



La nature de la sonde électromagnétique - Première partie

Vincent Breton

► To cite this version:

Vincent Breton. La nature de la sonde électromagnétique - Première partie. École thématique. Ecole Joliot Curie "Matière hadronique ou.. aujourd'hui et demain avec des électrons", Maubuisson, (France), du 14-19 septembre 1992 : 11ème session, 1992. cel-00647744

HAL Id: cel-00647744

<https://cel.hal.science/cel-00647744v1>

Submitted on 2 Dec 2011

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.

La nature de la sonde électromagnétique

Première Partie

Vincent Breton

LPC Clermont-Ferrand

Université Blaise Pascal

F-63177, Aubière Cedex, France

Abstract

La sonde électromagnétique est un outil pour sonder le nucléon et le noyau. Le but de ce cours est d'introduire les notions essentielles de la diffusion d'électrons. Il est divisé en deux parties : dans la première partie, l'accent est mis sur l'approximation d'échange d'un photon, la classification des processus de diffusion d'électrons et sur les caractéristiques du faisceau, de la cible et des détecteurs utilisés pour les expériences.

The electromagnetic probe is a tool to study the nucleon and the nucleus. The purpose of this course is to introduce you to the basics of electron scattering. It is divided in two parts : in the first part, the focus is on the One Photon Exchange Approximation, the classification of the main electron scattering processes and the characteristics of the beam, the target and the detectors used for the experiments.

Introduction

L'électron a été découvert en 1897 par J.J. Thompson. Ses principales propriétés sont données dans la table 1.

L'interaction électromagnétique électron-noyau correspond au couplage de la charge et du moment magnétique de l'électron à la charge, mais aussi aux courants de convection et de magnétisation du noyau. Ce couplage est décrit par l'électrodynamique quantique (QED) : il correspond à l'échange de un ou plusieurs photons virtuels entre l'électron et le noyau.

Le thème de physique de l'école couvre la physique avec des électrons de quelques GeV à quelques dizaines de GeV. Dans ce domaine d'énergie, le couplage par interaction faible (échange de bosons Z ou W) est beaucoup plus faible que le couplage par interaction électromagnétique, parce qu'il est beaucoup plus facile d'échanger un boson de masse nulle, le photon, qu'un boson dont la masse est de l'ordre de 100 GeV. Dans l'expression de l'amplitude de diffusion, le propagateur du boson introduit un facteur $1/(Q^2 + M_{\text{boson}}^2)$ au lieu de $1/Q^2$ pour le propagateur du photon, Q étant le module du 4-vecteur q du

Extension spatiale	Particule ponctuelle
Masse	0.511 MeV ($9.109 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \pm 0.59 \text{ ppm}$)
Couleur en QCD	Neutre
Spin	1/2 (statistique de Fermi-Dirac)
Charge	$1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C} \pm 0.03 \text{ ppm}$
Moment magnétique	$\vec{\mu} = (e/2m)\vec{S}$, $((g-2)/2)_{exp} = 1159,652193 \pm 0.00001 \text{ ppm}$
Couplage	Interaction faible et électromagnétique

Table 1: Principales propriétés de l'électron

boson W ou Z ou du photon. Ces deux termes ne seront de grandeur comparable que pour $Q^2 > M_{boson}^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$, soit loin des régions cinématiques où se place le cours.

Rappelons que l'interaction forte entre deux quarks correspond à l'échange de gluons décrit par la chromodynamique quantique (QCD). Une différence essentielle entre les deux théories est liée à la valeur de la constante de couplage. Chaque fois que l'on ajoute un vertex de photon sur un diagramme de Feynmann, l'amplitude du processus correspondant doit être multipliée par $(ie\gamma^\mu)$, où e est la charge de l'électron, γ^μ une matrice de Dirac.

La section efficace est proportionnelle au carré de l'amplitude et donc chaque vertex de photon supplémentaire ajoute un facteur $\alpha = e^2/4\pi$, constante de couplage du photon, dans la section efficace.

