INSTITUT D'ESTUDIS CATALANS
ARXIUS DE LA SECCIÓ DE CIÈNCIES, LXX

ANTONI MÉNDEZ i VILASECA
Professor adjunt de Física Teòrica de la Universitat Autònoma de Barcelona

COTES SOBRE L'APARENT VIOLACIÓ DE LA SIMETRIA D'INVERSIÓ TEMPORAL A LES INTERACCIONS FEBLES

BORSA D'ESTUDI "SOCIETAT CATALANA DE CIÈNCIES FÍSIQUES, QUÍMIQUES I MATEMÀTIQUES", 1975

BARCELONA
1984

COTES SOBRE L'APARENT VIOLACIÓ DE LA SIMETRIA D'INVERSIÓ TEMPORAL A LES INTERACCIONS FEBLES

INSTITUT D'ESTUDIS CATALANS
ARXIUS DE LA SECCIÓ DE CIÈNCIES, LXX

ANTONI MÉNDEZ i VILASECA
Professor adjunt de Física Teòrica de la Universitat Autònoma de Barcelona

COTES SOBRE L'APARENT VIOLACIÓ DE LA SIMETRIA D'INVERSIÓ TEMPORAL A LES INTERACCIONS FEBLES

BORSA D'ESTUDI "SOCIETAT CATALANA DE CIÈNCIES FÍSIQUES, QUÍMIQUES I MATEMÀTIQUES", 1975

BARCELONA
1984

L'EXCMA. DIPUTACIÓ PROVINCIAL DE BARCELONA
HA CONTRIBUÏT GENEROSAMENT
A L'EDICIÓ D'AQUEST VOLUM

ISBN: 84-7283-051-9
Dipòsit legal: B. 12.816 - 1984

© Antoni Méndez i Vilaseca, Barcelona
La present edició és propietat de l'INSTITUT D'ESTUDIS CATALANS

A proposta d'una ponència formada pels senyors Josep Teixidor i Batlle, membre de la Sección de Ciències de l'INSTITUT, Lluís Mas i Franch i Joan Oliveras i Cases, de la Societat Catalana de Ciències Físiques, Químiques i Matemàtiques, l'INSTITUT D'ESTUDIS CATALANS, en sessió plenària tinguda el dia 19 de desembre de 1975, acordà de concedir la Borsa d'Estudi "Societat Catalana de Ciències Físiques, Químiques i Matemàtiques" al senyor Antoni Méndez i Vilaseca per a dur a terme un estudi sobre *Cotes sobre l'aparent violació de la simetria d'inversió temporal a les interaccions febles.* En la mateixa sessió fou designat com a ponent del dit treball el senyor Josep Teixidor i Batlle i com a ponent adjunt el senyor Pere Pascual i de Sans.

En la sessió plenària del dia 19 de novembre de 1984 l'INSTITUT prengué l'acord de publicar l'obra del senyor Méndez, la qual es editada a cura del senyor Josep Teixidor i Batlle.

This One
DJ25-XBX-F2P5

INTRODUCCIÓ

Les relacions quasi-elàstiques de neutrins amb l'anàlisi de la polarització d'una de les partícules finals són una comprovació possible de la invariància de les interaccions febles sota la simetria d'inversió temporal.

El test es fonamenta en el fet que, si la inversió temporal és una simetria exacta, la polarització transversa d'una de les partícules finals de la reacció ha d'ésser nul·la si negligim les interaccions a l'estat final.

Per contra, si aquestes interaccions a l'estat final són considerades, hom pot observar polaritzacions transverses no nul·les tot i essent la inversió temporal una simetria exacta.

És doncs important de conèixer quina és la polarització transversa que pot ésser induïda per les interaccions a l'estat final quan el procés sigui invariant sota la inversió temporal, per tal de saber si el resultat d'una experiència d'aquest tipus és concloent o no.

És fàcil de demostrar que aquesta polarització induïda és proporcional a la interferència entre l'amplitud que descriu el procés i la seva part absortiva. Malauradament, el càlcul exacte d'aquesta interferència és impossible a causa del desconeixement de magnituds i fases que hi intervenen i solament es pot calcular una cota superior. Aquest càlcul és l'objecte de les seccions següents.

Les reaccions quasi-elàstiques considerades són:

a) $\nu n \rightarrow \mu^- p$

b) $\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ n$

c) $\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ \Lambda$

d) $\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ \Sigma^\circ$

En cada cas la polarització analitzada és la del barió final.

Les reaccions c) i d) són especialment interessants pel fet que la polarització del barió final és molt més fàcil de mesurar, malgrat que aquestes reaccions es produeixen amb més dificultat que les a) i b).

Dos tipus de cotes sobre la polarització transversa induïda seran calculades. Un primer tipus s'obtindrà usant la desigualtat de Schwarz per a acotar la part absortiva en funció de seccions eficaces inclusives. El segon tipus s'obtindrà emprant les condicions de positivitat sobre el tensor hadrònic que intervé a la part absortiva, de les quals es deduirà una cota

expressable en funció de les funcions d'estructura de les amplituds Compton "cap endavant".

El treball serà dividit en sis seccions. A la primera serà plantejat el problema i hom estudiarà la dependència de la polarització transversa induïda per interaccions a l'estat final amb la interferència entre l'amplitud i la seva part absortiva. A la segona hom calcularà la contribució de l'estat intermedi elàstic de la part absortiva.

A les seccions tercera i quarta seran calculades les cotes sobre la contribució dels estats intermedis inelàstics de la part absortiva emprant la desigualtat de Schwarz i la positivitat del tensor hadrònic respectivament.

A la cinquena secció hom farà una avaluació de la polarització transversa que hom podria esperar d'una violació intrínseca de la simetria d'inversió temporal.

Finalment, a la sisena secció presentarem la discussió dels resultats obtinguts i les conclusions.

La mètrica i les convencions sobre matrius de Dirac és la mateixa del llibre "Relativistic Quantum Mechanics" de J. D. Bjorken i S.D. Drell [1].

1. LA POLARITZACIÓ TRANSVERSA INDUÏDA PER LES INTERACCIONS A L'ESTAT FINAL

1.1 La inversió temporal

L'operador d'inversió temporal τ és, per definició, l'operador que inverteix el sentit del temps. La transformació de les magnituds físiques sota aquest operador pot ésser deduïda fàcilment de la definició: posició i helicitat resten invariables mentre que moment, moment angular i spin s'inverteixen.

L'operador τ és antiunitari i no té, per tant, cap llei de conservació associada.

Com a principi d'invariància, la inversió temporal diu que un sistema i el que hom obté invertint el sentit del temps han d'obeir la mateixa física. Això pot expressar-se formalment mitjançant les equacions següents:

$$[H, \tau] = 0 \quad , \quad \tau\, U\, \tau^{-1} = U^{\dagger} \quad , \quad \tau\, S\, \tau^{-1} = S^{\dagger}$$

on H, U i S són l'hamiltonià, l'operador d'evolució temporal i la matriu S, respectivament.

Si definim la matriu T amb la igualtat

$$S = 1 + i\, T$$

el seu comportament sota la inversió temporal és

$$\tau\, T\, \tau^{-1} = T^{\dagger} \tag{1.1}$$

D'aquesta darrera equació podem obtenir dos tipus de prediccions experimentals:

a) La inversió temporal relaciona dos sistemes físics diferents obtinguts, l'un de l'altre, per canvi de sentit del temps. Això ens permet d'afirmar que la probabilitat de transició d'un estat inicial i cap a un estat final f és igual que la probabilitat de transició de l'estat $\tilde{f}$ cap a l'estat $\tilde{i}$, on $\tilde{f}, \tilde{i}$ són

els transformats per τ dels estats f, i, és a dir, amb spins i trimoments invertits. En efecte,

$$P_{i \to f} = |\langle f| T |i\rangle|^2 = |\langle f| \tau^{-1} \tau T \tau^{-1} \tau |i\rangle|^2 =$$

$$= |\langle \tilde{f}| T^\dagger |\tilde{i}\rangle|^2 = |\langle \tilde{i}| T |\tilde{f}\rangle|^2 = P_{\tilde{f} \to \tilde{i}}$$

b) Es pot deduir una altra conseqüència important de l'equació (1.1) amb la condició que l'amplitud de transició sigui suficientment petita. La conseqüència és que si un observable canvia de signe sota la inversió temporal, el seu valor experimental ha d'ésser zero. En efecte, la condició d'unitarietat de la matriu S implica per a la matriu T

$$T - T^\dagger = i\, T\, T^\dagger \tag{1.2}$$

però si l'amplitud de transició és petita, la igualtat anterior es pot escriure de la següent forma aproximada

$$T \simeq T^\dagger$$

i, per tant, l'equació (1.1) es pot escriure ara

$$\tau\, T\, \tau^{-1} = T$$

o també

$$[\tau, T] = 0$$

i llavors

$$P_{i \to f} = |\langle f| T |i\rangle|^2 = |\langle f| \tau^{-1} \tau T \tau^{-1} \tau |i\rangle|^2 =$$

$$= |\langle \tilde{f}| T |\tilde{i}\rangle|^2 = P_{\tilde{i} \to \tilde{f}}$$

Evidentment, si un observable canvia de signe sota la inversió temporal, prendrà valors oposats a les transicions

$$i \to f \qquad\qquad \tilde{i} \to \tilde{f}$$

i en ésser iguals les probabilitats de transició, el valor esperat haurà d'ésser nul.

