



HAL
open science

Étude de la simulation des événements inélastiques dans les cascades π - noyau

Jean Grea

► **To cite this version:**

Jean Grea. Étude de la simulation des événements inélastiques dans les cascades π - noyau. Journal de Physique et le Radium, 1963, 24 (1), pp.14-16. 10.1051/jphysrad:0196300240101400 . jpa-00236744

HAL Id: jpa-00236744

<https://hal.science/jpa-00236744v1>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ÉTUDE DE LA SIMULATION DES ÉVÉNEMENTS INÉLASTIQUES DANS LES CASCADES π^- — NOYAU

Par JEAN GREÀ,

Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

Résumé. — Lors de la simulation par la méthode de Monte-Carlo des événements inélastiques π^- — N on constate que les équations de conservations laissent indéterminés un certain nombre de paramètres définissant l'état des particules après le choc. La valeur de ces paramètres est obtenue par tirage au hasard. On étudie le choix optimum des paramètres tirés, leur domaine de tirage afin d'obtenir des valeurs compatibles avec les équations de conservation et les distributions expérimentales.

Abstract. — When simulating by the Monte-Carlo method inelastic π^- — N events it is noticed that the conservation equations leave indetermined a certain number of parameters defining the state of the particles after the impact. The value of these parameters is obtained by drawing them at random. One studies the optimum choice of the parameters drawn, the area in which they have been drawn in order to obtain values compatible with the conservation equations and experimental distributions.

Introduction. — Dans un travail antérieur [1], nous avons étudié les collisions élastiques π^- — nucléons. Les autres événements intervenant lors d'une cascade sont : les collisions élastiques nucléon — nucléon, les captures de nucléons, les collisions inélastiques π^- — nucléon.

Nous nous proposons ici d'introduire une méthode permettant d'étudier les collisions inélastiques π^- — nucléon produisant un seul π .

I. Caractères généraux de l'interaction inélastique π^- — nucléon. — Une interaction inélastique π^- — nucléon se caractérise par : la multiplicité des pions émis, l'état de charge du système après le choc, l'état dynamique du système après le choc.

La multiplicité est donnée soit par le résultat d'expériences, soit par l'application des théories de type statistique [2]. L'état de charge se déduit de la théorie du spin isotopique [3].

II. Dynamique de l'interaction. — De même que la dynamique de l'interaction élastique, celle de l'interaction inélastique π^- — nucléon sera étudiée dans le système du centre de masse. Les séquences de transformation permettant de passer du système du laboratoire au système du centre de masse et inversement, sont celles données dans la publication précédente (I, appendice).

Les expérimentateurs fournissent habituellement pour chaque type de réaction : le spectre en énergie des π^\pm et des nucléons ; la distribution angulaire de l'ensemble des π chargés dans les réactions de chaque type ; la distribution angulaire de l'ensemble des nucléons ; parfois les distributions angulaires dans une bande d'énergie donnée.

Les équations de conservation fournissent quatre relations scalaires indépendantes entre les composantes en coordonnées cylindriques des vecteurs impulsions après le choc.

Les notations sont les suivantes :

$p_i = 1,2$ = vecteur impulsion du $i^{\text{ème}}$ pion après le choc ;
 p_0 = vecteur impulsion du nucléon après le choc ;
 $\theta_i = 0,1,2$ = colatitude du $i^{\text{ème}}$ vecteur impulsion ;
 $\varepsilon_i = 0,1,2$ = azimut du $i^{\text{ème}}$ vecteur impulsion ;
 m = masse du pion ;
 M = masse du nucléon.

Toutes ces grandeurs sont définies dans le C. M. S. Un certain nombre de paramètres restent donc indéterminés : (cinq dans le cas d'un seul π créé, huit dans le cas de deux π créés). Le choix est partiellement arbitraire, partiellement seulement car : a) certaines combinaisons des paramètres disponibles sont incompatibles avec les équations de conservation ; b) il est nécessaire que les distributions expérimentales soient respectées.

