

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 41 (1968)
Heft: 3

Artikel: La diffusion baryon-baryon en avant et en arrière dans un modèle de $S(U(3) \times U(3))$
Autor: Ruegg, H. / Oberholzer, J.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-113890>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 25.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

La diffusion baryon-baryon en avant et en arrière dans un modèle de $S(U(3) \otimes U(3))$

par **H. Ruegg** et **J. Oberholzer**

Institut de Physique Théorique Université de Genève

(9 XI 67)

Summary. We give predictions due to the symmetry $S(U(3) \otimes U(3))$ applied to collinear (backward and forward) scattering of two octets of spin-1/2 baryons. This group is the smallest one which combines $SU(3)$ and spin and which commutes with the Lorentz-transformations along a given direction. The model distinguishes between the different polarizations of the particles and the experimental test of the relations established here implies therefore the need for polarized beam and target.

Introduction

Nous traitons la diffusion $BB \rightarrow BB$ en avant et en arrière dans le cadre de $SU(6)$, où B est l'octet des baryons. La symétrie de $SU(6)$ n'est cependant valable que pour des systèmes en repos, et si l'on veut l'appliquer à des particules en mouvement, elle entre en général en conflit avec l'invariance relativiste. Cette difficulté peut être surmontée, si on se limite à des processus colinéaires, comme dans le cas traité. On trouve que le sous-groupe $S(U(3) \otimes U(3))$ de $SU(6)$ est compatible, pour ce cas particulier, avec la relativité. Les générateurs

$$\lambda_i \otimes \left(\frac{I \pm \sigma_3}{2} \right) \quad \lambda_i = \text{matrices de Gell-Mann}$$

$$I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

commutent avec les transformations de Lorentz dans la direction considérée, choisie selon l'axe 3.

RUEGG et VOLKOV ont développé ce modèle pour la diffusion meson-baryon [1]. WINTERNITZ et MAKAROV [4] l'ont appliqué également à la diffusion baryon-baryon, mais leurs résultats diffèrent des nôtres. Pour le traitement des amplitudes de $SU(3)$ nous utilisons les notations du papier de FREUD, RUEGG, SPEISER et MORALES [2] et RUEGG [3].

1. Dans l'espace de spin, l'amplitude de diffusion pour des processus $12 \rightarrow 34$ colinéaires, c. à. d. pour $\vartheta = 0, \pi$, est composée de trois amplitudes indépendantes seulement, en vertu de l'invariance sous la parité P . Ceci implique l'absence de tran-

sitions singlet-triplet et triplet-singlet, même si tous les quatre baryons sont différents. Nous écrivons [4]

$$M = \frac{1}{2} (A + B) + \frac{1}{2} (A - B - C) (\sigma_1 \mathbf{k}) (\sigma_2 \mathbf{k}) + \frac{1}{2} C (\sigma_1 \sigma_2) \quad (1)$$

\mathbf{k} quantité de mouvement dans le système de centre de masse

σ_1, σ_2 agissant entre les particules 1 et 3, 2 et 4 respectivement.

Les trois amplitudes A , B et C sont choisies de façon à décrire les processus

$$A: \uparrow\uparrow \rightarrow \uparrow\uparrow \quad B: \uparrow\downarrow \rightarrow \uparrow\downarrow \quad C: \uparrow\downarrow \rightarrow \downarrow\uparrow \quad (2)$$

où les flèches indiquent les deux orientations du spin. Elles se composent chacune individuellement d'un certain nombre d'amplitudes invariantes de SU(3).

2. La diffusion de deux octets de SU(3) produisant deux octets est décrite, dans le cas général, par huit amplitudes [2, 3].

$$A_1, A_{10}, A_{\overline{10}}, A_{27}, A_{ss}, A_{aa}, A_{as}, A_{sa}$$

qui décrivent les transitions possibles entre les différents multiplets de la décomposition de Clebsch-Gordan

$$8 \otimes 8 = 1 \otimes 10 \otimes \overline{10} \otimes 27 \otimes 8_a \otimes 8_s.$$

Les indices s et a se réfèrent à la partie «symétrique» ou «antisymétrique» sous l'échange des nombres quantiques I (isopin total), I_3 (3 composante de l'isospin) et Y (hypercharge) des deux particules.

