

3-12-8

Colliding BeamによるHadromの Form Factor

田 辺 孝 哉 埼玉大・理

従来、核子の電磁的な form factor は電子散乱の実験によって space-like momentum transfer の領域で調べられてきた。しかし、resonances に直接的に関係しているのは time-like momentum transfer の領域であるから、電子の colliding beam による核子の対発生を用いる方が complex form factor に関するより確実な知識が得られる筈である。また中間子の対発生を用いれば poleology を経ないで、form factor に関するより直接的な知識が得られるであろう。以下に elastic 及び inelastic form factors が関与する process について三つの comments を行う。

(1) 核子の form factors F_1 と F_2 は complex であるから、 e^\pm -beams の spin が unpolarized であると対発生で生じた陽子又は反陽子の角分布だけからは F_1 と F_2 は分離して求められない。この事は次の一般的な kinematics から分る。以後次の notations を用いる。

$\vec{q}^{(-)}$ = 入射電子運動量

$\vec{q}^{(+)}$ = 入射陽電子運動量

\vec{p} = 陽子運動量

$\vec{\bar{p}}$ = 反陽子運動量

$n^{(+)}$ = 陽電子 spin polarization の量子化の軸の向きを定める単位 3 次元 vector

$n^{(-)}$ = 電子 //

n = 陽子 //

\bar{n} = 反陽子 //

m = 電子質量

$M =$ 核子質量

重心系, 即ち実験室系で $q \equiv |\vec{q}^{(+)}| = |\vec{q}^{(-)}|$, $p \equiv |\vec{p}| = |\vec{\bar{p}}|$, $E \equiv \sqrt{q^2 + m^2} = \sqrt{p^2 + M^2}$, また $\theta = \vec{q}^{(+)}$ と $\vec{\bar{p}}$ のなす角度とする。

電子の polarization が $n^{(-)}$ の向き又はその反対向きにある状態を取り出す射影が $(1 \pm i r_5 r_\mu v^{(-)\mu})/2$ であることに注意して, partially polarized beam を表わす為の射影を $f^{(-)} + g^{(-)} i r_5 r_\mu v^{(-)\mu}$ という形に取る。このとき spin が $n^{(-)}$ の向きとその反対向きにある粒子数の比率は $|f^{(-)} + g^{(-)}|^2 : |f^{(-)} - g^{(-)}|^2$ である。以後便宜の為に $|f^{(-)}|^2 + |g^{(-)}|^2 = 1$ と規格化しておく。なお, beam が unpolarized だと $g^{(-)} = 0$, 完全に polarized だと $f^{(-)} + g^{(-)} = 0$ 又は $f^{(-)} - g^{(-)} = 0$ となる。此処に $q_\mu^{(-)} v^{(-)\mu} = 0$ を満し $v^{(-)2} = 1$ なる 4 次元 vector $v^{(-)}$ の成分は

$$\begin{aligned}\vec{v}^{(-)} &= n^{(-)} + \vec{q}^{(-)} (\vec{q}^{(-)} \cdot n^{(-)}) / \{m(E+m)\}, \\ v_0^{(-)} &= (\vec{q}^{(-)} \cdot n^{(-)}) / m\end{aligned}$$

で与えられる。

陽電子に関しても全く同様に係数 $f^{(+)}$, $g^{(+)}$ を導入し, $|f^{(+)}|^2 + |g^{(+)}|^2 = 1$ としておく。

核子対発生 の微分断面積は

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{d\cos\theta} &= \frac{\pi}{8} \alpha^2 \frac{p}{E^3} \left[|F_1 + F_2|^2 (1 + \cos^2\theta) + \left| \frac{M}{E} F_1 + \frac{E}{M} F_2 \right|^2 \sin^2\theta \right. \\ &\quad - 4 \operatorname{Re}(f^{(-)} g^{(-)*}) \operatorname{Re}(f^{(+)} g^{(+)*}) \{n^{(+)} n^{(-)}\} p^2 \sin^2\theta \\ &\quad \left. - 2 (n^{(+)} \vec{\bar{p}}) (n^{(-)} \vec{\bar{p}}) \left(\left| \frac{F_1}{E} \right|^2 - \left| \frac{F_2}{M} \right|^2 \right) \right]\end{aligned}$$