Nous nous sommes bornés, ainsi que nous l'avons annoncé au cas de la production d'un seul π . Il y a donc cinq paramètres indéterminés. Il nous a fallu étudier les conditions de nature, d'ordre, de domaine du tirage de ces paramètres.

III. Solutions. — Nous indiquerons comment les auteurs qui nous ont précédés ont résolu la question :

1) CHEW, HILL, LAVATELLI [4]. — Ces auteurs traitent la production par le modèle isobarique. Ils décomposent l'interaction en deux événements successifs : diffusion π^- — nucléon isobare N^*

traité à la manière du choc élastique ; désintégration de l'isobare isotropiquement dans son système propre.

Une simplification considérable se produit : le problème se ramène en effet à la succession de deux problèmes à deux corps. Malheureusement aucune base n'existe qui permette d'atteindre les sections efficaces nécessaires. En effet, le processus :

$$N^* \rightarrow \pi + N$$

est expérimentalement inaccessible. Ces auteurs ont admis que la distribution angulaire des π de la diffusion élastique $\pi + N$ était :

$$3 \cos^4 \theta + 4 \cos^3 \theta + 1$$

et que dans le système de l'isobare la distribution des π créés était isotropique.

Cette méthode repose sur une hypothèse arbitraire et non généralement admise : que tous les π créés proviennent de la désintégration de l'isobare. Ceci en particulier n'est pas en accord avec les théories statistiques actuelles.

2) N. METROPOLIS, BIVINS, M. ŠTURN [5]. — Les chocs inélastiques ont été traités de la façon suivante : Tout d'abord les sections efficaces totales d'interaction ont été supposées constantes dans les bandes d'énergie déterminées. Les nucléons choqués ont été pris au repos dans le noyau, ce qui simplifie considérablement les calculs. Les distributions employées sont celles fournies par l'expérience concernant les interactions avec les nucléons libres. Les résultats de celles-ci sont présentés généralement de façon incomplète, ce qui laisse un certain arbitraire dans leur utilisation.

La dynamique de l'interaction a enfin été traitée de la manière suivante : On suppose que toutes les particules (nucléons et pions) ont, après le choc, le même module de moment dans le système du centre de masse. On attribue au pion produit, dans le cas d'une production simple, une direction tirée au hasard dans le plan de la réaction. Puis on fait subir à ce plan une rotation déterminée par l'angle tiré lui aussi dans une distribution uniforme de 0° à 360°. Le problème est ainsi totalement déterminé dans le cas d'une production simple.

Dans le cas d'une double production, la direction d'un des pions est prise au hasard, le second prend une direction opposée et le nucléon et le pion incident ont leur impulsion opposée et à 90° de la direction précédente. Ces quatre impulsions sont dans le plan et ce plan subit une rotation d'angle comme précédemment.

L'inconvénient de cette méthode est son caractère parfaitement arbitraire et, selon toute vraisemblance, les distributions (angles, impulsions) et corrélations (par exemple entre angles et impulsions) ne seraient pas conformes à ces déterminations expérimentales, si celles-ci existaient.

IV. Étude des conditions de compatibilité. — Nous ne ferons aucune hypothèse sur le mécanisme interne de la production (ce qui exclut l'utilisation du modèle isobarique). Nous considérerons les données nécessaires afférentes aux différentes méthodes de tirage des paramètres indéterminés et les difficultés qu'elles comportent.

1) DÉTERMINATION DES TIRAGES. — Parmi les cinq paramètres indéterminés que nous avons à fixer, nous pouvons choisir :

1. Soit cinq angles. Les équations alors se simplifient en devenant analytiques pour la plupart, mais d'une part, les conditions de compatibilité portant sur les modules des impulsions s'expriment sous forme trigonométrique inexploitable pour un ordinateur, le temps de calcul étant trop long ; d'autre part, les distributions dans lesquelles il nous faudrait tirer les angles n'existent pas expérimentalement. Il serait nécessaire de les construire théoriquement, ce que nous avons précisément tenté d'éviter, et qui est d'ailleurs actuellement impossible.