De même, en Chromodynamique Quantique, la constante de couplage du gluon est

$$\alpha_S = \frac{12\pi}{(33 - 2n_F) \text{Log}(\frac{Q^2}{\Lambda^2})}$$

où $(-Q^2)$ est le module du 4-vecteur impulsion du gluon, n_F le nombre de saveurs de quarks, Λ , une échelle de masse qu'il faut introduire dans les calculs pour éviter les divergences et dont la valeur tirée des expériences est environ $200 \text{ MeV}/c$.

La constante de couplage électromagnétique α dépend aussi de Q^2 , mais cette dépendance en Q^2 est beaucoup plus lente que celle de α_S :

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha_0}{1 - \frac{\alpha_0}{3\pi} \text{Log} \frac{Q^2}{M^2}}$$

où $\alpha_0 = e^2/4\pi = 1/137$ et M est une coupure qui permet d'éviter la divergence des calculs. C'est seulement à très haute énergie que la correction à la valeur asymptotique de Q^2 doit être prise en compte. Ainsi, à LEP, pour des énergies de 100 GeV dans le centre de masse, α est de l'ordre de 1/128.

Cette première partie du cours est organisée de la façon suivante : le premier chapitre est consacré à l'approximation d'échange d'un photon virtuel entre l'électron et le noyau. Le deuxième chapitre est une présentation des processus de diffusion de l'électron suivant qu'il se couple au noyau tout entier, à un nucléon du noyau ou à la sous-structure en quarks des nucléons du noyau. Le troisième chapitre est une introduction aux outils et aux problèmes expérimentaux propres à la diffusion d'électrons. Enfin, le quatrième

chapitre est une présentation de quelques expériences utilisant la sonde électromagnétique qui ont mis en évidence des effets nouveaux ou qui ont permis des progrès importants dans la compréhension du noyau.

1 L'approximation d'échange d'un photon

1.1 Principe

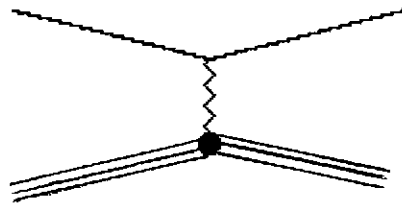
Considérons la diffusion d'électrons sur une charge statique et ponctuelle Z , créant un potentiel A_μ . La fonction d'onde de l'électron est solution de l'équation de Dirac dans un potentiel (cf cours de H. Fonvieille qui traite l'équation de Dirac pour un électron libre) :

$$[\gamma^\mu(i\delta_\mu - eA_\mu) - m]\Psi(\vec{r}) = 0$$

La fonction d'onde solution de cette équation peut s'écrire sous la forme d'un développement limité en puissances de $(Z\alpha)$:

$$\Psi(\vec{r}) = \Psi_0 + \alpha Z \Psi_1 + (\alpha Z)^2 \Psi_2 + \dots + (\alpha Z)^n \Psi_n$$

Le terme Ψ_0 correspond à la fonction d'onde d'un électron libre. $\Psi_0 + \alpha Z \Psi_1$ est équivalent au diagramme de Feynmann d'échange d'un photon :



Le terme d'ordre n , $(\alpha Z)^n \Psi_n$, correspond à la contribution des diagrammes de Feynmann d'échange de n photons.

Lorsque $\alpha Z \ll 1$, on ne prend en compte que la contribution du terme d'échange d'un photon.

L'approximation d'échange d'un photon (ou One Photon Exchange OPE en anglais) revient à négliger l'action du champ coulombien du centre diffuseur sur la fonction d'onde de l'électron avant et après l'échange du photon virtuel. C'est pourquoi on l'appelle aussi Approximation de Born d'Onde Plane ou Plane Wave Born Approximation en anglais (PWBA) : avant et après l'échange du photon virtuel, l'électron est considéré comme un électron libre dont la fonction d'onde est plane.

