第15卷 第5期
1959年5期

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol. 15, No. 5
May 1959

μ介子为質子所輻射俘獲*

戴元本 冼鼎昌 何祚庥 朱洪元

(数学研究所和原子能研究所)

提 要

本文利用重正化了的費米型 V-A 弱相互作用計算 μ 介子被質子吸收时所产生的輻射俘获現象．在計算中利用了佘列多維奇等所指出的 μ 介子在俘获前停留在 K 层的單重态上的理論結果．計算的結果与李政道等忽略强相互作用的影响及忽略 μ 介子原子由三重态至單态的跃迁所得到的結果有很大的不同．我們得到当完全不考虑强相互作用的影响时 μ 介子被質子俘获时不能放出 γ 輻射的結論．其次我們考虑了兩方面的强相互作用影响，一方面考虑了核子反常磁矩的影响，另一方面又考虑了强相互作用对 V-A 弱相互作用的重正化效应．計算結果指出：反常磁矩的貢献只为重正化效应的5%左右．由重正化效应所产生的輻射俘获几率只有李政道等所給出的几率的14%，放出的光子不再是100%右旋的，估計約有20%的左旋光子．

一．引 言

β衰变的实驗指出，在普适的費米型$V-A$弱相互作用理論中，重正化效应不能忽略，它的大小如果用贋矢量耦合常数G_A对于矢量耦合常数G_V的比例来表示时，那末$\frac{G_A^2}{G_V^2}=$ $=1.55$[1]．显然，进一步考察重正化效应对于其他弱相互作用現象的影响，檢驗它們是否普遍存在，將具有原則上的意义．

我們的工作是利用哥德柏格等建議的重正化了的$V-A$費米型的弱相互作用哈密頓量[2]来計算μ介子为質子所輻射俘获的現象．佘列多維奇和盖尔舒坦指出[3]，μ介子在被質子吸引在K层后，可以在碰撞时由这一質子跳到另一質子上，因而μ介子在被質子俘获以前將处在超精細結構的$F=0$的态上，也就是μ介子的自旋和質子的自旋是反平行的．我們利用了这一結論来进行計算，結果发現，当我們略去强相互作用的影响时，无論取$V-A$的費米型弱相互作用哈密頓量或是取$V+A$的費米型弱相互作用哈密頓量进行計算，μ介子的輻射俘获几率均等于零．但是假使μ介子在被俘获前处在超精細結構的三重态，即$F=1$，那末即使不考虑强相互作用的影响，μ介子也能为質子所輻射俘获．然后我們估計了核子反常磁矩的貢献，結果发現質子仍然不能放出光子，而中子放出光子的几率远小于李政道、黄克遜、楊振宁[4]所給出的几率．其次我們考虑了强相互作用对于$V-A$型費米弱相互作用所产生的重正化效应的影响．这一效应的影响比反常磁矩的效应大，由于这一效应而产生的輻射俘获几率为李政道等所給出的几率的14%．我們并且发現，在这样的情况下，質子放出光子的貢献并不比μ介子放出光子的貢献小．因此放出的光子也不再是100%右旋的，而是有20%左旋的光子．μ介子为質子所輻射俘获的几率

* 1959年2月6日收到．

約为无輻射的俘获的几率的 $\frac{1}{1.6\times10^5}$。

我們將在下一节中敍述計算时所采用的哈密頓量及为了簡化計算起見所作的近似，給出計算所得結果。在最后一节中討論了由实驗来测定 μ 介子輻射俘获現象的可能性。

二．計算和結果

我們所采用的由哥德柏格等所建議的重正化了的普适费米型 $V-A$ 弱相互作用哈密頓量形式如

$$H_W=\frac{G}{\sqrt{2}}\overline{\psi}_N[\gamma_\mu+\lambda\gamma_\mu\gamma_5-a\gamma_{\mu\nu}(P_P-P_N)_\nu+$$
$$+ib\gamma_5(P_P-P_N)_\mu]\psi_P\times\overline{\psi}_\nu\gamma_\mu(1+\gamma_5)\psi_\mu. \tag{1}$$