となる。何れかの beam が unpolarized だと, form factor については $|F_1 + F_2|^2$ と $\left| \frac{M}{E} F_1 + \frac{E}{M} F_2 \right|^2$ という combinations に対する知識しか得られないが, 両 beams が partially polarized であれば $\left| \frac{F_1}{E} \right|^2 - \left| \frac{F_2}{M} \right|^2$ なる combination も測定できる筈である。

必要な独立な知識を更に補う為には, 一つの方法として陽子又は反陽子の

rescattering を行わせて polarization を測定することが考えられる。
 実際 proton の polarization $\langle P^{(p)} \rangle$ に対して

$$\begin{aligned} \langle P^{(p)} \rangle &= \frac{d\sigma}{d \cos \theta} = \pi \alpha^2 \frac{mMp}{E^5} \left[|F_1 + F_2|^2 + \frac{p^2}{M^2} (F_2)^2 \right] \\ &\times \left\{ \operatorname{Re}(f^{(+)} g^{(+)*}) \left((n^{(-)} n) + \frac{(n^{(+)} \vec{q}^{(+)})(n \vec{q}^{(+)})}{mE} \right) \right. \\ &\quad \left. + \operatorname{Re}(f^{(-)} g^{(-)*}) \left((n^{(-)} n) + \frac{(n^{(-)} \vec{q}^{(+)})(n \vec{q}^{(+)})}{mE} \right) \right\} \\ &+ \left(|F_1 + F_2|^2 + \frac{E+M}{E} (|F_1|^2 - |F_2|^2) \right) \frac{1}{M(E+M)} \\ &\times \left\{ \operatorname{Re}(f^{(+)} g^{(+)*}) \left((n^{(+)} \vec{p})(n \vec{p}) + \frac{p}{m} \cos \theta (n^{(+)} \vec{q}^{(+)})(n \vec{p}) \right) \right. \\ &\quad \left. + \operatorname{Re}(f^{(-)} g^{(-)*}) \left((n^{(-)} \vec{p})(n \vec{p}) + \frac{p}{m} \cos \theta (n^{(-)} \vec{q}^{(+)})(n \vec{p}) \right) \right\} \end{aligned}$$

が得られるから、何れかの beam が partially polarized であれば、微分断面積と合せば $|F_1|^2$ 及び $|F_2|^2$ も測定できることになる。この際 proton の polarization の量子化の軸の向き n の選び方は重要である。つまり上式の各項のうち m が分母に現われているものが残る様に n の向きを選ぶべきである。従って、例えば production plane に垂直に n を取る事は不適當である。

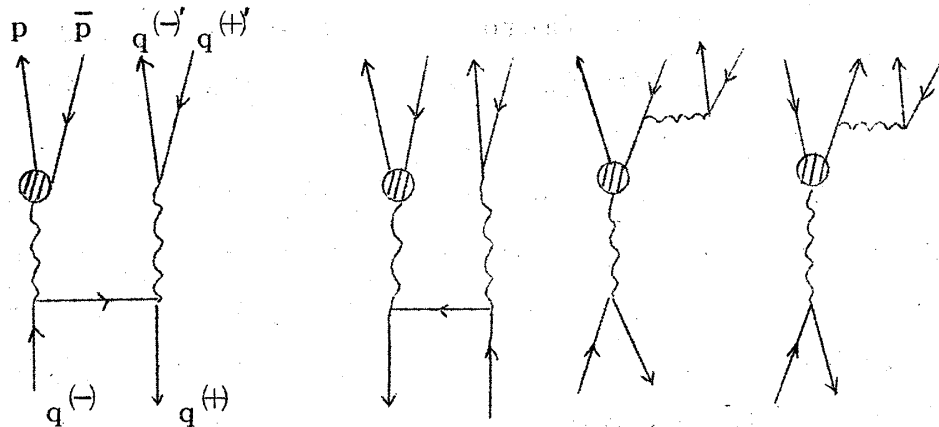
実験としては極めて困難なものではあろうが、陽子と反陽子の polarization の correlation tensor に対する式も考えておく。 $|F_1|^2$ と $|F_2|^2$ とから定まることが分る。