1.2 Correction à l'Approximation de Born d'Onde Plane

La condition $Z \ll 137$ de validité de l'Approximation de Born d'Onde Plane n'est pas satisfaite lorsque les électrons diffusent sur des noyaux lourds. On utilise alors suivant les cas deux méthodes :

- lorsque le noyau diffuseur est sphérique, par exemple le noyau de ^{208}Pb , la densité de charge présente une symétrie sphérique. On peut alors faire un développement limité de la fonction d'onde de l'électron sur les harmoniques sphériques :

$$\Psi = \sum_L \Psi_L(r) Y_L(\theta)$$

où L est le moment angulaire. Chaque fonction d'onde $\Psi_L(r)$ est alors solution de deux équations radiales couplées [1] et peut être calculée numériquement avec une précision limitée seulement par le temps et la puissance de calcul. Cette méthode est aussi appelée analyse en déphasage, car les ondes partielles sont déphasées au cours de la diffusion.

- Lorsque le noyau ne présente aucune symétrie, on utilise l'Approximation de Born d'Onde Distordue. Le potentiel V créé par le centre diffuseur est écrit [10] :

$$V(\vec{r}) = V_S(r) + V_{tr}(\vec{r})$$

où V_S est un potentiel à symétrie sphérique, tandis que V_{tr} contient la partie non sphérique du potentiel. On considère alors que la fonction d'onde de l'électron est déformée seulement par $V_S(r)$. On utilise ensuite l'approximation d'échange d'un photon avec cette fonction d'onde déformée.

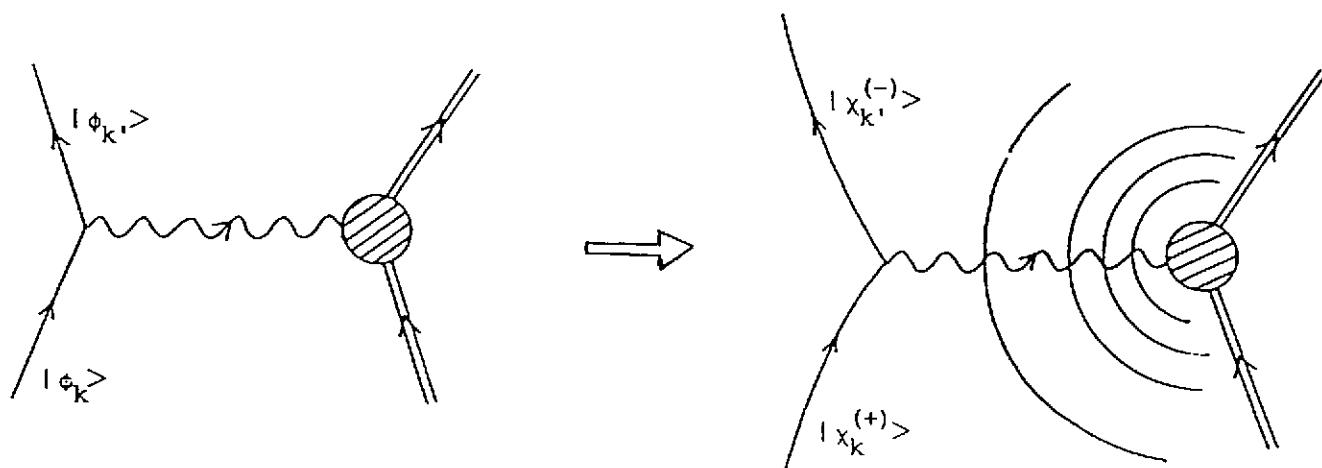


Figure 1: Déformation de la fonction d'onde par le champ du noyau

L'effet principal du champ coulombien du noyau sur l'électron va être l'accélération de ce dernier. La figure 1 illustre ce phénomène. Considérons la diffusion d'un électron d'énergie incidente E_i^0 sur un noyau : l'électron est détecté à un angle θ_0 et son énergie est