$\overline{\psi}_N$ 和 ψ_P 分别代表中子的产生算符和質子的消灭算符，$\overline{\psi}_\nu$ 和 ψ_μ 代表中微子的产生算符和 μ 介子的消灭算符。γ_μ 是通常的 γ 矩陣，$\gamma_{\mu\nu}=\frac{i}{2}(\gamma_\mu\gamma_\nu-\gamma_\nu\gamma_\mu)$，$P_P$ 和 P_N 是質子和中子的动量四矢量。a,b,λ 都是 $(P_P-P_N)^2$ 的函数，在我們討論的情况中，$(P_P-P_N)^2\sim m_\mu^2$，因此可以把它們看作常数，λ 决定 $\frac{G_A}{G_V}$ 的比例。a,b,λ 的大小标誌着重正化效应对于 $V-A$ 弱相互作用所引起的改正的大小。

对于电磁相互作用哈密頓量取为

$$H_e=-ie\overline{\psi}_P\hat{A}\psi_P+ie\overline{\psi}_\mu\hat{A}\psi_\mu+\frac{i}{2}M^{-1}e(\mu_P-1)\overline{\psi}_P\gamma_\mu\gamma_\nu\psi_PF_{\mu\nu}+$$
$$+\frac{i}{2}M^{-1}e\mu_N\overline{\psi}_N\gamma_\mu\gamma_\nu\psi_NF_{\mu\nu}. \tag{2}$$

μ_P 和 μ_N 是質子和中子的磁矩，M 是質子的質量，A_μ 是电磁四矢位，$F_{\mu\nu}$ 是电磁场强度，假設 μ^- 介子在被俘获前处在 K 层超精細結構的單重态，初始狀态的 μ^- 介子和質子的归一化了的波函数取为

$$\frac{1}{\sqrt{\pi a_\mu^3}}e^{-\frac{r}{a_\mu}}\frac{1}{\sqrt{2}}[\alpha_P\beta_\mu-\beta_P\alpha_\mu], \tag{3}$$

式中 r 是 μ^- 介子和質子的相对距离，a_μ 是 μ^- 介子原子的玻尔半徑，α,β 是質子和 μ^- 介子的自旋为 $+\frac{1}{2}$ 和 $-\frac{1}{2}$ 的自旋波函数。由于質子的电荷是 1，取非相对論性近似的波函数已足够准确。在計算时，我們把上述波函数变到动量空間表象，并略去 μ 介子的动量和質子的动量的影响。这个假設所引起的誤差是很小的，仅为 $\sim\frac{V}{C}=\frac{1}{137}$ 的数量級，其中 V 为 μ 介子在 K 軌道上的速率，因而 μ 介子和質子动量的影响可以略去。

引起輻射俘获現象的第一級近似共有兩个費曼图有貢献。一个由 μ 介子放出光子，另一个由質子放出光子。引起輻射俘获的第一級近似的 S 矩陣元可写为

$$-\frac{Ge}{2\sqrt{\pi a_\mu^3}}\frac{1}{\sqrt{2\omega}}\{(\overline{u}_NQ_i\alpha_P)(\overline{u}_\nu R'_i\beta_\mu)-(\overline{u}_NQ_i\beta_P)(\overline{u}_\nu R'_i\alpha_\mu)+$$
$$+(\overline{u}_NQ'_i\alpha_P)(\overline{u}_\nu R_i\beta_\mu)-(\overline{u}_NQ'_i\beta_P)(\overline{u}_\nu R_i\alpha_\mu)\}\times$$
$$\times(2\pi)^4\delta^4(P_N+P_\nu+k-P_P-P_\mu); \tag{4}$$

式中 P_μ,P_P,P_N,P_ν 各自代表 μ 介子、質子、中子、中微子的动量、能量的四矢量，k 代表光子的动量、能量四矢量，ω 代表光子的能量，$\mathbf{e}$ 是光子的极化矢量，M 和 m_μ 代表核子質量