$$\begin{aligned} \langle P(p) \cdot P(\bar{p}) \rangle &= \frac{d\sigma}{d \cos \theta} = -\frac{\pi}{2} \alpha^2 \frac{M^2 p}{E^5} \\ &\times \left[(|F_1|^2 + \frac{E^2}{M^2} |F_2|^2) \{ 1 + 4(n^{(+)} n^{(-)}) \operatorname{Re}(f^{(-)} g^{(-)*}) \operatorname{Re}(f^{(+)} g^{(+)*}) \} \right. \\ &\times \left\{ \frac{(n\vec{q}^{(+)}) (\bar{n}\vec{q}^{(+)})}{E^2} + \frac{(n\vec{q}^{(+)}) (\bar{n}\vec{p}) + (\bar{n}\vec{q}^{(+)}) (n\vec{p})}{EM} \frac{p \cos \theta}{E+M} + \frac{(n\vec{p}) (\bar{n}\vec{p})}{M^2} \right. \\ &\left. \left. \times \left(1 + \frac{p^2 \cos^2 \theta}{(E+M)^2} \right) \right\} - 2 \frac{E^2}{M^2} |F_2|^2 \frac{(n\vec{p}) (\bar{n}\vec{p})}{M^2} \right] \end{aligned}$$

μ に対する F_1 と F_2 の計算値は分っているから μ の対発生を用いて $\operatorname{Re}(f^{(+)} g^{(+)*})$ と $\operatorname{Re}(f^{(-)} g^{(-)*})$ を μ の polarization の測定からきめられる筈である。

(2) 荷電粒子のみが発生し、しかも elastic form factor に直接関係する過程として次に重要なものは遅い電子対発生を伴うものであろう。この対が持ち逃げする energy-momentum $q^{(+)}$ と $q^{(-)}$ が十分小さい範囲にある場合、遅い電子対発生を伴わない断面積に比較して必ずしも無視できないものとなろうことが予想される。

関係する最低次の diagram は次のものである。



核子線から photon の内線が出ても energy-momentum transfer は小さい範囲を考えるから form factor の広がりは無視する。計算途中に propagator の分子に現われる電子の 4-momentum と m は核子のそれ等に比較して無視すれば、終状態の momentum について積分する以前の微分断面積は、電子対を伴わない場合に対する前出の微分断面積と同じ型の因子に、電子対の 3-momenta に関する積分を行って得られる因子が掛ったものとしてとすることができる。核子の form factor を抽出することを目的とするから、 $(p+\bar{p})^2 \equiv -4M^{*2}$ で定義される invariant mass M^* を等しくする寄与を加えたものとして微分断面積を表わす。つまり M^* による分布とする。

積分の範囲は終状態 4 体の kinematics から分るが、 p に関する積分の上限は入射 energy と共に増大し、しかも $(q^{(+)} + q^{(-)})^2 \equiv \Delta^2$ によらないのに、 M^* を大きく取れば取る程 Δ^2 の上限は小さくなる、即ち $(1/\Delta^2)^2$ は大きくなる。故に入射 energy が高い程、かつ M^* を大きく取るほどこの断面積は増大していく。表式は非常に複雑なものとなるから省略する。また、詳しい数値解析は別の論文で行う。

(3) 入射電子対の全 energy が 1.4 から 2.8 GeV の領域の実験では大角に π が発生する過程がかなり見つか (M. Conversi : Seminar "Ettore Majorana, July, 1970), この程度の energy では、大角に π が生ずる過程に関する限り Brodsky et al (PRL 25 ('70), 972) の機構で説明することは不可能である。此処では、むしろ電子対が 1 つの virtual photon を通じて何個もの π に崩壊すると考えたい。つまり charged meson の time-like な inelastic form factors W_1 と W_2 そのものが観測されているものと解釈する。これ等は終状態が $2\pi, 3\pi, 4\pi, \text{etc.}$ となる各微分断面積を incoherent に加え合せて計算される。

従って form factors を model dependent に与えてみる事が問題となる。vector dominance を仮定すれば $2\pi, 3\pi$ -崩壊に対する表式が求まる。 4π -崩壊には $\rho^+\rho^-$ 対が生じて各々が 2π に崩壊するものも寄与する。これは ρ^+ の form factor と結びつく。この form factor G_1, G_2, G_3 は分散式を満すものと仮定し、虚部には中間に 2π 状態を経過するもの ρ を取って、

『散乱理論を中心にした強い相互作用』
研究会(第2回)の報告

-C205-

π の form factor (Gounarcs & Sakurai : PRL 21 ('68), 244) を代入して計算する。しかしこの matrix element と $\gamma \rightarrow \omega \pi$ を経過する matrix element の relative phase は決まらずに残ってしまう。詳しい解析は別の論文で述べる。

(以上)