Es important de notar que aquest resultat és vàlid dins l'aproximació en què l'amplitud de transició és petita, és a dir, quan el segon membre de

la condició d'unitarietat (1.2) és negligible. En cas contrari, hom podria observar valors no nuls d'un observable que canvia de signe sota la inversió temporal tot i essent aquesta una simetria exacta. Aquests efectes deguts al segon membre de (1.2) s'anomenen interaccions a l'estat final.

En endavant, ens ocuparem de les reaccions quasi-elàstiques de neutrins on la magnitud observada serà la polarització transversa del barió final, la qual és un exemple de magnitud que canvia de signe sota τ.

1.2 Polarització transversa induïda per interaccions a l'estat final

Veurem ara quina polarització transversa pot ésser observada, tot i essent la inversió temporal una simetria exacta, a causa de les interaccions a l'estat final, degudes al segon membre de (1.2). Continuem les notacions i la discussió de la ref. [2].

Des d'ara prendrem la següent definició de matriu T

$$S = 1 + i\,(2\pi)^4\,\delta\,(p_i - p_f)\,T$$

La unitarietat de la matriu S s'expressarà llavors

$$T_{if} - T^{\dagger}_{if} = i\,(2\pi)^4 \sum_X T_{iX}\,T^{\dagger}_{Xf}\,\delta\,(p_i - p_X) \equiv i\,a_{if} \qquad (1.3)$$

on la suma s'estén a tots els estats d'una partícula o més sobre la capa màssica corresponent. El terme a_{if} és conegut amb el nom de part absortiva de l'amplitud T_{if} del procés. Com ja hem vist, els efectes d'interacció a l'estat final, i en particular la polarització transversa, depenen d'aquesta part absortiva. Veurem ara explícitament aquesta dependència.

Ja hem vist que, si la inversió temporal és una simetria exacta, es compleix la igualtat

$$|T_{if}|^2 = |T_{\tilde{f}\tilde{i}}|^2$$

Però un senzill càlcul demostra que es compleix també la igualtat següent

$$|T_{if}|^2 - |T_{\tilde{i}\tilde{f}}|^2 = 2\,\mathrm{Im}\,(T_{if}\,a_{fi}) - |a_{if}|^2 \qquad (1.4)$$

S'anomenen efectes τ-asimètrics els observables proporcionals al primer membre de la darrera igualtat, la qual expressa, així, la dependència dels efectes τ-asimètrics respecte a la part absortiva.

Un exemple d'efecte τ-asimètric és la polarització transversa d'una de les partícules finals (o inicials) d'una reacció "de dos cossos" ab $\to$ cd, definida com

$$P_T = \frac{N^{\uparrow} - N^{\downarrow}}{N^{\uparrow} + N^{\downarrow}}$$

on $N^{\uparrow}$ ($N^{\downarrow}$) és el nombre d'esdeveniments en els quals la partícula analitzada resta polaritzada segons la direcció (direcció contrària) de la normal al pla de la reacció, i que corresponen a la configuració de la fig. 1a (1b). La fig. 1c representa el procés de la fig. 1a havent invertit spins i trimoments, i podem notar que és igual que la fig. 1b llevat d'una rotació d'angle π.

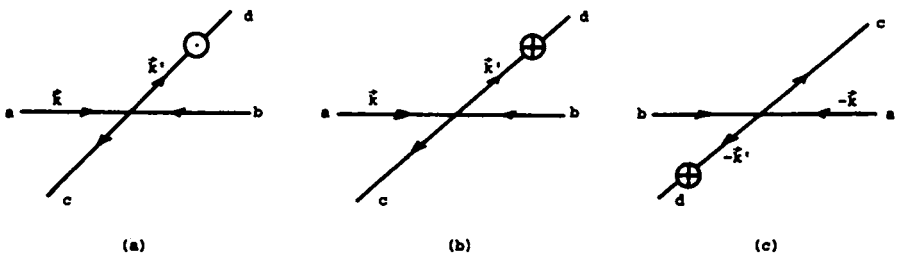

Fig. 1. Configuracions corresponents al procés ab → cd amb la partícula c polaritzada "cap amunt" (a) o "cap avall" (b). La fig. c representa el procés $\bar{a}\bar{b} \to \bar{c}\bar{d}$.

Així doncs tenim que

$$N^{\uparrow} \propto |T_{if}|^2$$
$$N^{\downarrow} \propto |T_{\bar{i}\bar{f}}|^2$$

i, per tant, utilitzant la igualtat (1.4) tenim

$$P_T = \frac{2\,\mathrm{Im}\,(T_{if}\,a_{fi}) - |a_{if}|^2}{2\,|T_{if}|^2 - 2\,\mathrm{Im}\,(T_{if}\,a_{fi}) + |a_{if}|^2} \tag{1.5}$$

1.3 Aplicació al cas de les reaccions quasi-elàstiques de neutrins

Estem interessats en els processos

$$\nu n \to \mu^- p \tag{1.6a}$$
$$\bar{\nu} p \to \mu^+ n \tag{1.6b}$$
$$\bar{\nu} p \to \mu^+ \Lambda \tag{1.6c}$$
$$\bar{\nu} p \to \mu^+ \Sigma^0 \tag{1.6d}$$

Si descomponem la matriu T del procés en tres parts corresponents

a les interaccions fortes, electromagnètiques i febles

$$T = T^{(frt.)} + T^{(em.)} + T^{(fbl.)}$$

i tenim en compte que les partícules inicials només poden interactuar feblement i les finals electromagnèticament i feblement, la part absortiva que correspon a l'amplitud del procés estarà dominada pel diagrama de la fig. 2.

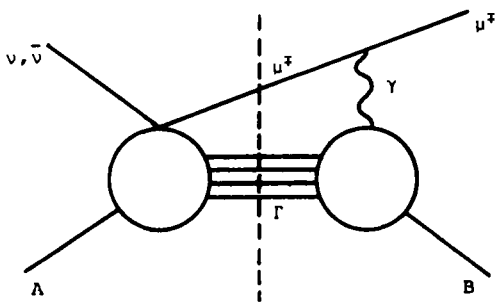

Fig. 2. Contribució principal a la part absortiva a_{if} de l'amplitud del procés $\nu A \to \mu B$.

L'ordre de magnitud d'aquesta part absortiva és $G\alpha$ (G: Constant de Fermi, α: Constant d'estructura fina), mentre que l'amplitud és de l'ordre de G. Així, la igualtat (1.5) pot ésser escrita en aquest cas

$$P_T = \frac{\mathrm{Im}\,(T^{\uparrow}_{if}\, a^{\uparrow}_{fi})}{|T^{\uparrow}_{if}|^2} + O(\alpha^2)$$

on el símbol ↑ indica que les amplituds corresponen a la transició de la fig. la, en la qual la partícula analitzada és polaritzada en la direcció de la normal al pla de la reacció.

Observem que, a causa de la definició de P_T, tenim

$$P_T = -\frac{\mathrm{Im}\,(T^{\downarrow}_{if}\, a^{\downarrow}_{fi})}{|T^{\downarrow}_{if}|^2} + O(\alpha^2)$$

i, per tant

$$P_T = \frac{\mathrm{Im}\,(T^{\uparrow}_{if}\, a^{\uparrow}_{fi} - T^{\downarrow}_{if}\, a^{\downarrow}_{fi})}{|T^{\uparrow}_{if}|^2 + |T^{\downarrow}_{if}|^2} + O(\alpha^2) \qquad (1.7)$$

1.4 Cinemàtica i notacions

El procés considerat és

$$\nu / \bar{\nu}\,(k) + A\,(p, \lambda) \rightarrow \mu^{\mp}\,(k', \sigma') + B\,(p', \lambda')$$

on k, p, k' i p' són els quadrimoments de les quatre partícules, i λ, σ' i λ' són les polaritzacions. La partícula analitzada és B i, per tant, λ' és la polarització transversa de B, és a dir, la polarització de B segons la normal al pla de la reacció, que definim

$$s_\mu = \frac{1}{N}\,\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\,k^\nu\,k'^\rho\,p^\sigma$$

Els quadrats de les masses de les partícules són

$$k^2 = 0 \quad , \quad p^2 = M_A^2 \quad , \quad k'^2 = m^2 \quad , \quad p'^2 = M_B^2$$

Definim el quadrimoment transferit

$$q^\mu = k^\mu - k'^\mu$$

i també els invariants

$$s = (p + k)^2 \quad , \quad t = q^2$$

En tot el treball negligirem m^2 davant s. Dins aquesta aproximació, la relació entre t i l'angle de dispersió θ en el sistema "centre de masses" és

$$t = \frac{(s - M_A^2)\,(s - M_B^2)}{2s}\,(\cos\theta - 1)$$

És, també, interessant de considerar les reaccions intermèdies:

$$\nu / \bar{\nu}\,(k) + A\,(p, \lambda) \rightarrow \mu^{\mp}\,(\ell, \sigma_i) + \Gamma$$

$$\mu^{\pm}\,(k', \sigma') + B\,(p', \lambda') \rightarrow \mu^{\pm}\,(\ell, \sigma_i) + \Gamma$$

a les quals corresponen sengles quadrimoments transferits

$$q_1 = k - \ell \quad , \quad q_2 = k' - \ell$$

i sengles transferències de moment

$$t_1 = q_1^2 \quad , \quad t_2 = q_2^2$$

relacionades amb els corresponents angles de dispersió θ_1 i θ_2 d'acord amb les expressions

$$t_1 = \frac{(s - M_A^2)(s - W^2)}{2s}(\cos\theta_1 - 1)$$

$$t_2 = \frac{(s - M_B^2)(s - W^2)}{2s}(\cos\theta_2 - 1)$$

on W és la massa del sistema hadrònic Γ. Els eixos de coordenades en el sistema "centre de masses" que utilitzarem són els de la fig. 3.