Dans le cas colinéaire l'amplitude M est invariante par rapport à une transposition simultanée des particules initiales et finales:

$$\begin{aligned} M(12 \rightarrow 34) &= \alpha A_{as} + \beta A_{sa} + \dots \\ &= M(21 \rightarrow 43) = -\alpha A_{as} - \beta A_{sa} + \dots \end{aligned}$$

Il en résulte que

$$A_{as}(8_a \rightarrow 8_s) = A_{sa}(8_s \rightarrow 8_a) = 0.$$

Ce fait implique déjà dans le modèle de SU(3) un certain nombre de relations, par exemple

$$\begin{aligned} (p \Xi^0 \rightarrow p \Xi^0) &= (p \Sigma^- \rightarrow p \Sigma^-) \\ (p \Xi^- \rightarrow n \Xi^0) &= (p \Xi^- \rightarrow \Sigma^+ \Sigma^-). \end{aligned}$$

3. Dans la symétrie de SU(6), on combine les deux aspects de SU(2)_{spin} et de SU(3). La représentation 56 de SU(6), dans laquelle on place les baryons (dans le modèle des quarks, 56 intervient dans la réduction de $6 \otimes 6 \otimes 6 = 20 + 70 + 70 + 56$), se décompose sous le sous-groupe S(U(3) \otimes U(3)) de la façon suivante [1]:

$$56 = (10, 1) + (6, 3) + (3, 6) + (1, 10)$$

où la composante s_3 du spin est

$$+ \frac{3}{2} \quad + \frac{1}{2} \quad - \frac{1}{2} \quad - \frac{3}{2}$$

respectivement.

Un état de la représentation 56 est représenté par le tenseur B_{ABC} totalement symétrique ($A, B, C, = 1 \text{ à } 6$), un état de $(6,3)$ par $B_{ab\bar{c}}$, symétrique en a et b ($a, b, \bar{c} = 1, 2, 3$), les indices a, b se référant au premier groupe $U(3)$, \bar{c} au second. Un état de la représentation $(3,6)$ sera donc donné par le tenseur $B_{a\bar{b}\bar{c}}$ symétrique en \bar{b} et \bar{c} . L'octet contenu dans $(6,3)$ et $(3,6)$ sera donné respectivement par

$$B_{ab\bar{c}} = \frac{1}{\sqrt{6}} (N_a^d \varepsilon_{d\bar{b}c} + N_b^d \varepsilon_{da\bar{c}}) \chi_8^\uparrow$$

$$B_{a\bar{b}\bar{c}} = \frac{1}{\sqrt{6}} (N_b^d \varepsilon_{da\bar{c}} + N_c^d \varepsilon_{dab}) \chi_8^\downarrow$$

tous les indices $a, b, c \dots$ appartenant à $SU(3)$. En plus

$$N_a^b = \begin{pmatrix} \left(\frac{1}{\sqrt{6}} \Lambda + \frac{1}{\sqrt{2}} \Sigma^0 \right) & \Sigma^+ & p \\ \Sigma^- & \left(\frac{1}{\sqrt{6}} \Lambda - \frac{1}{\sqrt{2}} \Sigma^0 \right) & n \\ \Xi^- & \Xi^0 & \frac{2}{\sqrt{6}} \Lambda \end{pmatrix}$$

$$(\bar{N})_a^b = (\bar{N}_b^a)$$

sont les tenseurs de l'octet de $SU(3)$ des baryons et antibaryons respectivement, χ_8^\uparrow et χ_8^\downarrow les spineurs appropriés et ε_{abc} le tenseur totalement antisymétrique.

