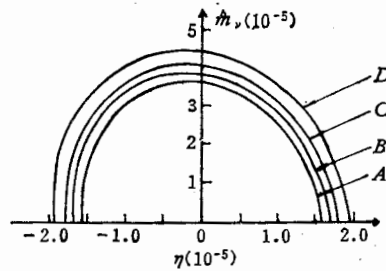
6a)

5b)

均

7)

1a)

图 3 $\eta - \hat{m}_\nu$ 的平面图.

从上面的结果,我们得到:

1) 从原子核的 $0\nu\beta\beta$ 衰变寿命的实验下限可以给出右手流混合参数 η 和 Majorana 中微子质量 m_ν 之间的关系(例如:表 1 或图 3)。一般地讲, $|\eta|$ 随着 Majorana 中微子质量的增加而减小,具体数值依赖于不同的模型。当 $m_\nu = 0$ 时, $|\eta|$ 最大,亦即可允许的右手流混合的最大限度;当 $|\eta| = 0$ 时, m_ν 最大,亦即可允许的 Majorana 中微子质量的限制。

2) 对于 ^{48}Ca $0\nu\beta\beta$ 衰变而言,所允许的最大右手流混合参数 $|\eta| \cong (1.6 \sim 2) \times 10^{-5}$,与文献[4]中计算结果是一致的,由此我们也可以看到,破坏轻子数守恒的右手流是很小的。所允许的 Majorana 中微子最大质量 $m_\nu \cong (18 \sim 23)\text{eV}$,这与从 ^3H 的 β 衰变实验得到的^[40] ($14\text{eV} < m_\nu < 45\text{eV}$)是一致的。

3) 对于不同的原子核,从 $0\nu\beta\beta$ 衰变实验将给出不同形状的 $\eta \sim m_\nu$ 关系的曲线,原则上它们将确定地给出 η 和 m_ν 的解,这取决于精确的原子核 $0\nu\beta\beta$ 衰变的实验测量以及核矩阵元的精确计算。

4) 短程关联效应的影响。从表 1 或图 3 中我们看到短程关联效应无论是对右手流混合参数 η ,还是对 Majorana 中微子的质量都是有影响的;用有效算符理论(表 1 中 B, C 列)所得到的修正约为 10~15%,用经验短程关联的修正(表 1 中 D 列)约为 25%。四种情况的计算均在实验上限之内。

5) 有限核子大小效应^[2]及 π 双电荷交换机制^[6]对本文所计算的右手流混合参数 η 以及 Majorana 中微子(本文计算是轻中微子)质量几乎无影响,故未予考虑。

参 考 文 献

- [1] H. Primakoff et al., *Phys. Rev.*, **25**(1969), 1925, J. D. Vergados, *Nucl. Phys.*, **B218**(1983), 109, W. C. Haxton et al., *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 1984.
- [2] H. F. Wu et al., *Phys. Lett.*, **B162**(1985), 227.
- [3] E. Majorana, *Nuovo Cimento*, **14**(1937), 171.
- [4] A. Halprin et al., *Phys. Rev.*, **D13**(1976), 2567, S. P. Rosen, "Neutrino 81" Proceeding of the 1981 International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Maui, Hawaii, July 1-8, 1981, 76.
- [5] W. C. Haxton et al., *Phys. Rev.*, **D25**(1982), 2360.
- [6] Wu Hui-fang, *Chinese Phys. Lett.*, **2**(1985), 505.
- [7] E. M. Krencliglowa et al., *Nucl. Phys.*, **A240**(1975), 195.
- [8] M. Lacombe et al., *Phys. Rev.*, **C21**(1980), 861.
- [9] R. V. Reid, *Ann. Phys.* (N. Y.), **50**(1968), 411.

- [10] V. A. Lubimov, Report to European Physical Society Conf. Brighton, England, July 1983, V. A. Lubimov et al., *Phys. Lett.*, 94B(1980), 266.

THE RIGHT-HANDED CURRENTS OF NEUTRINOLESS DOUBLE β DECAY IN ^{48}Ca

WU HUI-FANG

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

T. T. S. KUO

(*State University of New York at Stony Brook, U. S. A.*)

ABSTRACT

Right-handed Currents in $0\nu\beta\beta$ decay with lepton-number nonconservation is discussed by using two nucleons mechanism and the effective operator approach of nuclear matrix elements in this paper. The relation between the mixing parameter η of right-handed currents and the Majorana neutrino mass m_ν is calculated from the experimental decay lifetime of $0\nu\beta\beta$ decay in ^{48}Ca . Our results show that i) $m_\nu \leq (18 \sim 23)\text{eV}$, if $|\eta| = 0$; ii) $|\eta| \leq (1.6 \sim 2) \times 10^{-5}$, if $m_\nu = 0$.