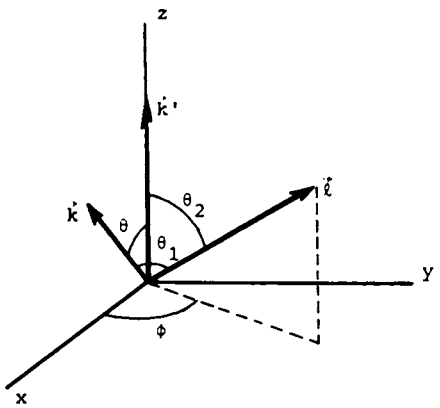

Fig. 3. Sistema d'eixos de coordenades al "centre de masses".

Així doncs, la igualtat (1.7) es pot escriure

$$P_T(s,t) = \frac{\operatorname{Im} \sum_{\lambda\sigma'} \left\{ T_{\lambda\sigma'\uparrow}(s,t)\, a_{\sigma'\uparrow\lambda}(s,t) - T_{\lambda\sigma'\downarrow}(s,t)\, a_{\sigma'\downarrow\lambda}(s,t) \right\}}{\sum_{\lambda\sigma'\lambda'} |T_{\lambda\sigma'\lambda'}(s,t)|^2} \tag{1.8}$$

Notem que la magnitud en la qual estem interessats és P_T (s,t) i per a calcular-la cal conèixer la part absortiva $a_{\sigma'\lambda'\lambda}(s,t)$. Malauradament, només coneixem la contribució elàstica d'aquesta. La contribució inelàstica no ès coneguda exactament, però és sotmesa a condicions de positivitat que ens permetran d'obtenir una cota superior de P_T (s, t).

2. CONTRIBUCIÓ INTERMÈDIA ELÀSTICA

2.1 Contribució elàstica de la part absortiva

La part absortiva $a_{\sigma'\lambda'\lambda}$ (s, t), definida per l'expressió (1.3) i que apareix a l'expressió (1.8) de la polarització transversa induïda per les interaccions a l'estat final, consta d'una suma de termes que corresponen als diferents estats intermedis. Les amplituds i fases involucrades en aquesta suma no són conegudes. Malgrat això, podem descompondre aquesta suma en dos sumands: un que consti únicament de l'estat intermedi elàstic, i l'altre que inclogui tots els altres estats intermedis (inelàstics). Així tindrem.

$$a_{\sigma'\lambda'\lambda}(s, t) = a^{(el.)}_{\sigma'\lambda'\lambda}(s, t) + a^{(in.)}_{\sigma'\lambda'\lambda}(s, t) \qquad (2.1)$$

El primer sumand (contribució elàstica) pot ésser calculat exactament. El diagrama d'aquest és representat a la fig. 4, en la qual el sistema hadrònic intermedi Γ es redueix al barió B *.

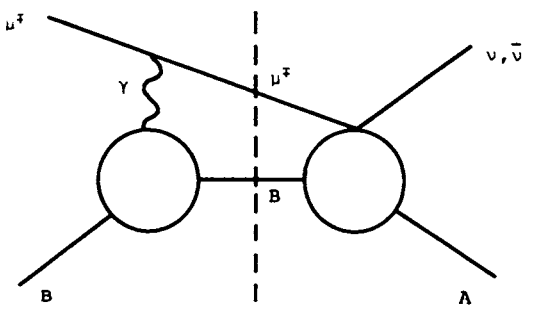

Fig. 4. Contribució intermèdia elàstica a la part absortiva a_{fi}.

Aquesta contribució intermèdia elàstica por ésser calculada en funció dels factors de forma electromagnètics i febles que descriuen els vèrtexs hadrònics del diagrama de la fig. 4.

* En els processos (1.6c-d) l'estat intermedi elàstic pot consistir en els barions Λ o Σ^0 indistintament.

2.2 Fenomenologia dels factors de forma

El vèrtex electromagnètic del diagrama de la fig. 4 és descrit per dos factors de forma $G_E^B(t_2)$ i $G_M^B(t_2)$ que inclouen tots els efectes virtuals d'interacció forta que hi tenen lloc.

La dependència en t_2 d'aquests factors de forma només és coneguda pel protó i pel neutró i s'ajusta a la següent expressió dipolar [3]:

$$G_{E,M}(t_2) = G_{E,M}(0) / (1 - t_2 / 0.71\ \mathrm{GeV}^2)^2$$

que suposarem vàlida per als altres barions. La normalització és

$$G_E^B(0) = Q_B \quad , \quad G_M^B(0) = Q_B + \mu_B$$

on Q_B i μ_B són la càrrega i el moment magnètic anòmal respectivament del barió B. Les càrregues són evidentment conegudes, però els moments magnètics anòmals només ho són en alguns casos, i en els altres usarem les prediccions del model SU (3) (vegeu ref. [4])

$$\mu_p = 1.7928456 \pm .0000011 \qquad \text{(exper. [5])}$$

$$\mu_n = -1.913148 \pm .000066 \qquad \text{(exper. [5])}$$

$$\mu_\Lambda = -0.67 \pm .06 \qquad \text{(exper. [5])}$$

$$\mu_{\Sigma^\circ} = -\mu_n / 2 \qquad \text{(SU(3))}$$

$$\mu_{\Lambda\Sigma} = 1.82 \,{}^{+.25}_{-.18} \qquad \text{(exper. [6])}$$

El vèrtex feble resta descrit per sis factors de forma $F_{V1}^{AB}(t_1)$, $F_{V2}^{AB}(t_1)$, $F_{V3}^{AB}(t_1)$, $F_A^{AB}(t_1)$, $F_{A3}^{AB}(t_1)$ i $F_p^{AB}(t_1)$ (la notació és de la ref. [7]). El model de Cabibbo [8] ens relaciona els tres primers factors de forma ("vectorials") amb els electromagnètics, i ens dóna les igualtats

$$F_{V1,2}^{np}(t_1) = \cos\theta_C \,(F_{1,2}^p(t_1) - F_{1,2}^n(t_1))$$

$$F_{V1,2}^{p\Lambda}(t_1) = -\sin\theta_C \, F_{1,2}^p(t_1)\sqrt{3/2} \tag{2.2}$$

$$F_{V1,2}^{p\Sigma^\circ}(t_1) = -\sin\theta_C \,(F_{1,2}^p(t_1) + 2\,F_{1,2}^n(t_1))/\sqrt{2}$$

on θ_C és l' "angle de Cabibbo", $F_1^{p,n}$ és el factor de forma electromagnètic de Dirac i $F_2^{p,n}$ és el factor de forma electromagnètic de Pauli, els quals es-

tan relacionats amb els $G_E^{p,n}$ i $G_M^{p,n}$. El model de Cabibbo ens dóna també

$$F_{V3}^{pn}(t_1) = F_{V3}^{p\Lambda}(t_1) = F_{V3}^{p\Sigma^0}(t_1) = 0 \tag{2.3}$$

Per als tres darrers factors de forma ("axials"), tenim:

a) Els factors F_A (0) es coneixen de les desintegracions beta

$$\begin{aligned} F_A^{pn}(0) &= -1.250 \pm .009 && \text{(exper. [5])} \\ F_A^{p\Lambda}(0) &= -0.66 \pm .05 && \text{(exper. [5])} \\ F_A^{p\Sigma^0}(0) &= -0.32 && \text{(teòric [9])} \end{aligned} \tag{2.4}$$

La dependència en t_1 d'aquest factor no és ben coneguda. No obstant això, les mesures són compatibles amb una dependència del tipus

$$F_A(t) = F_A(0) / (1 - t_1/(0.95\ \text{GeV})^2)^2 \tag{2.5}$$

per al factor de forma $F_A^{np}(t_1)$, i que suposarem vàlida per als $F_A^{p\Lambda}(t_1)$ i $F_A^{p\Sigma^0}(t_1)$.

b) Els factors de forma F_{A3} són nuls si suposem exacte el model de Cabibbo i hom accepta la hipòtesi de no existència de corrents de segona classe.

c) Els factors de forma F_p poden ésser ignorats pel fet que llur contribució al càlcul que ens interessa és de l'ordre de $m^2/s \ll 1$.

Així doncs, només ens resten dos factors de forma electromagnètics i tres de febles (dos de "vectorials" i un d'"axial").

2.3 Polarització transversa induïda per la contribució elàstica

El diagrama de la fig. 4 pot ésser calculat en funció dels factors de forma electromagnètics i febles que hem descrit i el seu valor por ésser substituït a l'expressió (1.8), que ens dóna, així, la contribució de l'estat intermedi elàstic de la part absortiva a la polarització.

Els resultats numèrics, obtinguts després d'un llarg càlcul, són presentats a la fig. 5, on és representada la polarització transversa en % com a funció de l'angle de dispersió en el sistema "centre de masses" per a diferents valors de l'energia del neutrí incident en el sistema "laboratori", que s'indiquen en GeV. Les expressions analítiques poden ésser trobades a la ref. [10].