mesurée égale à E_D^0 . Plaçons nous dans l'Approximation de Born d'Onde Plane (Figure 1.a) et calculons le module du 4-vecteur $q^\mu q_\mu$ du photon :

$$q^\mu q_\mu = -Q_0^2 = -4E_I^0 E_D^0 \sin^2 \frac{\theta_0}{2}$$

En fait, l'électron a été accéléré en approchant du noyau, puis ralenti en s'éloignant, par le champ coulombien. Ainsi, le noyau voit arriver un électron d'énergie $E_I > E_I^0$ et repartir un électron d'énergie $E_D > E_D^0$. On définit donc le transfert effectif Q_{eff}^2 :

$$Q_{eff}^2 = 4E_I E_D \sin^2 \frac{\theta}{2} > Q_0^2 = 4E_I^0 E_D^0 \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

On s'attend à l'effet exactement opposé en diffusion de positrons : les positrons sont ralentis à l'approche du noyau, puis repoussés donc accélérés lorsqu'ils s'éloignent du noyau. Dans l'image simplifiée de l'Approximation de Born d'Onde Plane, les sections efficaces en diffusion de positrons et d'électrons sont égales.

Il existe plusieurs méthodes approchées pour calculer l'effet sur Q^2 de l'accélération des électrons dans le champ du noyau et plusieurs formules pour Q_{eff}^2 en fonction de Q^2 : toutes donnent des résultats très proches (à quelques %). Nous citerons une formule non relativiste très simple :

$$Q_{eff}^2 = Q^2 \left(1 + \frac{4\alpha Z}{3RE_e}\right) \text{ avec } R = \sqrt{\frac{5}{3}} < r^2 >^{1/2}$$

$< r^2 >$ étant le rayon carré moyen du noyau.

Notons dans cette formule que l'effet décroît en $1/E_e$, E_e étant l'énergie du faisceau. Si nous appliquons cette formule à la diffusion d'électrons sur des noyaux d'Hydrogène, de ^{12}C et de ^{208}Pb , aux énergies de différents accélérateurs (table 2), nous voyons que l'effet d'accélération devient très petit ($< 1\%$) par rapport à d'autres sources d'erreurs systématiques sur tous les noyaux au-delà de 5 GeV.

	^{12}C	^{208}Pb
	$R \approx 2.5 fm$ $Z=6$	$R \approx 6 fm$ $Z=82$
ALS (500 MeV)	1%	5.3%
Mayence (1 GeV)	0.5%	2.66%
CEBAF (5 GeV)	0.1%	0.5%
SLAC (20 GeV)	0.025%	0.13%

Table 2: $(1 - Q^2/Q_{eff}^2)$ en % pour 2 noyaux à différentes énergies

La figure 2 présente le rapport des sections efficaces de diffusion élastique (2.a) et inélastique (2.b) d'électrons et de positrons sur le proton, mesurées dans les années 60-70 avec des faisceaux de quelques GeV. Le rapport des sections efficaces élastiques est

représenté en fonction de Q^2 et le rapport des sections efficaces inélastiques en fonction de W , masse du système hadronique de recul :

$$W^2 = -Q^2 + M^2 + 2M\nu$$

où M est la masse du proton et ν l'énergie transférée au proton.

Il n'y a pas de déviation des données par rapport à la prédiction de l'Approximation de Born d'Onde Plane sur cette cible.

Une telle déviation a été mise en évidence et mesurée avec précision sur le noyau de ^{208}Pb dans une expérience de comparaison des diffusions élastiques d'électrons et de positrons à Saclay. Le ^{208}Pb est un noyau sphérique dont la densité de charge a été déduite des données de diffusion élastique d'électrons par une analyse en déphasage.