及 μ 介子質量，u_N 和 u_ν 是中子和中微子的狄拉克波函数。算符 Q_i, Q_i', R_i, R_i' 分别是

$$
\begin{aligned}
&Q_i=\gamma_i+\lambda\gamma_i\gamma_5-a\gamma_{ij}(P_P-P_N)_j+ib\gamma_5(P_P-P_N)_j,\\
&Q_i'=[\gamma_i+\lambda\gamma_i\gamma_5-a\gamma_{ij}(P_P-k-P_N)_j+ib\gamma_5(P_P-k-P_N)_j]\frac{-i(\hat{P}_P-\hat{k})+M}{(P_P-k)^2+M^2}\hat{e}^*,\\
&R_i=\gamma_i(1+\gamma_5),\\
&R_i'=\gamma_i(1+\gamma_5)\ \frac{-i(\hat{P}_\mu-\hat{k})+m_\mu}{(P_\mu-k)^2+m_\mu^2}\hat{e}^*.
\end{aligned}
\tag{5}
$$

上面的 S 矩陣的計算可以用密度矩陣的方法，以 K 表示(4)式中前兩項，則 $|K|^2$ 可表为

$$
|K|^2=|\bar{u}_N\times\bar{u}_\nu\cdot Q_i\times R_i'\cdot\psi_i|^2=\sum_{\rho\sigma}(\psi_i^*\cdot Q_\rho^*\gamma_4\times R_\rho'^*\gamma_4\cdot u_N\times u_\nu)(u_N^*\times u_\nu^*\cdot\gamma_4Q_\sigma\times\gamma_4R_\sigma'\cdot\psi_i).
$$

其中×号表示外积，ψ_i 为始态自旋波函数

$$
\psi_i=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\begin{pmatrix}1\\0\\0\\0\end{pmatrix}\times\begin{pmatrix}0\\1\\0\\0\end{pmatrix}-\begin{pmatrix}0\\1\\0\\0\end{pmatrix}\times\begin{pmatrix}1\\0\\0\\0\end{pmatrix}\right].
\tag{6}
$$

对中子与中微子的自旋求和后，(5)式可改写为

$$
|K|^2=\sum_{\rho\sigma}(\psi_i^*\cdot Q_\rho^*\gamma_4\Lambda_N^+\gamma_4Q_\sigma\times R_\rho'^*\gamma_4\Lambda_\nu^+\gamma_4R_\sigma'\cdot\psi_i),
$$

其中 Λ_N^+ 及 Λ_ν^+ 分别为中子及中微子的正能量投影算符；上式可改写为

$$
|K|^2=\sum_{\rho\sigma}\psi_i^*\cdot F_{\rho\sigma}\times G_{\rho\sigma}\cdot\psi_i=\sum_{\rho\sigma}\mathrm{Spur}\,(F_{\rho\sigma}\times G_{\rho\sigma}\cdot\psi_i\psi_i^*)=\sum_{\rho\sigma}\mathrm{Spur}(F_{\rho\sigma}\times G_{\rho\sigma}\cdot\rho).
\tag{7}
$$

其中 $F_{\rho\sigma}=Q_\rho^*\gamma_4\Lambda_N^+\gamma_4Q_\sigma$, $G_{\rho\sigma}=R_\rho'^*\gamma_4\Lambda_\nu^+\gamma_4R_\sigma'$, $\rho=\psi_i\psi_i^*$ 为密度矩陣。

由(6)式可得

$$
\begin{aligned}
\rho&=\frac{1}{2}\left[\begin{pmatrix}1\\0\\0\\0\end{pmatrix}\times\begin{pmatrix}0\\1\\0\\0\end{pmatrix}-\begin{pmatrix}0\\1\\0\\0\end{pmatrix}\times\begin{pmatrix}1\\0\\0\\0\end{pmatrix}\right]\cdot[(1000)\times(0100)-(0100)\times(1000)]=\\
&=\frac{1}{16}\sum_\delta A_\delta(1+\gamma_4)\sigma_\delta\times(1+\gamma_4)\sigma_\delta,
\end{aligned}
\tag{8}
$$

其中 $A_\delta=1,\ \delta=4;\ A_\delta=-1,\ \delta=1,2,3$.