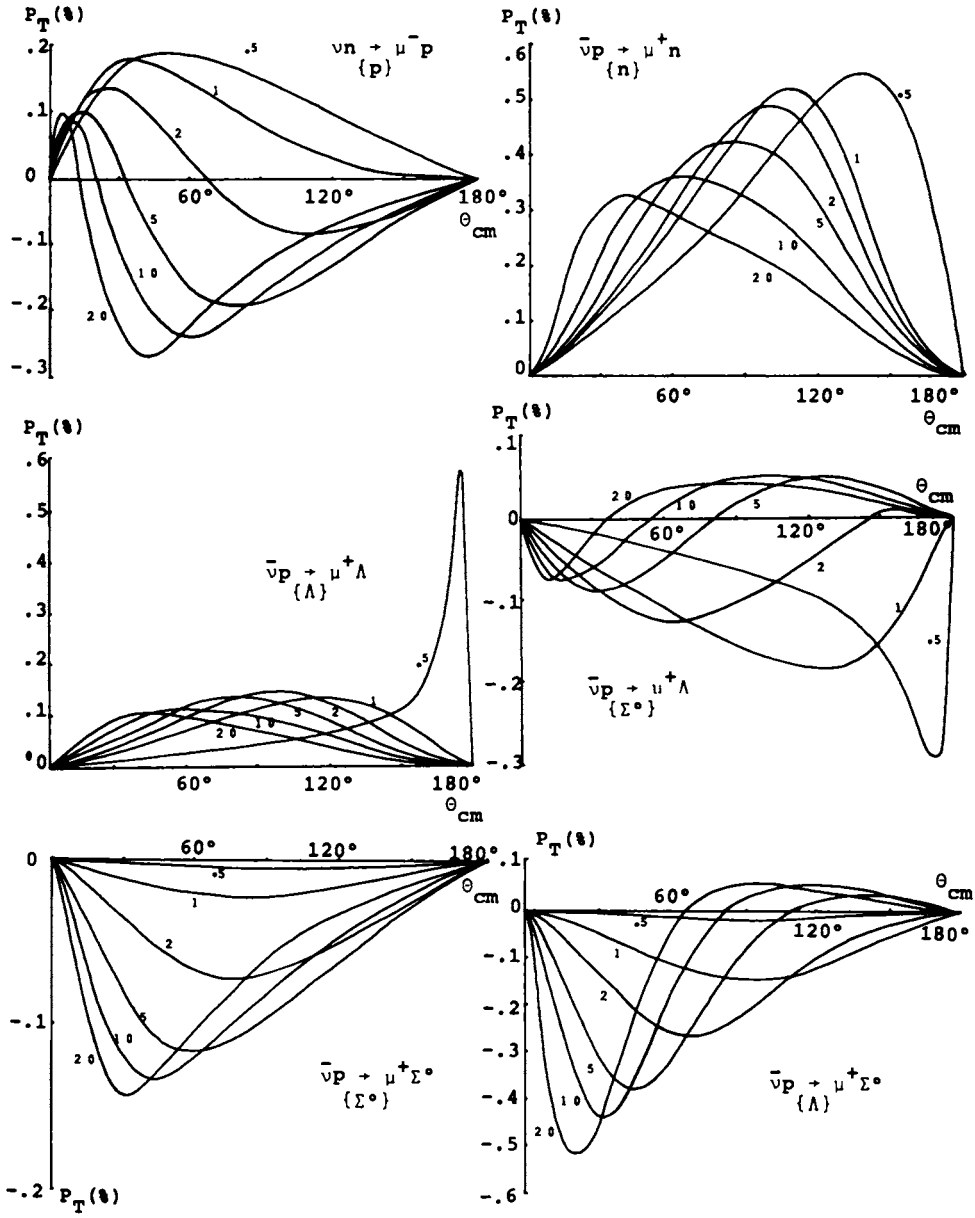

Fig. 5. Contribució intermèdia elàstica a la polarització transversa (en %) com a funció de l'angle de dispersió al "centre de masses", θ_{cm}, per a diferents valors de l'energia del neutrí incident al "laboratori" que s'indiquen en GeV. L'estat intermedi considerat es indicat sota les reaccions.

3. COTA DEDUÏDA DE LA DESIGUALTAT DE SCHWARZ

3.1 Deducció de la cota

A la secció anterior hem calculat la contribució del primer sumand (elàstic) de l'expressió (2.1) a la polarització transversa (1.8). La contribució del segon sumand (inelàstic) de (2.1) no pot ésser calculada exactament, com ja hem indicat anteriorment, i en aquesta secció calcularem una cota superior de la seva contribució a (1.8) usant la desigualtat de Schwarz.

L'expressió (1.8) de la polarització transversa induïda pot ésser escrita també

$$P_T^{(in.)}(s,t) = \frac{\mathrm{Im} \sum_{\lambda\sigma'\lambda'} \left\{(-1)^{1/2-\lambda'} T_{\lambda\sigma'\lambda'}(s,t)\, a^{(in.)}_{\sigma'\lambda'\lambda}(s,t)\right\}}{\sum_{\lambda\sigma'\lambda'} |T_{\lambda\sigma'\lambda'}(s,t)|^2} \tag{3.1}$$

on només hem considerat la contribució inelàstica, que és la que ens interessa.

El valor absolut de l'expressió (3.1) pot ésser acotat superiorment de la forma següent

$$|P_T^{(in.)}(s,t)| \leqslant \frac{\sum_{\lambda\sigma'\lambda'} |T_{\lambda\sigma'\lambda'}\, a_{\sigma'\lambda'\lambda}|}{\sum_{\lambda\sigma'\lambda'} |T_{\lambda\sigma'\lambda'}|^2} \leqslant$$

$$\leqslant \frac{\pi}{4s} \int_{(M_B+m_\pi)^2}^{s} dW^2 (s-W^2) \int d(\cos\theta_2)\, d\varphi \;\times$$

$$\times \left| \frac{\sum_{\lambda\sigma'\lambda'} T_{\lambda\sigma'\lambda'} \left\{\sum_{\Gamma} T_{\sigma'\lambda'}(\mu B \to \mu\Gamma)\, \overline{T}_{\lambda}(\nu A \to \mu\Gamma)\right\}}{\sum_{\lambda\sigma'\lambda'} |T_{\lambda\sigma'\lambda'}|^2} \right| \tag{3.2}$$

L'integrand de (3.2) pot ésser acotat usant la desigualtat de Schwarz* successivament a la suma en Γ i a la suma en $\lambda\ \sigma'\ \lambda'$. Fent això arribem a

* Per desigualtat de Schwarz entenem $|\sum_i a_i \bar{b}_i| \leqslant \left\{\sum_j |a_j|^2 \sum_k |b_k|^2\right\}^{1/2}$

$$|P_T^{(in.)}| < \frac{\pi}{4s} \int_{(M_B+m_\pi)^2}^{s} dW^2 \quad (s - W^2) \int d(\cos\theta^2)\, d\phi \;\times$$

$$\times \left\{ \frac{\sum_{\sigma'\lambda'\Gamma} |T_{\sigma'\lambda'}(\mu B \to \mu\Gamma)|^2 \sum_{\lambda\Gamma} |T_\lambda(\nu A \to \mu\Gamma)|^2}{\sum_{\lambda\sigma'\lambda'} |T_{\lambda\sigma'\lambda'}(\nu A \to \mu B)|^2} \right\}^{1/2}$$

Els mòduls al quadrat de les amplituds poden ésser escrits en funció de les seccions eficaces corresponents, i ens queda així

$$|P_T^{(in.)}| < \int_{(M_B+m_\pi)^2}^{s} dW^2 \int_{M\,in\,t_2}^{0} dt_2 \int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{2\pi} \;\times$$

$$\times \left\{ \frac{\dfrac{d\sigma(\mu B \to \mu\Gamma)}{dt_2\, dW^2} \cdot \dfrac{d\sigma(\nu A \to \mu\Gamma)}{dt_1\, dW^2}}{\pi \dfrac{d\sigma(\nu A \to \mu B)}{dt}} \right\}^{1/2} \tag{3.3}$$

Aquesta darrera expressió ens dóna una cota superior de la contribució inelàstica a la polarització transversa en funció de seccions eficaces dels processos inclusius $\nu\ A \to \mu\ \Gamma$ i $\mu\ B \to \mu\ \Gamma$, dels quals tenim coneixament experimental.

3.2 Càlcul de la cota

Per a calcular la cota (3.3) per als diferents processos (1.6) necessitem les dades experimentals sobre les seccions eficaces de l'expressió (3.3).

La secció eficaç quasi-elàstica del denominador pot ésser escrita explícitament en termes dels factors de forma febles que són en part coneguts i en part fixats pel model de Cabibbo d'acord amb la discussió feta a la secció 2.2, expressions (2.2-5).

La secció eficaç del procés inclusiu νA ens és donada per les dades experimentals sobre νN i $\bar{\nu} p$ [11, 12].

La secció eficaç del procés inclusiu μB només és coneguda experimentalment quan B és un protó o un neutró, i els seus valors els obtenim de les dades experimentals sobre els processos *ep* i *en*. Usarem l'ajust donat a les ref. [13, 14].

Quan B és un Λ o un Σ° no disposem de valors experimentals. No obstant això, podem donar raons teòriques segons les quals es compleix la desigualtat

$$\sigma(\mu\Lambda) \quad , \quad \sigma(\mu\Sigma^\circ) \leqslant \sigma(\mu n) \tag{3.4}$$

Com que només estem interessats en una cota superior, la desigualtat (3.4) ens permet d'acotar l'expressió (3.3).

Tenim dues justificacions per a la desigualtat (3.4), vàlides a baixa energia i a alta energia, respectivament.