2. Soit certains angles et certaines impulsions. C'est la méthode la plus physique dans la mesure où des résultats expérimentaux déjà existants ou susceptibles d'être obtenus, interviennent. Deux éventualités se présentent :

a) tirage de $p_0, p_1, \theta_1, \varepsilon_1$;

b) tirage de $p_0, \theta_1, \theta_2, \varepsilon_1$;

p_0 est dans tous les cas l'un des paramètres tirés. En effet, les modules et les angles des moments des nucléons sont toujours donnés dans les comptes rendus d'expériences. La méthode a) de tirage a été choisie par raison de simplicité.

2) MÉTHODE EXACTE RÉALISANT LES CONDITIONS DE COMPATIBILITÉ. — Détermination à partir de l'impulsion p_1 .

Une première méthode utilisée par Hagedorn dans un autre type de problème consiste à tirer les énergies cinétiques des particules dans une distribution uniforme comprise entre 0 et T_{total} (énergie cinétique totale disponible) et à éliminer les tirages tels que l'une de ces énergies soit supérieure à la somme des autres. Cette condition permet de conserver l'énergie mais elle est plus restrictive et des cas possibles sont omis. C'est ce qui se produit si l'une des particules est nettement plus inerte que les deux autres. Il y a lieu de chercher autre chose. L'approche utilisée consiste à définir le domaine de tirage du module de l'impulsion p_1 . Le plus simple est de procéder graphiquement. Nous avons donc considéré le cas qui nous intéressait particulièrement, celui des π — de 4,5 GeV. Deux courbes sont tracées qui forment abaqes,

donnant la première le $(p_{1,2})_{\max}$ tiré de l'équation :

$$E_{\text{total}} = \sqrt{(p_{1,2})_{\max}^2 + m^2 c^4} + \sqrt{[(p_{1,2})_{\max} - p_0]^2 + m^2 c^4} + \sqrt{p_0^2 c^4 + m^2 c^4}$$

et la seconde le $(p_{1,2})_{\min}$ évidemment tel que :

$$(p_{1,2})_{\min} = (p_{1,2})_{\max} - p_0.$$

Le domaine des valeurs possibles de p_1 est celui compris entre les deux courbes. En principe, nous aurions pu tracer tout un réseau, chaque couple de courbes correspondant à une valeur de l'énergie totale. En fait, il suffit de tracer les courbes $(p_{1,2})_{\max}$ $(p_{1,2})_{\min}$, pour les deux valeurs extrêmes de l'énergie totale : 3,3 GeV et 2,8 GeV. Les points des courbes intermédiaires se déduisent par interpolation linéaire des points des deux courbes extrêmes.

La détermination des modules d'impulsion se fait de la façon suivante :

a) tirage de p_0 dans la distribution expérimentale entre 0 et $(p_0)_{\max}$;

b) tirage de p_1 avec densité voulue (provisoirement non choisie) dans le domaine $(p_1)_{\min}$, $(p_1)_{\max}$. Ce domaine est déterminé par le segment de parallèle des ordonnées mené par p_0 et intérieur à la courbe fermée de l'abaque.

c) p_2 se déterminera à partir de l'équation de conservation de l'énergie.

Cela étant, il est évident qu'il existe une position et une seule des trois vecteurs impulsion telle que leur somme soit nulle. La position des impulsions dans le C. M. S. est alors déterminée : par θ_N , angle de diffusion du nucléon dans le C. M. S. dont on a les distributions expérimentales ; par l'angle ϵ dont on tourne le plan du choc (angle que nous avons tiré dans une distribution uniforme de 0° à 360° comme dans le cas du choc élastique). On a les formules classiques :

$$\cos \theta'_1 = p_0 \cdot p_1 / p_0 p_1 = p_1^2 + p_0^2 - p_1^2 / 2 p_1 p_0 \left\{ \begin{array}{l} l = 1, 2 \\ j = 2, 1. \end{array} \right.$$