由(7)及(8)式得到

$$
|K|^2=\frac{1}{16}\sum_{\delta,\rho,\sigma}A_\delta\,\mathrm{Spur}\,[F_{\rho\sigma}(1+\gamma_4)\sigma_\delta]\times\mathrm{Spur}\,[G_{\rho\sigma}(1+\gamma_4)\cdot\sigma_\delta].
\tag{9}
$$

这里应用了关系式

$$
\mathrm{Spur}\,A\times B=\mathrm{Spur}\,A\times\mathrm{Spur}\,B.
$$

首先考虑沒有重正化效应的情况，这时 $\lambda=1,\ a=b=0$. 令

$$
F_{\rho\sigma,\delta}=\mathrm{Spur}\,[F_{\rho\sigma}(1+\gamma_4)\sigma_\delta],
$$

則 $F_{\rho\sigma,\delta}$ 可化为

$$F_{\rho\sigma,\delta}=-\frac{i}{E_N}\operatorname{Spur}[(1+\gamma_5)\gamma_\rho\gamma_4\hat{P}_N\gamma_\sigma\sigma_\delta]. \tag{10}$$

上式中矩陣跡的計算可用如下的方法进行：將狄拉克矩陣表为 2×2 矩陣的外积：

$$\left.\begin{aligned}\boldsymbol{\gamma}&=\sigma_y\times\boldsymbol{\sigma},\\ \gamma_4&=\sigma_z\times1,\\ \gamma_5&=-\sigma_x\times1.\end{aligned}\right\} \tag{11}$$

我們得到

$$\begin{aligned}F_{44,\delta}&=-\frac{i}{E_N}\{i\operatorname{Spur}(\sigma_x-1)\cdot\operatorname{Spur}\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{p}_N\sigma_\delta+\operatorname{Spur}[(1-\sigma_x)iE_N\times\sigma_\delta]\}=\\&=4\{\delta_{\delta4}-(1-\delta_{\delta4})(v_N)_\delta\},\end{aligned} \tag{12}$$

其中 v_N 是中子的速度。

应用公式

$$\hat{a}=\mathbf{a}\cdot\boldsymbol{\sigma},$$

$$\operatorname{Spur}\ \check{a}\check{b}\check{c}=\sum_{i,j,k}\operatorname{Spur}a_ib_jc_k\sigma_i\sigma_j\sigma_k=\mathbf{a}\cdot[\mathbf{b}\times\mathbf{c}] \tag{13}$$

便得

$$F_{4i,\delta}=4i\{\delta_{i\delta}-\delta_{\delta4}(v_N)_i-(1-\delta_{\delta4})i\mathbf{v}_N\cdot[\mathbf{n}_i\times\mathbf{n}_\delta]\}, \tag{14}$$

$$F_{i4,\delta}=4i\{\delta_{\delta4}(v_N)_i-\delta_{i\delta}-i(1-\delta_{\delta4})\mathbf{v}_N\cdot[\mathbf{n}_i\times\mathbf{n}_\delta]\}, \tag{15}$$

$$\begin{aligned}F_{ij,\delta}=4\{&\delta_{ij}\delta_{\delta4}+\delta_{ij}(1-\delta_{\delta4})(v_N)_\delta-(1-\delta_{\delta4})[\delta_{j\delta}(v_N)_i+(v_N)_j\delta_{i\delta}]+\\&+i\delta_{\delta4}\mathbf{v}_N\cdot[\mathbf{n}_i\times\mathbf{n}_j]+i(1-\delta_{\delta4})\mathbf{n}_\delta\cdot[\mathbf{n}_i\times\mathbf{n}_j]\},\end{aligned} \tag{16}$$

其中 $\mathbf{n}_i$ 是 i 方向的單位矢量。$G_{\rho\sigma}$ 可以表为

$$G_{\rho\sigma}=-i(1+\gamma_5)\hat{k}^*\hat{e}\gamma_\rho\gamma_4\hat{\nu}\gamma_\sigma\hat{e}^*\hat{k}, \tag{17}$$