Notem que l'única diferència existent entre les seccions eficaces (3.4) és al vèrtex hadrònic que és governat per la part absortiva d'amplituds Compton "cap endavant" de fotons virtuals sobre Λ , Σ° o neutrons respectivament, i que a baixa energia estan dominades per la producció de ressonàncies

$$\sigma(\gamma\Lambda) \sim \sigma(\gamma\Lambda \to \Lambda, \Sigma^\circ, \Sigma^{*\circ}, \ldots)$$

$$\sigma(\gamma\Sigma^\circ) \sim \sigma(\gamma\Sigma^\circ \to \Sigma^\circ, \Lambda, \Sigma^{*\circ}, \ldots)$$

$$\sigma(\gamma n) \sim \sigma(\gamma n \to n, \Delta^\circ, \ldots)$$

En el límit on la simetria SU (3) és exacta podem avaluar aquestes seccions eficaces de fotoproducció de ressonàncies en termes dels acoblaments electromagnètics "fotó-barió", i obtenim sempre

$$\sigma(\gamma\Lambda \to \text{Res.}) \quad , \quad \sigma(\gamma\Sigma^\circ \to \text{Res.}) \leqslant \sigma(\gamma n \to \text{Res.})$$

A alta energia les seccions eficaces de fotoproducció es poden descriure per l'intercanvi de trajectòries de Regge al canal t (Pomeró, f i A_2 en el cas del neutró, i Pomeró, f i f' en els casos del Λ i del Σ°). Aquestes contribucions poden ésser estimades, també, usant les prediccions de la simetria SU (3) per als acoblaments, i obtenim

$$\sigma(\gamma\Lambda) \propto P + (5F - 10D/3)(s/s_0)^{-1/2} + (F + D/3)(s/s_0)^{-1}$$

$$\sigma(\gamma\Sigma^\circ) \propto P + 5F(s/s_0)^{-1/2} + (F - D)(s/s_0)^{-1}$$

$$\sigma(\gamma n) \propto P + (6F - 4D)(s/s_0)^{-1/2}$$

Tenim alguna evidència experimental dels paràmetres F i D obtinguda de les seccions eficaces de fotoproducció sobre protons i neutrons [15-17]. Aquestes dades són compatibles amb D = 0 (acoblament F pur). Això ens porta a la relació (3.4).

Amb aquestes dades podem calcular la cota (3.3) per als processos (1.6). Les integrals han estat realitzades numèricament i els resultats es mostren a la fig. 6, on representem les corbes de nivell de la cota (en %) al pla cinemàtic $E_\nu - t$.

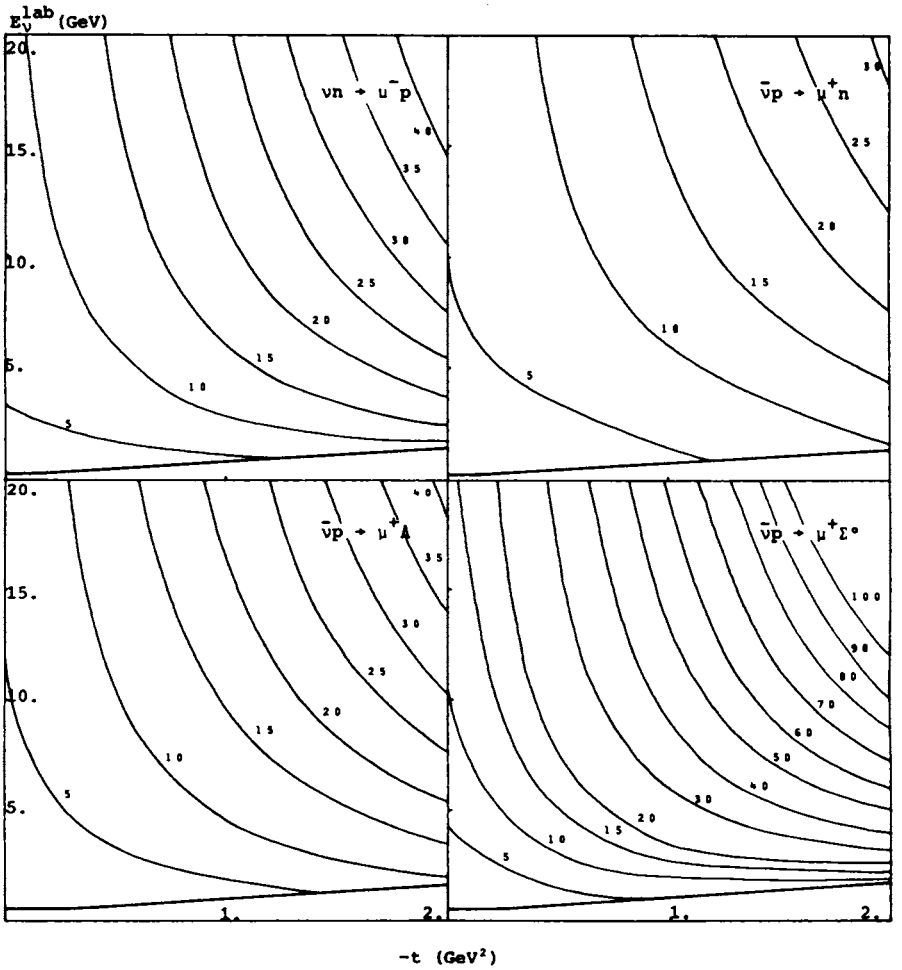

Fig. 6. Corbes de nivell (en %) de les cotes deduïdes de la desigualtat de Schwarz, representades al pla E_ν^{lab} (en GeV) – t (en GeV^2).

4. COTA DEDUÏDA DE LES CONDICIONS DE POSITIVITAT

4.1 L'amplitud Compton de dos canals

A la secció 3 hem calculat una cota a la polarització transversa induïda per la contribució inelàstica de la part absortiva usant la desigualtat de Schwarz. No obstant això, la cota pot ésser millorada, pel fet que la nostra ignorància sobre la part absortiva $a_{\sigma'\lambda'\lambda}$ es limita a la part hadrònica, mentre que la part leptònica és ben coneguda.

Concretament, la part absortiva $a_{\sigma'\lambda'\lambda}$ pot ésser escrita

$$a_{\sigma'\lambda'\lambda} \propto \bar{U}(k', \sigma')\, \gamma^{\mu}\, (\not{k} + m)\, \gamma^{\nu}\, (1 - \gamma_5)\, U(k) \\ W^{(em,fb)}_{\mu\nu}(B, p', \lambda'; A, p, \lambda) \tag{4.1}$$

on el darrer tensor és, per definició,

$$W^{(em,fb)}_{\mu\nu}(B, p', \lambda'; A, p, \lambda) \equiv (2\pi)^4\, \delta(p + q_1 - p_\Gamma) \times \\ \times \sum_{\Gamma} \langle A, p, \lambda | J^{(fb)}_{\nu}(0) | \Gamma \rangle \langle \Gamma | J^{(em)}_{\mu}(0) | B, p', \lambda' \rangle \tag{4.2}$$

Aquest tensor representa la part hadrònica (desconeguda) de la part absortiva i no és sinó la part absortiva d'una amplitud Compton "de dos canals i no cap endavant" [18] que representem a la fig. 7.

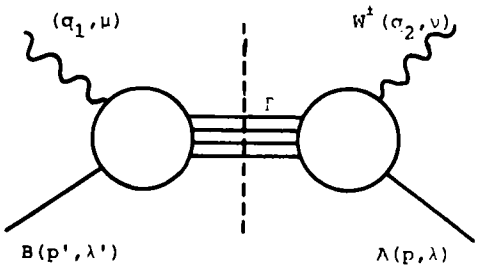

Fig. 7. Part absortiva de l'amplitud Compton "de dos canals i no cap endavant" corresponent al tensor (4.2).

El tensor (4.2) té quatre índexs variables, $\lambda, \lambda' = \uparrow, \downarrow$ i $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$, i pot, per tant, ésser expressat com una matriu 8×8 després d'haver fixat una base.

Aquesta matriu pot ésser considerada com una submatriu del tensor més general:

$$\left(\begin{array}{c|c} W_{\mu\nu}^{(em,em)}(B,p',\lambda';B,p',\lambda) & W_{\mu\nu}^{(em,fb)}(B,p',\lambda';A,p,\lambda) \\ \hline W_{\mu\nu}^{(fb,em)}(A,p,\lambda';B,p',\lambda) & W_{\mu\nu}^{(fb,fb)}(A,p,\lambda';A,p,\lambda) \end{array}\right) \tag{4.3}$$

on cada submatriu correspon a un tensor definit d'una manera similar a l'expressió (4.2). Notem que el tensor que ens interessa i que desconeixem (4.2) correspon a la "caixa" superior-dreta de la matriu (4.3).

Per a especificar completament l'estat $|A, p, \lambda >$ cal definir una tètrada associada a p, $n^{(\alpha)}$, de la manera següent:

$$n^{(0)} = p / M_A \quad , \quad n^{(\alpha)} \cdot n^{(\beta)} = g_{\alpha\beta} \tag{4.4}$$

El nombre λ és llavors la projecció del spin sobre la direcció $n^{(3)}$. Les direccions de $n^{(1)}$ i $n^{(2)}$ només tenen influència sobre la fase de $|A, p, \lambda >$.

Similarment, hem de definir una tètrada $n'^{(\alpha)}$ associada a p'. La relació que han de guardar ambdues tètrades és que quan $p' \to p$ s'esdevingui que $n'^{(\alpha)} \to n^{(\alpha)}$.