Cette méthode analytiquement simple à partir de l'abaque décrite ci-dessus, nécessite deux données *a priori* : la densité de probabilité de p_0 fournie comme nous l'avons dit, expérimentalement ; la densité de probabilité de p_1 ou de p_j alors qu'on ne dispose que de la distribution expérimentale en impulsion de tous les pions. Une solution consiste alors à distinguer le pion de plus petite impulsion et

le pion de plus grande impulsion (que nous prenons l'indice 1). C'est p_1 qui est tiré dans la distribution expérimentale ; celle-ci est alors limitée entre la borne supérieure et la valeur p_{med} telle que les deux pions aient le même module d'impulsion. Cette valeur p_{med} qui dépend évidemment de p_0 se lit sur l'abaque.

Il est évident que cette distinction n'apporte aucune aide dans le cas d'un nombre de π produit supérieur à un.

Détermination à partir des angles de diffusion.

Pour essayer d'éviter la difficulté signalée ci-dessus, nous avons étudié la possibilité qu'offrirait le tirage de paramètres angulaires.

Considérons d'abord le cas où, comme précédemment deux π seulement sont émis. Disposant de p_0 , de la même manière que dans le paragraphe 2 nous considérons l'angle θ'_1 que fait l'impulsion la plus grande attachée aux pions avec p_0 .

A partir de cet angle, il est théoriquement possible de déterminer les autres paramètres : p_1 p_2 θ'_2 par le système :

$$\left\{ \begin{array}{l} p_1^2 = p_0^2 + p_2^2 - 2 p_0 p_2 \cos \theta \\ p_2^2 = p_0^2 + p_1^2 - 2 p_0 p_1 \cos \theta'_1 \\ E = \sqrt{p_0^2 c^2 + M^2 c^4} + \sqrt{p_1^2 c^2 + m^2 c^4} + \sqrt{p_2^2 c^2 + m^2 c^4}. \end{array} \right.$$

Le temps de machine nécessité par la résolution de ces équations de comptabilité est prohibitif. Aussi est-il plus simple de se servir d'une nouvelle abaque. Celle-ci, pour chaque p_0 et θ'_1 fournit p_1 . De p_1 et p_0 se déduit p_2 par l'équation de conservation de l'énergie. Mais elle nécessite la connaissance des corrélations angulaires expérimentales, $[p_0, (p_{1,2})_{\max}]$ qui sont indispensables au tirage de θ_1 . Dans la plupart des cas, les auteurs des travaux expérimentaux ne donnent pas cette corrélation. Cependant, il est parfois possible de l'obtenir à partir des données immédiates de l'expérience.

Cette méthode est généralisable dans le cas de l'émission de plus de deux particules différenciables. Si les particules sont de même nature, des difficultés de différenciation peuvent se présenter.

Un travail est en cours qui a pour but d'étudier si toutes les distributions angulaires et énergétiques qui se trouveront intervenir de fait dans le calcul de la cascade sont bien conformes aux distributions expérimentales.

Manuscrit reçu le 27 juillet 1962.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BASTARD, GREA, LAFOUCRIÈRE et PHILBERT, Calcul de la proportion de collisions interdites dans les interactions entre π^- — meson et proton lié à l'énergie de 5,0 GeV, *J. Physique Rad.*, 1961, 22, 801-806.
- [2] LAVERRIÈRE, Production multiple des particules dans les collisions à haute énergie, *Thèse doct.*, 3^e cycle, Lyon, 1960.
- [3] COURTOT, Recherche sur l'émission des pions dans les collisions π^- — nucléon, *Thèse*, Lyon, 1960.
- [4] CHEW, HILL, Interaction of 1.5 MeV negative π mesons with emulsion nuclei, *Phys. Rev.*, 1958, 110, 177.
- [5] METROPOLIS and all., Monte-Carlo calculations on intranuclear cascades, *Phys. Rev.*, 1958, 110, 204.