其中 $\hat{\nu}=\frac{p_\nu}{E_\nu}$。將 $F_{\rho\sigma,\delta}$ 的計算結果代入(9)中，經过一些計算可得

$$\begin{aligned}|K|^2=\frac{1}{4}\{&\operatorname{Spur}G_{44}(1+\sigma_N)+\operatorname{Spur}(G_{4i}+G_{i4})\boldsymbol{\sigma}\cdot[\mathbf{n}_i\times\mathbf{n}_j]+\\&+i\operatorname{Spur}(G_{i4}-G_{4i})(\sigma_i+N_i)+\operatorname{Spur}G_{ii}(1-\sigma_N)+\\&+\operatorname{Spur}G_{ij}[i\mathbf{N}\cdot(\mathbf{n}_i\times\mathbf{n}_j)-i\boldsymbol{\sigma}\cdot(\mathbf{n}_i\times\mathbf{n}_j)+(\sigma_jN_i+N_j\sigma_i)]\};\end{aligned} \tag{18}$$

其中引用了符号

$$\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{a}=\sigma_a,\qquad \mathbf{N}=\mathbf{v}_N.$$

(18)式的計算以第二項为例：

$$G_{4i}+G_{i4}=-i(1+\gamma_5)\hat{k}^*\hat{e}(\hat{\nu}\gamma_i-\gamma_i\hat{\nu}^*)\hat{e}^*\hat{k}, \tag{19}$$

取 $\mathbf{e}_3$ 为光子动量方向的單位矢量，$\mathbf{e}_1$, $\mathbf{e}_2$ 与 $\mathbf{e}_3$ 垂直，則

$$\mathbf{e}_+=-\frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{e}_1+i\mathbf{e}_2),$$

$$\mathbf{e}_-=\frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{e}_1-i\mathbf{e}_2),$$

分别为右旋及左旋的光子的極化矢量，容易証明：

$$\left.\begin{aligned}\hat{e}^*\hat{k}&=\epsilon\omega(1+\epsilon\gamma_5)\mathbf{e}^*\cdot\boldsymbol{\sigma}=\omega\epsilon(1+\epsilon\gamma_5)\sigma_{e^*},\\ \hat{k}^*\hat{e}&=\epsilon\omega\sigma_e(1+\epsilon\gamma_5),\end{aligned}\right\} \tag{20}$$

对于 e_+, $\epsilon=1$; 对于 e_-, $\epsilon=-1$.

由(19)及(20),得到

$$G_{i4}+G_{4i}=-8\,i\omega^2(1+\gamma_5)\sigma_e(\boldsymbol{\nu}\cdot\boldsymbol{\gamma}\gamma_i-\nu_i)\sigma_{e^*}\qquad \text{对于右旋光子,}$$
$$=0\qquad \text{对于左旋光子.}$$

故对于右旋光子

$$\mathrm{Spur}(G_{i4}+G_{4i})\boldsymbol{\sigma}\cdot(\mathbf{n}_i\times\mathbf{N})=32\,\omega^2\{\boldsymbol{\nu}\cdot\mathbf{N}-(\mathbf{e}_3\cdot\boldsymbol{\nu})(\mathbf{e}_3\cdot\mathbf{N})\},\tag{21}$$

$$\mathrm{Spur}\,G_{44}(1+\sigma_N)=16\,\omega^2(1+\mathbf{e}_3\cdot\boldsymbol{\nu})(1+\mathbf{e}\cdot\mathbf{N}),\tag{22}$$

$$i\,\mathrm{Spur}(G_{i4}-G_{4i})=-32\,\omega^2(1-\mathbf{e}_3\cdot\boldsymbol{\nu}+\mathbf{e}_3\cdot\mathbf{N}+\boldsymbol{\nu}\cdot\mathbf{N}),\tag{23}$$