El tensor (4.3) és, per construcció, hermític

$$W_{\mu\nu}^{(\alpha,\beta)}(H_2, p_2, \lambda'; H_1, p_1, \lambda) = \overline{W_{\nu\mu}^{(\beta,\alpha)}(H_1, p_1, \lambda; H_2, p_2, \lambda')} \tag{4.5}$$

i semipositiu

$$\sum_{\substack{\mu,\alpha,H_2,p_2,\lambda' \\ \nu,\beta,H_1,p_1,\lambda}} W_{\mu\nu}^{(\alpha,\beta)}(H_2, p_2, \lambda'; H_1, p_1, \lambda)\, \overline{\eta^{\mu\alpha H_2 p_2 \lambda'}}\, \eta^{\nu\beta H_1 p_1 \lambda} \geqslant 0 \tag{4.6}$$

A més a més, la invariància sota inversió temporal imposa la següent restricció:

$$W_{\mu\nu}^{(em,fb)}(B, p', \lambda'; A, p, \lambda) = (-1)^{\lambda-\lambda'}\, \overline{W^{(em,fb)\mu\nu}(B, \tilde{p}', -\lambda', A, \tilde{p}, -\lambda)} \tag{4.7}$$

on $\tilde{p} = Pp$. Finalment, la invariància de les interaccions electromagnètiques sota les transformacions d'aforament imposa

$$q_2^{\mu}\, W_{\mu\nu}^{(em,fb)}(B, p', \lambda'; A, p, \lambda) = 0 \tag{4.8}$$

4.2 Les amplituds d'helicitat

Per tal de poder escriure explícitament una matriu que representi el tensor (4.3), definim, tot seguit, dos sistemes ortonormals de vectors.

$$
\begin{aligned}
\epsilon_0^\nu &= \frac{1}{E_0}\left(p^\nu - \frac{(p\cdot q_1)}{q_1^2}\, q_1^\nu\right)\\
\epsilon_1^\nu &= \frac{1}{E_1}\,\epsilon^{\nu\alpha\beta\gamma}\, p_\alpha\, q_{1\beta}\, q_{2\gamma}\\
\epsilon_2^\nu &= \frac{1}{E_2}\left(q_2^\nu - (q_2\cdot\epsilon_0)\,\epsilon_0^\nu + (q_2\cdot\epsilon_3)\,\epsilon_3^\nu\right)\\
\epsilon_3^\nu &= \frac{1}{E_3}\, q_1^\nu\\
\epsilon_0'^\mu &= \frac{1}{E_0'}\left(p'^\mu - \frac{(p'\cdot q_2)}{q_2^2}\, q_2^\mu\right)\\
\epsilon_1'^\mu &= \frac{1}{E_1'}\,\epsilon^{\mu\alpha\beta\gamma}\, p_\alpha'\, q_{2\beta}\, q_{1\gamma}\\
\epsilon_2'^\mu &= \frac{1}{E_2'}\left(q_1^\mu - (q_1\cdot\epsilon_0')\,\epsilon_0'^\mu + (q_1\cdot\epsilon_3')\,\epsilon_3'^\mu\right)\\
\epsilon_3'^\mu &= \frac{1}{E_3'}\, q_2^\mu
\end{aligned}
\tag{4.9}
$$

amb $\epsilon_a\cdot\epsilon_b = \epsilon_a'\cdot\epsilon_b' = g_{ab}$.

També definim dues tètrades associades a p i p'

$$
\begin{aligned}
n_\alpha^{(1)} &= -\,\epsilon_{1\alpha} & n_\alpha'^{(1)} &= \epsilon_{1\alpha}'\\
n_\alpha^{(2)} &= \epsilon_{2\alpha} & n_\alpha'^{(2)} &= -\,\epsilon_{2\alpha}'\\
n_\alpha^{(3)} &= \frac{1}{N_3}\left(q_{1\alpha} - \frac{(p\cdot q_1)}{M_A^2}\, p_\alpha\right) & n_\alpha'^{(3)} &= \frac{1}{N_3'}\left(q_{2\alpha} - \frac{(p'\cdot q_2)}{M_B^2}\, p_\alpha'\right)
\end{aligned}
\tag{4.10}
$$

El tensor (4.5) pot ésser escrit, llavors,

$$W_{\mu\nu}^{(\alpha,\beta)}(H_2, p_2, \lambda'; H_1, p_1, \lambda) \equiv \sum_{ab} T_{ab}^{(\alpha,\beta)}(H_2, p_2, \lambda'; H_1, p_1, \lambda)\, \epsilon'_{a\mu}\, \epsilon_{b\nu} \tag{4.11}$$

on $T_{ab}^{(\alpha,\beta)}(H_2, p_2, \lambda'; H_1, p_1, \lambda)$ és una matriu 16×16 similar a (4.3)

$$\left(\begin{array}{c|c} T_{ab}^{(em,em)}(B, p', \lambda'; B, p', \lambda) & T_{ab}^{(em,fb)}(B, p', \lambda'; A, p, \lambda) \\ \hline T_{ab}^{(fb,em)}(A, p, \lambda'; B, p', \lambda) & T_{ab}^{(fb,fb)}(A, p, \lambda'; A, p, \lambda) \end{array}\right) \tag{4.12}$$

Els seus elements depenen únicament d'invariants i s'anomenen amplituds d'helicitat pel fet que les tètrades (4.10) són d'helicitat.

La matriu (4.12) és també hermítica i semipositiva. Les dues "caixes" diagonals corresponen a amplituds Compton "d'un canal i cap endavant" que seran discutides en el punt proper.

La "caixa" superior-dreta correspon al tensor que ens interessa. Les condicions (4.7-8) imposen restriccions sobre els seus elements i fan que es pugui parametritzar en 48 amplituds reals. La "caixa" inferior-esquerra no és sinó la matriu adjunta de l'anterior.

Recordem que el nostre problema inicial quedaria resolt si coneguéssim les 48 amplituds esmentades; però, com ja hem dit, aquestes amplituds no són conegudes i no podem fer sinó utilitzar la semipositivitat de la matriu (4.12) per a acotar les 48 amplituds en termes de les amplituds de les "caixes" diagonals de les quals ens ocuparem ara.

4.3 Les amplituds Compton "cap endavant"

A les "caixes" diagonals de (4.12) tenim les matrius corresponents a amplituds Compton "d'un canal i cap endavant", electromagnètica i feble, respectivament.

La parametrització és similar a la dels tensors "no diagonals", bé que molt més simple a causa de la col·linealitat i, en el cas electromagnètic, a la invariància sota paritat.

El tensor electromagnètic pot ésser parametritzat [19] en 4 funcions d'estructura, $W_{1,2}^{em}$ i $G_{1,2}$, mentre que el tensor feble es parametritza [20] en 14 funcions d'estructura, $W_{1,..5}^{fb}$ i $X_{1,..9}$.

Experimentalment, només són conegudes $W_{1,2}^{em}$ i $W_{1,2,3}^{fb}$. Hom troba que llurs valors són compatibles amb les prediccions del model de "quark-partons" (QPM) en què hom considera que els nucleons són constituïts per

elements puntuals (partons) que interaccionen incoherentment amb el fotó o el bosó intermediari, segons el cas. Suposem també que els partons són els quarks.

Farem, ara, la hipòtesi que el model de "Quark-partons" prediu correctament els valors de les funcions d'estructura no mesurades. Això ens permet, llavors, de calcular totalment els elements de les "caixes" diagonals de (4.12).

4.4 La condició de positivitat

Com ja hem dit, la semipositivitat del tensor (4.3) implica la semipositivitat de la matriu (4.12). L'estudi detallat de la semipositivitat d'aquesta matriu dóna com a resultat [10] que les 48 amplituds desconegudes poden ésser escrites en funció de solament quatre, x, y, z i u, les quals resten, a més a més, restringides al domini:

$$x^2 + y^2 + z^2 + u^2 - (xu + yz)^2 \leqslant 1 \tag{4.13}$$

Això ens permet d'acotar l'expressió (1.8) de la polarització transversa. En efecte, la polarització transversa depèn de a_{fi}, la qual depèn del tensor (4.2) que hem parametritzat amb les amplituds x, y, z i u. L'expressió que lliga la polarització transversa i aquestes amplituds és lineal i del tipus [10]

$$\begin{aligned} P_T^{(in.)}(s,t) = & \frac{1}{\sum\limits_{\lambda\sigma'\lambda'} |T_{\lambda\sigma'\lambda'}|^2} \frac{\alpha G^2}{(2\pi)^2} \int_{(M_B+m_\pi)^2}^{s} dW^2 \, (s - W^2) \times \\ & \times \int d(\cos\theta_2)\, d\phi \frac{1}{t_2} (ax + by + cz + du) \end{aligned} \tag{4.14}$$

on els coeficients a, b, c i d són funcions de s, t, t_1, t_2 i W^2.

L'estudi de la geometria del domini de positivitat (4.13) ens permet d'acotar l'integrand de l'expressió (4.14) de la polarització, amb què obtenim com a resultat

$$\begin{aligned} |P_T^{(in.)}| \leqslant & \frac{1}{\Sigma |T|^2} \frac{\alpha G^2}{(2\pi)^2} \int_{(M_B+m_\pi)^2}^{s} dW^2 \, (s - W^2) \int d(\cos\theta_2)\, d\varphi \times \\ & \times \frac{1}{t_2} \left\{ a^2 + b^2 + c^2 + d^2 + 2\,|ad + bc| \right\}^{1/2} \end{aligned}$$

Els valors numèrics d'aquestes cotes són presentats a la fig. 8 per als diferents processos considerats.