La décomposition des amplitudes (1) en amplitudes invariantes sous $S(U(3) \otimes U(3))$ est donc donnée par:

$$\begin{aligned} \langle \uparrow \uparrow | M | \uparrow \uparrow \rangle &= A = \\ &= a_1 B_{ab\bar{c}} \bar{B}^{ab\bar{c}} B'_{d\bar{e}\bar{f}} \bar{B}'^{d\bar{e}\bar{f}} \\ &+ a_2 B_{ab\bar{c}} \bar{B}^{ad\bar{c}} B'_{d\bar{e}\bar{f}} \bar{B}'^{b\bar{e}\bar{f}} \\ &+ a_3 B_{ab\bar{c}} \bar{B}^{de\bar{c}} B'_{d\bar{e}\bar{f}} \bar{B}'^{a\bar{b}\bar{f}} \\ &+ a_4 B_{ab\bar{c}} \bar{B}^{ab\bar{f}} B'_{d\bar{e}\bar{f}} \bar{B}'^{d\bar{e}\bar{c}} \\ &+ a_5 B_{ab\bar{c}} \bar{B}^{ad\bar{f}} B'_{d\bar{e}\bar{f}} \bar{B}'^{b\bar{e}\bar{c}} \\ &+ a_6 B_{ab\bar{c}} \bar{B}^{de\bar{f}} B'_{d\bar{e}\bar{f}} \bar{B}'^{a\bar{b}\bar{c}} \\ \langle \uparrow \downarrow | M | \uparrow \downarrow \rangle &= B = \\ &= a_7 B_{ab\bar{c}} \bar{B}^{ab\bar{c}} B'_{d\bar{e}\bar{f}} \bar{B}'^{d\bar{e}\bar{f}} \\ &+ a_8 B_{ab\bar{c}} \bar{B}^{ad\bar{c}} B'_{d\bar{e}\bar{f}} \bar{B}'^{b\bar{e}\bar{f}} \\ &+ a_9 B_{ab\bar{c}} \bar{B}^{ab\bar{e}} B'_{d\bar{e}\bar{f}} \bar{B}'^{d\bar{c}\bar{f}} \\ &+ a_{10} B_{ab\bar{c}} \bar{B}^{ad\bar{e}} B'_{d\bar{e}\bar{f}} \bar{B}'^{b\bar{c}\bar{f}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\langle \uparrow \downarrow | M | \downarrow \uparrow \rangle &= C = \\
&= a_{11} B_{ab\bar{c}} \bar{B}^{ac\bar{f}} B'_{d\bar{e}\bar{f}} \bar{B}'^{db\bar{e}} \\
&+ a_{12} B_{ab\bar{c}} \bar{B}^{dc\bar{f}} B'_{d\bar{e}\bar{f}} \bar{B}'^{ab\bar{e}} \\
&+ a_{13} B_{ab\bar{c}} \bar{B}^{ae\bar{f}} B'_{d\bar{e}\bar{f}} \bar{B}'^{db\bar{c}} \\
&+ a_{14} B_{ab\bar{c}} \bar{B}^{de\bar{f}} B'_{d\bar{e}\bar{f}} \bar{B}'^{ab\bar{c}}
\end{aligned}$$

Ceci nous permet de traiter les trois cas différents, décrits par les amplitudes A , B et C , individuellement dans le cadre de $SU(3)$, en calculant les invariants facteurs des amplitudes a_1, \dots, a_6 , a_7, \dots, a_{10} et a_{11}, \dots, a_{14} en termes des invariants de $SU(3)$ [2] facteurs de A_1, \dots, A_9 :

$$\begin{aligned}
A &= A_1 \text{tr}(N \bar{N} N' \bar{N}') + A_2 \text{tr}(N \bar{N} \bar{N}' N') \\
&+ A_3 \text{tr}(N N' \bar{N} \bar{N}') + A_4 \text{tr}(N N' \bar{N}' \bar{N}) \\
&+ A_5 \text{tr}(N \bar{N}' \bar{N} N') + A_6 \text{tr}(N \bar{N}' N' \bar{N}) \\
&+ A_7 \text{tr}(N N') \text{tr}(\bar{N} \bar{N}') + A_8 \text{tr}(N \bar{N}) \text{tr}(N' \bar{N}') \\
&+ A_9 \text{tr}(N \bar{N}') \text{tr}(N' \bar{N})
\end{aligned}$$

et des développements similaires pour B et C . Alors les amplitudes A_i de $SU(3)$ s'expriment en fonction des amplitudes a_k de $S(U(3) \otimes U(3))$, les résultats en sont donnés dans la table I. Notons que la condition $A_{as} = A_{sa} = 0$ implique que $a_8 = a_9$ et $a_{12} = a_{13}$.