$$\mathrm{Spur}\,G_{ii}(1-\sigma_N)=16\,\omega^2(3-\mathbf{e}_3\cdot\boldsymbol{\nu})(1-\mathbf{e}_3\cdot\mathbf{N}),\tag{24}$$

$$\mathrm{Spur}\,G_{ij}(\sigma_jN_i+N_j\sigma_i)=32\,\omega^2(\mathbf{N}\cdot\boldsymbol{\nu}+\mathbf{N}\cdot\mathbf{e}_3),\tag{25}$$

$$-i\,\mathrm{Spur}\,G_{ij}\boldsymbol{\sigma}\cdot(\mathbf{n}_i\times\mathbf{n}_j)=32\,\omega^2(-1+\mathbf{e}_3\cdot\boldsymbol{\nu}),\tag{26}$$

$$i\mathrm{Spur}\,G_{ij}\mathbf{N}\cdot[\mathbf{n}_i\times\mathbf{n}_j]=-32\,\omega^2(\boldsymbol{\nu}\cdot\mathbf{N}-\mathbf{e}_3\cdot\mathbf{N}).\tag{27}$$

对于左旋光子相应的矩陣跡都等于零.

將(21)至(27)的結果代入(18)式,发現 $|K|^2$ 准确地等于零,容易証明,在沒有重正化效应时,(4)式右边的后兩項与前兩項的差别除一常数因子外,只是將中子与中微子的动量互换,故如不考虑强相互作用的影响,则輻射俘获的几率准确地为零,这个結果与李政道等的結果不同,这是因为他們的計算中包含了三重态. 其次我們考虑了核子反常磁矩的貢献,发現質子仍然不能放出光子,中子可以放出左旋的光子,但是几率約为重正化效应的 5%,可以略去.

考虑重正化效应后可以用类似的方法进行計算,由于算式过長,故不再列出. 对相空間积分后得到輻射俘获的跃迁几率为

$$W_r=\frac{G^2e^2m_\mu^2}{6(2\pi)^4a_\mu^3}\Big[(\lambda-1)^2+\frac{8}{15}a^2m_\mu^2+\frac{4}{5}(\lambda-1)\,am_\mu+\frac{59}{60}\,b^2\frac{m_\mu^4}{M^2}\Big],\tag{28}$$

极化参数为

$$\beta=\frac{(W_r)_R-(W_r)_L}{(W_r)_R+(W_r)_L}=1-\frac{\frac{1}{2}\,b^2\frac{m_\mu^4}{M^2}}{(\lambda-1)^2+\frac{8}{15}a^2m_\mu^2+\frac{4}{5}(\lambda-1)\,am_\mu+\frac{59}{60}\,b^2\frac{m_\mu^4}{M^2}},\tag{29}$$

其中 $(W_r)_R$ 和 $(W_r)_L$ 分别是放出右旋光子和左旋光子的几率.

假使我們取如下的 a, b, λ 的数值[2]:

$$a=\frac{3.7}{M},\quad b=\frac{8}{m_\mu},\quad \lambda=1.25,$$

这里对于矢量耦合部分的重正化效应我們采取盖尔曼的理論,即假設矢量部分弱作用电流守恆, $a=\mu_P-\mu_N-1$, b 的数值是用哥德柏格由色散关系得来的,結果得到輻射俘获的几率是 1.1×10^{-2} 秒$^{-1}$, $\beta=0.6$, 即有 20%的光子是左旋的.

μ 介子俘获的几率是很容易算出的,結果是

$$W_c=\frac{G^2}{2^7\pi^5}\frac{m_\mu^3e^6}{\left(1+\frac{m_\mu}{M}\right)^3}\frac{P_\nu^2}{1+\frac{P_\nu}{M}}\Big(1+3\lambda+2a\,P_\nu-\frac{1}{2}\,b\,P_\nu^2\,\frac{1}{M}\Big)^2.\tag{30}$$

当我們令 $a\to 0$, $b\to 0$ 时，可以看出这个公式与佘列多維奇的結果[5]一致．我們的計算結果与李政道[4]等的結果不同，这是因为他們將 μ 介子原子的三重态也計算在内．利用上面 a, b, λ 的数值所得到的輻射俘获几率与俘获几率之比是 $\frac{1}{1.6\times 10^6}$．