La figure 3 présente le rapport des sections efficaces élastiques de diffusion d'électrons et de positrons en fonction du moment transféré $q = \sqrt{Q^2}$. Elle montre que l'Approximation de Born d'Onde Plane n'a plus de sens pour $Z = 82$ et des électrons de 450 MeV : elle montre aussi l'excellent accord entre le calcul en déphasage et les données expérimentales.

Comme le thème de l'école est principalement la diffusion d'électrons de quelques GeV, nous allons nous placer dans la suite du cours dans l'Approximation de Born d'Onde Plane. En effet, nous avons vu dans ce paragraphe que les corrections à l'approximation de Born à partir de quelques GeV d'énergie sont en général faibles et peuvent être calculées avec précision.

2 Cinématique et classification des processus de diffusion d'électrons

Dans tout ce qui suit, on négligera la masse de l'électron devant les énergies des électrons incident et diffusé. On travaillera dans le système $\hbar = c = 1$.

Dans l'Approximation de Born d'Onde Plane, l'énergie et l'impulsion transférées au noyau ou au nucléon sont portées par UN photon virtuel. Soient p_e et $p_{e'}$, les 4-moments des électrons incident et diffusé, q le 4-moment du photon virtuel (Figure 4).

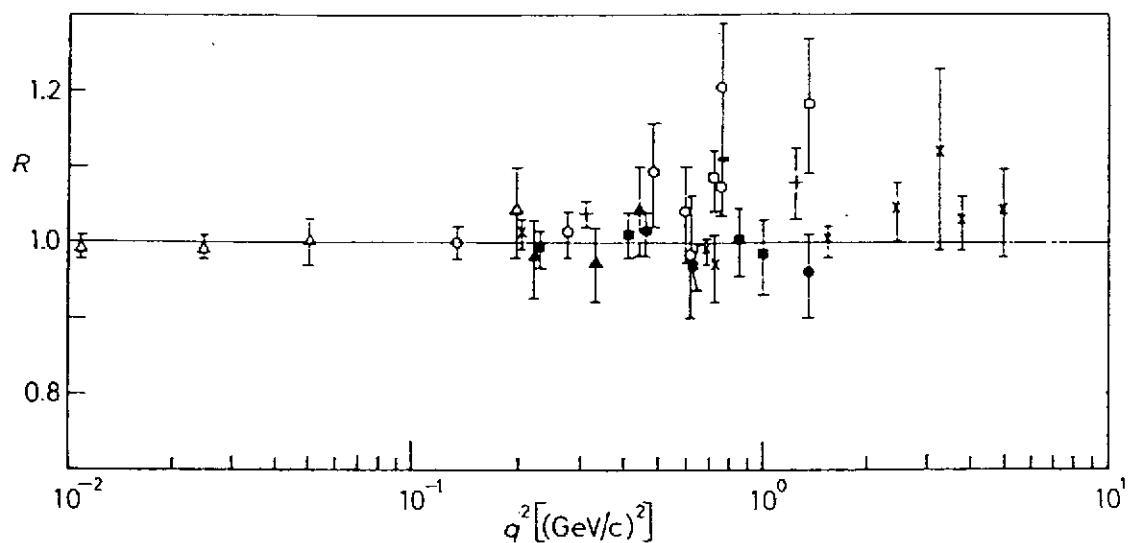
En diffusion d'électrons, le photon virtuel est du genre espace ;

$$q^\mu q_\mu = (p_e - p_{e'})^2 = -4E_e E_{e'} \sin^2 \frac{\theta}{2} = -Q^2 = (E_e - E_{e'})^2 - (\vec{q})^2 < 0$$