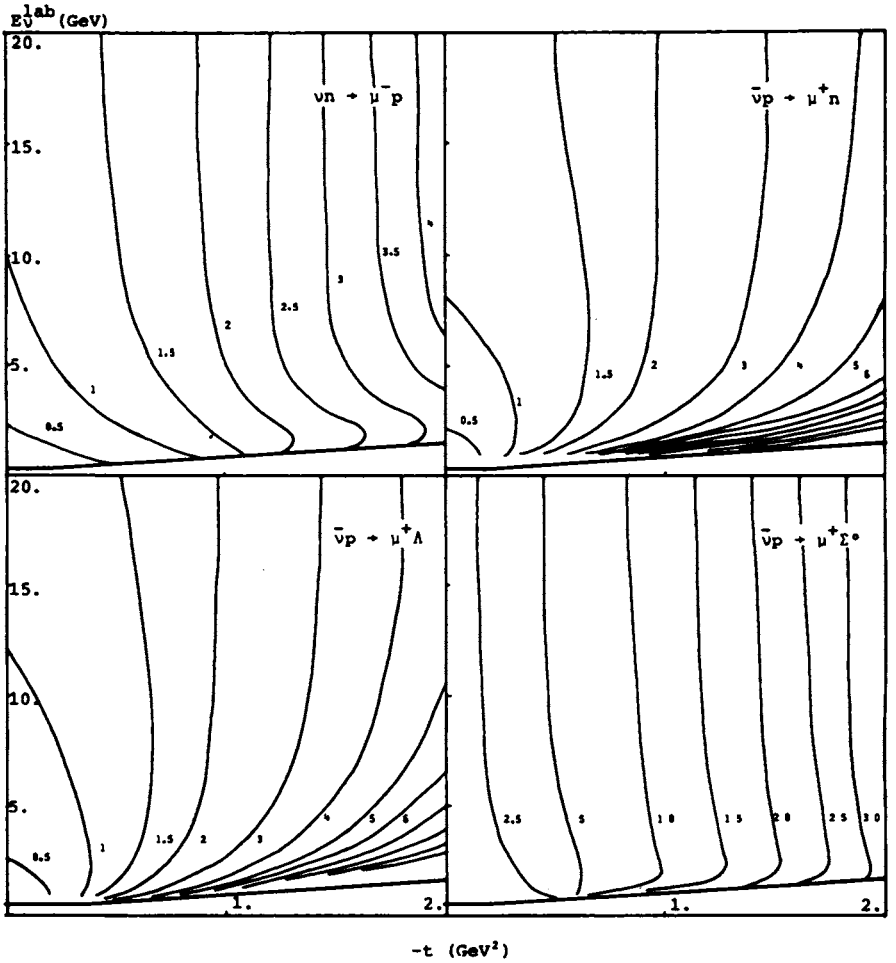

Fig. 8. Corbes de nivell (en %) de les cotes deduïdes de la positivitat, representades al pla E_ν^{lab} (en GeV) – t (en GeV^2).

5. EFECTES D'UNA POSSIBLE VIOLACIÓ DE τ

5.1 Model de Cabibbo sobre violació de τ

En aquesta secció compararem els resultats de les seccions anteriors amb els efectes d'una possible violació de τ a les interaccions febles suggerida per Cabibbo [21], tot fent la hipòtesi que els factors de forma corresponents als corrents de segona classe tenen una fase respecte als de primera classe.

Bàsicament, la idea del model és que postular l'absència de corrents de segona classe a la transició feble $n \leftrightarrow p$ és equivalent a postular la simetria de càrrega i la invariància sota inversió temporal simultàniament. La raó d'això és que la restricció que imposa la simetria de càrrega sobre els factors de forma del corrent hadrònic feble és que els associats a corrents de primera classe (F_{V1}, F_{V2}, F_A i F_p) han d'ésser reals, i els associats a corrents de segona classe (F_{V3} i F_{A3}) imaginaris, mentre que la invariància sota inversió temporal implica que tots els factors de forma han d'esser reals. Per tant, totes dues condicions alhora impliquen l'absència de corrents de segona classe.

En conseqüència, si suposem que les interaccions febles poden no ésser invariants sota inversió temporal, la simetria de càrrega permet l'existència de corrents de segona classe amb una fase de 90° respecte als de primera classe.

En el límit on la simetria SU (3) és considerada exacta, el raonament anterior pot ésser estès a qualsevol transició feble semileptònica.

El model que hem descrit té un gran interès per a les reaccions quasi-elàstiques de neutrins; la raó d'això és que la contribució d'un dels factors de forma de segona classe, el "tensorial" (F_{A3}), és proporcional a la transferència de moment entre els vèrtexs leptònic i hadrònic. L'altre factor de forma de segona classe, l'escalar (F_{V3}), pot ésser ignorat, pel fet que la seva contribució és negligible. Així doncs, aquests efectes de violació de τ són difícils d'observar a les desintegracions beta, on les transferències de moment són petites. Per contra, aquestes efectes esdevenen importants a les reaccions de neutrins a alta energia, on les transferències de moment poden ésser grans.

5.2 Estimació de l'efecte

Per fer una estimació d'aquest efecte hem pres el factor de forma "tensorial" (F_{A3}) d'igual magnitud que el factor de forma de "magnetisme

feble" (F_{V_2}) però amb una fase de 90° respecte a aquest.

L'altre factor de forma de segona classe, l'escalar (F_{V_3}), pot ésser ignorat, atès que la seva contribució és de l'ordre de m^2/s, bé que altres arguments, com és ara CVC, permeten de suposar que és nul.

Els resultats d'aquestes prediccions són presentats a la fig. 9 per a diferents energies del neutrí incident.

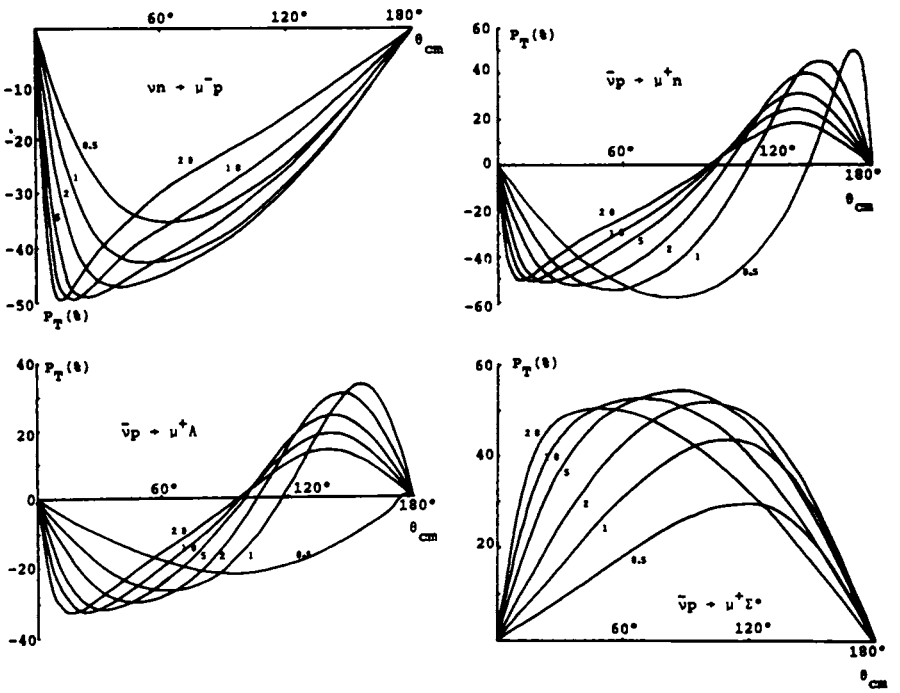

Fig. 9. Polarització transversa (en %) induïda per una possible violació intrínseca de τ com a funció de l'angle de dispersió θ_{cm} per a diferents valors de E_ν^{lab} (en GeV).

6. DISCUSSIÓ I CONCLUSIONS

Dos tipus de cotes sobre la polarització transversa induïda per interaccions a l'estat final han estat deduïts a les seccions 3 i 4.

El primer tipus ha estat obtingunt emprant la desigualtat de Schwarz entre amplituds, i l'expressió és donada per (3.3), en la deducció de la qual no hem fet cap hipòtesi sobre l'estructura d'aquestes amplituds. Així doncs, la cota obtinguda és la millor possible en absència d'altres hipòtesis i del coneixement empíric de la part dependent de spin de la part absortiva a_{if}. Per millor cota possible entenen una cota aconseguible per les dades experimentals si la física respecta únicament les hipòtesis fetes.

La fig. 6 mostra el valor de les cotes obtingudes. Podem observar que les cotes empitjoren en augmentar $|t|$. Això és degut al fet que la part absortiva a_{fi} que depèn dels invariants cinemàtics s, t, t_1, t_2 i W^2, és acotada per seccions eficaces inclusives que depenen de s, t_1, W^2 i s, t_2, W^2 respectivament, essent, per contra, independents de t. El creixement de les cotes amb $|t|$ és conseqüencia, per tant, del decreixement del denominador de (1.8).

Afortunadament, la regió cinemàtica experimentalment interessant és la de baixa transferència de moment, on la secció eficaç és important i on, també, les cotes obtingudes són millors.

Les cotes obtingudes de la positivitat del tensor hadrònic són presentades a la fig. 8, on també podem apreciar un empitjorament d'aquestes en augmentar $|t|$, la qual cosa també és conseqüència del fet que la cota calculada és independent de t, com podem veure a la matriu (4.12) on les funcions d'estructura de les "caixes" no diagonals que són funcions de W^2, t, t_1, i t_2 s'acoten amb les funcions d'estructura de les "caixes" diagonals que són funcions de W^2, t_1 i W^2, t_2 respectivament.