这里指出，如果用上述的 a, b, λ 的数值，b 項对輻射俘获的貢献最大，而在俘获現象中 b 項的貢献很小，主要是 λ 項和 a 項起作用．

三．討　論

我們的計算結果表明，μ 介子被質子吸收而产生輻射俘获的現象，对于研究重正化效应、确証 μ 介子俘获有无重正化效应存在，具有原則上的意义．

但是，根据(30)得到的 μ 介子被俘获的几率对于衰变几率之比是

$$\frac{W_c}{W_d}=1.1\times 10^{-3}\,\frac{\left(1+3\lambda+2a\,m_\mu-\frac{1}{2}\,bm_\mu^2\frac{1}{M}\right)^2}{4}\simeq 7\times 10^{-3}, \tag{31}$$

W_d 代表衰变几率．如前面指出的，輻射俘获效应只是俘获效应的 $\frac{1}{1.6\times 10^6}$，因而它与衰变几率之比 $\frac{W_r}{W_d}\simeq 4\times 10^{-8}$，因此实驗是困难的．

目前实驗上尚未发現 μ 介子的輻射俘获現象．虽然 μ 介子原子的輻射俘获的几率很小，但是应該注意到，μ 介子被質子吸引在 K 层后，还可以再形成 μ 介子的氫分子离子，然后 μ 介子再被氫分子离子中的質子所輻射俘获，利用拉卡系数可以証明，即使是总自旋 $J=\frac{1}{2}$ 的“正氫”离子(兩質子的合自旋 $=1$，方向与 μ 介子的自旋方向相反)，也相当于 25% 的 $F=1$ 和 75% 的 $F=0$ 态的 μ 介子原子的混合，所以这种輻射現象即使在沒有重正化效应时也是不被禁戒的，故在实驗上还是有可能找到 μ 介子的輻射俘获．为了把我們的計算与实驗比較，必須在密度約为液态氫的 $\frac{1}{20}$—$\frac{1}{30}$ 的氫气内做实驗，使得形成氫分子的几率很小，同时 μ 介子原子又能通过碰撞而过渡到單态[5]．

参 考 文 献

[1] Goldhaber, M., Annual International Conference on High Energy Physics at Cern, 1958.
[2] Goldberger, M. L. and Treiman, S. B., *Phys Rev.* 111 (1958), 354;
Gell-Mann, M., *Phys. Rev.* 111 (1958), 362.
[3] Герштейн, С. С., *Ж.Э.Т.Ф.* 34 (1958), 463.
[4] 黄克遜、楊振宁、李政道, *Phys. Rev.* 108 (1957), 1340.
[5] Зельдович, Я. Б. и Герштейн, С. С., *Ж.Э.Т.Ф.* 35 (1958), 821.

THE RADIATIVE CAPTURE OF μ-MESON BY PROTON

DAI Y. B. SAN D. C. HO T. H. TZU H. Y.

(*Institute of Mathematics and Institute of Atomic Energy Research, Academia Sinica*)

ABSTRACT

The radiative capture of μ-meson by proton is treated by using the renormalized universal Fermi interaction of $V-A$ type and Zel'dowich's theory of μ mesic hydrogen. Contrary to the result of Lee, Huang and Yang, it is found that if the effect of the strong interaction is neglected, then it is impossible for photon being emitted during the capture. The influence of the strong interaction consists of two respects, namely: the effect of the magnetic moment of the nucleon and the renormalization effect on the universal Fermi weak interaction. The effect of the anomalous magnetic moment is negligible. However, the contribution of proton to the emission of photon is not at all small in comparison with that of the μ-meson due to the renormalization effect on the universal Fermi weak interaction. As a result, the photons emitted are no longer 100% right hand polarized. It is estimated, that only 80% of the photons has a spin parallel to its momentum. The radiative capture rate of the μ-meson by proton is $\frac{1}{1.6\times 10^5}$ of the total capture rate.