Table I

| | A | | | | | | B | | | | C | | | |
|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|----------|----------|----------|----------|----------|
| | a_1 | a_2 | a_3 | a_4 | a_5 | a_6 | a_7 | a_8 | a_9 | a_{10} | a_{11} | a_{12} | a_{13} | a_{14} |
| A_1 | | 1/36 | | 1/3 | 4/9 | | 1/9 | 1/9 | | 25/36 | 1/36 | -2/9 | -2/9 | |
| A_2 | | -1/9 | -1/9 | 1/9 | | | 1/18 | -4/9 | | | 5/36 | | | |
| A_3 | | | 1/9 | -1/9 | -1/9 | | | | | 5/36 | | 1/18 | -4/9 | |
| A_4 | | -1/9 | -1/9 | 1/9 | | | -4/9 | 1/18 | | | 5/36 | | | |
| A_5 | | | 1/9 | -1/9 | -1/9 | | | | | 5/36 | | -4/9 | 1/18 | |
| A_6 | | 4/9 | 1/3 | | 1/36 | | -2/9 | -2/9 | | 1/36 | 25/36 | 1/9 | 1/9 | |
| A_7 | | | 1/9 | 1/9 | | | | | | | | | | |
| A_8 | 1 | 1/4 | 1/9 | 1/9 | | | 1 | 1/2 | 1/2 | | -1/4 | | | |
| A_9 | | | 1/9 | 1/9 | 1/4 | 1 | | | | -1/4 | | 1/2 | 1/2 | 1 |

A part les restrictions résultant déjà de cette condition $A_{as} = A_{sa} = 0$, à savoir $A_2 = A_4$ et $A_3 = A_5$, nous obtenons maintenant des relations supplémentaires entre les amplitudes de $SU(3)$ pour les processus décrits par B et C . Elles mènent à un grand nombre de relations caractéristiques pour notre modèle dont nous notons quelques-

unes ci-dessous. Les crochets $B(ab)$ et $C(ab)$ dénotent les amplitudes $B(a^\uparrow b^\downarrow \rightarrow a^\uparrow b^\downarrow)$ et $C(a^\uparrow b^\downarrow \rightarrow a^\downarrow b^\uparrow)$.

$$\begin{aligned} 25 B(p \Sigma^+) + 16 B(p \Xi^-) &= 25 B(p p) + 16 B(p \Sigma^0) \\ 39 B(p \Xi^0) + 97 B(p \Xi^-) &= 150 B(p A) - 14 B(p \Sigma^+) \\ 23 B(p \Sigma^+) + 24 B(p \Xi^-) &= 14 B(n p) + 33 B(p p) \\ 25 B(p \Sigma^-) + 25 B(p p) &= 16 B(p \Xi^-) + 34 B(p \Sigma^0) \\ C(p \Xi^0) &= -4 C(p \Xi^-) \\ C(p \Sigma^+) &= 4 C(p \Xi^-) + 2 C(p \Sigma^0) \\ C(p \Sigma^+) + 2 C(p A) &= C(n p). \end{aligned}$$

4. Les relations entre des amplitudes élastiques peuvent, au moyen du théorème optique, être immédiatement interprétées comme des relations entre des sections efficaces totales.

Pour l'amplitude A , ceci signifie

$$\text{Im } A(a^\uparrow b^\uparrow \rightarrow a^\uparrow b^\uparrow) \propto \sigma_{\text{tot.}}(a^\uparrow b^\uparrow \rightarrow \dots),$$

et pour l'amplitude B également

$$\text{Im } B(a^\uparrow b^\downarrow \rightarrow a^\uparrow b^\downarrow) \propto \sigma_{\text{tot.}}(a^\uparrow b^\downarrow \rightarrow \dots),$$

tandis que l'amplitude C ne décrit pas de processus élastiques.

Pour vérifier expérimentalement ces relations, il faut disposer de particules polarisées.

Références

- [1] H. RUEGG et D. V. VOLKOV, *Nuovo Cim.* **43**, 84 (1966).
- [2] P. G. O. FREUND, H. RUEGG, D. SPEISER et A. MORALES, *Nuovo Cim.* **25**, 307 (1962).
- [3] H. RUEGG, *Nuovo Cim.* **41**, 576 (1966).
- [4] P. WINTERNITZ et A. A. MAKAROV, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Preprint 1966.