Podem observar que aquestes darreres cotes són millors que les obtingudes de la desigualtat de Schwarz. Aquest fet és necessàriament cert pel fet que les cotes són sempre les millors possibles d'acord amb les hipòtesis fetes en cada cas, i les que hem usat per a obtenir les cotes de la positivitat són compatibles i més restrictives que les que hem usat per a obtenir les cotes de la desigualtat de Schwarz (per exemple l'expressió (4.1) i el model de partons no se suposen necessàriament certs a la secció 3).

A les cotes esmentades hem d'afegir la contribució elàstica que ha estat calculada a la secció 2.

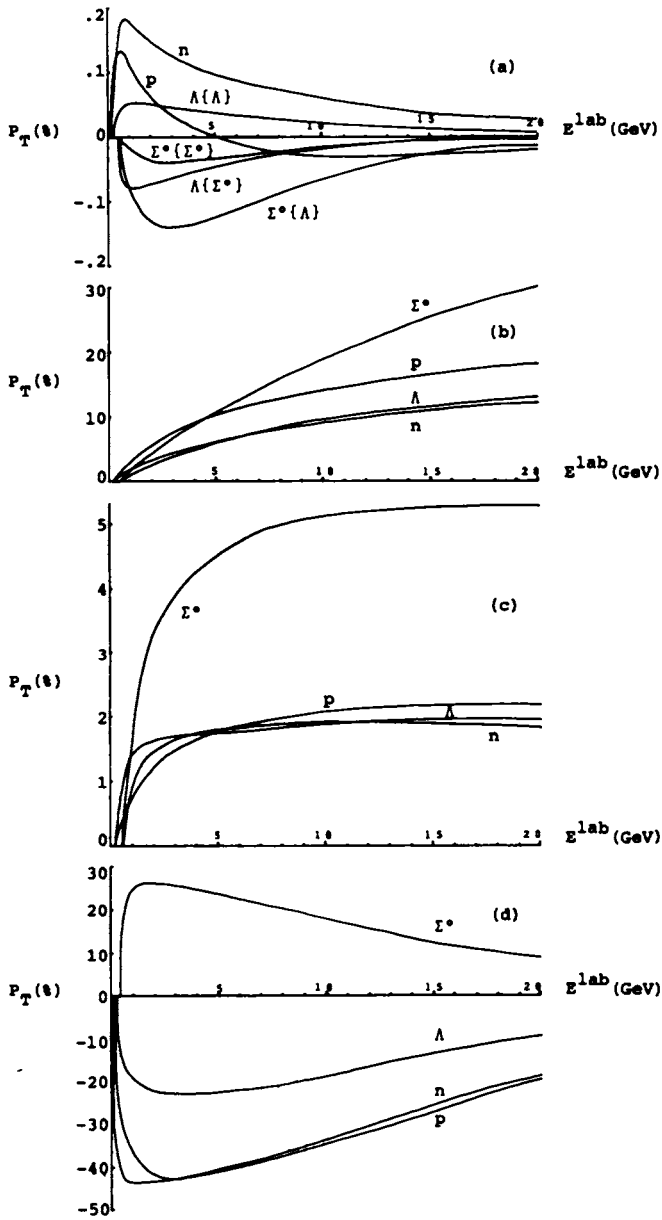

Fig. 10. Mitjanes de la polarització transversa (en %) com a funció de E_ν^{lab} (en GeV). Els processos s'identifiquen pel barió final. (a) Contribució intermèdia elàstica (entre parèntesis, l'estat intermedi considerat). (b) Cotes deduïdes de la desigualtat de Schwarz. (c) Cotes deduïdes de la positivitat. (d) Predicció de la teoria de Cabibbo sobre violació intrínseca de τ.

La fig. 10 ens mostra comparativament les mitjanes en t de les polaritzacions transverses induïdes en funció de l'energia del neutrí incident, i que definim

$$P_T(s) = \frac{1}{\sigma(s)} \int_{\mathrm{Min}\ t}^{0} P_T(s,t) \frac{d\sigma}{dt}\, dt$$

La fig. 10a ens mostra els valors de la contribució elàstica* que, com podem observar, és de l'ordre de 0,1 %. Les cotes obtingudes amb la desigualtat de Schwarz (fig. 10b) són de l'ordre de 10 – 20 %, mentre que les obtingudes de la condició de positivitat (fig. 10c) són de l'ordre de 2 – 5 %.

Aquests valors han d'ésser comparats amb els efectes d'una possible violació de τ que hem calculat a la secció 5 i que hem representat a la fig. 9. Les mitjanes es representen a la fig. 10d, on podem observar que llur ordre de magnitud és considerablement més alt que el de les cotes calculades a les energies més rellevants.

Així doncs, concloem que el mesurament de la polarització transversa del barió final a les reaccions quasi-elàstiques de neutrins considerades és un interessant test directe de la invariància de les interaccions febles sota la inversió temporal.

* Part de la fig. 10a és publicada a la ref. [22]. El nostre resultat difereix en un factor 1/4 de la fig. 2a de l'esmentada referència. No obstant això, el nostre càlcul amb modificacions trivials reprodueix exactament la fig. 7 de la ref. [2].

AGRAÏMENTS

Agraeixo a la Secció de Ciències de l'Institut d'Estudis Catalans l'impuls donat a aquest treball per mitjà de la borsa d'estudis "Societat Catalana de Ciències Físiques, Químiques i Matemàtiques".

En l'aspecte científic he d'agrair les discussions i comentaris amb els Drs. M.G. Doncel (Universitat Autònoma de Barcelona) i E. de Rafael (CNRS, Marsella), l'experiència dels quals en determinats aspectes d'aquest treball m'ha estat una gran ajuda.

Finalment, haig d'agrair també les nombroses discussions amb els membres del Departament de Física Teòrica de la Universitat Autònoma de Barcelona sobre infinitat de punts i detalls.

Bellaterra, 1976

ABSTRACT

BOUNDS ON THE APPARENT VIOLATION OF TIME REVERSAL SYMMETRY IN WEAK INTERACTIONS

From positivity properties of the absortive part of non-forward two-channel Compton amplitudes, two types of bounds are derived for the transverse polarization of the outgoing baryon in the quasi-elastic processes $\nu n \to \mu^- p$, $\bar{\nu} p \to \mu^+ n$, $\bar{\nu} p \to \mu^+ \Lambda$ and $\bar{\nu} p \to \mu^+ \Sigma^\circ$. Results indicate that measurements of this transverse polarization can be a recommended direct test of Time Reversal invariance.

REFERÈNCIES

[1] J. D. Bjorken, S. D. Drell, *Relativistic Quantum Mechanics.* (McGraw-Hill, New York, 1964).
[2] A. De Rújula, J. M. Kaplan, E. de Rafael, "Nuc. Phys.", B35 (1971) 365.
[3] M. Gourdin, "Phys. Rep.", 11C (1974) 29.
[4] M. Gourdin, *Unitary Symmetries* (North-Holland, Amsterdam, 1967).
[5] *Review of Particle Properties,* "Rev. Mod. Phys.", 48 (abril, 76) 2, II.
[6] F. Dydak i col·lab., "Nuc. Phys.", B118 (1977) 1.
[7] C. H. Llewellyn Smith, "Phys. Rep.", 3C (1972) 261.
[8] N. Cabibbo, "Phys. Rev. Lett.", 10 (1963) 531.
[9] L. M. Chounet, J. M. Gaillard, M. K. Gaillard, "Phys. Rep.", 4C (1972) 199.
[10] A. Méndez, *Tesi Doctoral,* Universitat Autònoma de Barcelona.
[11] H. Deden i col·lab., "Nuc. Phys.", B85 (1975) 269.
[12] M. Derrick i col·lab., "Phys. Rev. Lett.", 36 (1976) 936.
[13] F. W. Brasse i col·lab., "Nuc. Phys.", B39 (1972) 421.
[14] M. Kobeling i col·lab., "Nuc. Phys.", B85 (1975) 365.
[15] H. Harari, *Model for high energy photoproduction and low-Q^2 electroproduction,* dins "Proc. Int. Symp. electron and photon interac. at high energies", Cornell Univ., ed. N. B. Mistry, Ithaca, N. Y., 1971.
[16] G. Wolf, *Compton scattering, vector meson production and other photon induced reactions,* dins "Proc. Int. Symp. electron and photon interac. at high energies", Cornell Univ., ed. N. B. Mistry, Ithaca, N. Y., 1971.
[17] E. Gabatuler, *Total cross sections,* dins "Proc. Int. Symp. electron and photon interac. at high energ.", Bonn, 1973, ed. H. Rollnik i W. Pfeil (North-Holland, Amsterdam, 1974).
[18] A. De Rújula, E. de Rafael, "Ann. of Phys.", 78 (1973) 132.
[19] M. G. Doncel, E. de Rafael, "Nuovo Cim.", 4A (1971) 363.
[20] M. Gourdin, "Nuc. Phys.", B45 (1972) 461.
[21] N. Cabibbo, "Phys. Lett.", 12 (1964) 137.
[22] A. De Rújula, E. de Rafael, "Phys. Lett.", 32B (1970) 495.

TAULA

Introducció 7
1. La polarització transversa induïda per les interaccions a l'estat final. 9
2. Contribució intermèdia elàstica. 17
3. Cota deduïda de la desigualtat de Schwarz 21
4. Cota deduïda de les condicions de positivitat. 25
5. Efectes d'una possible violació de τ 31
6. Discussió i conclusions 33

Agraïments 37

Abstract 39

Referències 41

ACABAT D'IMPRIMIR
A ROMARGRAF, S.A.
DE L'HOSPITALET DE LLOBREGAT,
EL DIA 15 DE MARÇ DE 1984

INSTITVT D'ESTVDIS CATALANS
BARCELONA