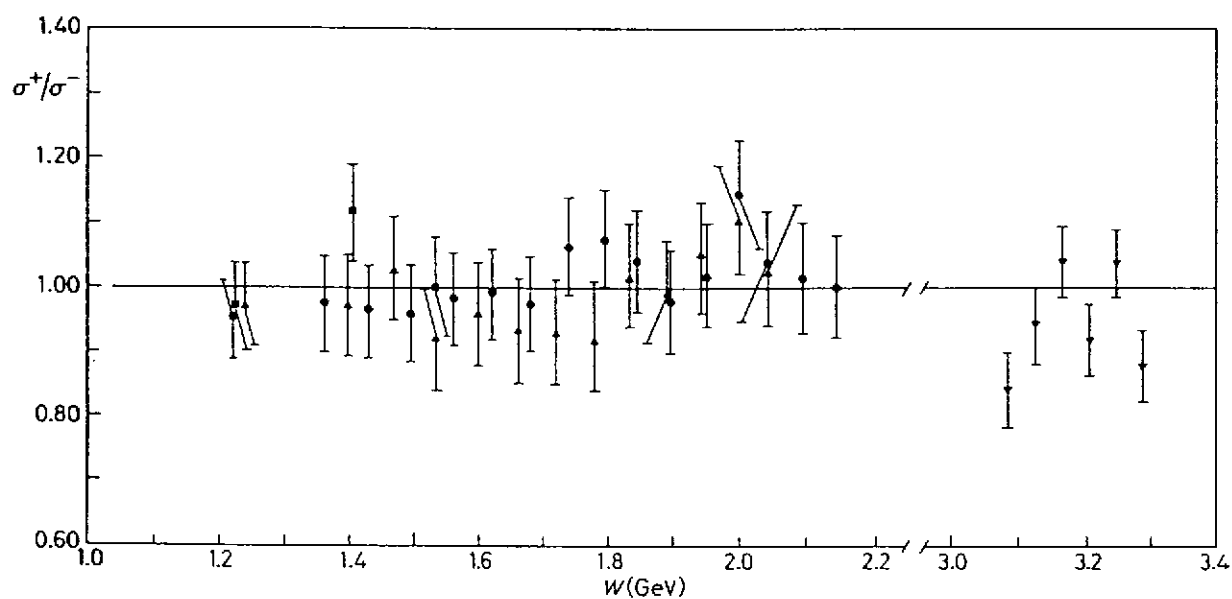
En annihilation $e^+ - e^-$, on peut aussi avoir émission d'un photon virtuel, mais il est du genre temps :

$$q^\mu q_\mu = (p_{e-} + p_{e+})^2 = 4E_{e+} E_{e-} \sin^2 \frac{\theta}{2} > 0$$

Il est conventionnel d'appeler ν l'énergie du photon virtuel. On définit le plan leptonique comme le plan des électrons incident et diffusé. Le photon virtuel est contenu dans ce plan. Si l'on fait varier E_e , $E_{e'}$ et θ , il est possible de faire varier Q^2 en gardant ν fixé, ou de faire varier ν en gardant Q^2 fixé. Cela veut dire qu'en diffusion d'électrons, on peut déposer indépendamment de l'énergie ou de l'impulsion ou les deux sur une cible.



Measurements of $R \equiv \sigma^+/\sigma^-$. + Orsay, $\times$ SLAC, $\bullet$ DESY, $\blacksquare$ Cornell, $\blacktriangle$ this experiment, $\circ$ BROWMAN *et al.*, $\triangle$ YOUNT and PINE.



Measured ratios $R_{in} = \sigma^+/\sigma^-$ for all four energies as a function of the invariant mass W of the hadronic system. The error of the charge measurement is included. $\bullet$ $E_0 = 3.08$ GeV, $\theta = 9^\circ$; $\blacktriangle$ $E_0 = 2.68$ GeV, $\theta = 13^\circ$; $\blacksquare$ $E_0 = 3.08$ GeV, $\theta = 13^\circ$; $\blacktriangledown$ $E_0 = 7.0$ GeV, $\theta = 9^\circ$.

Figure 2: Rapport des sections efficaces élastique et inélastique de diffusion de positrons et d'électrons sur le proton

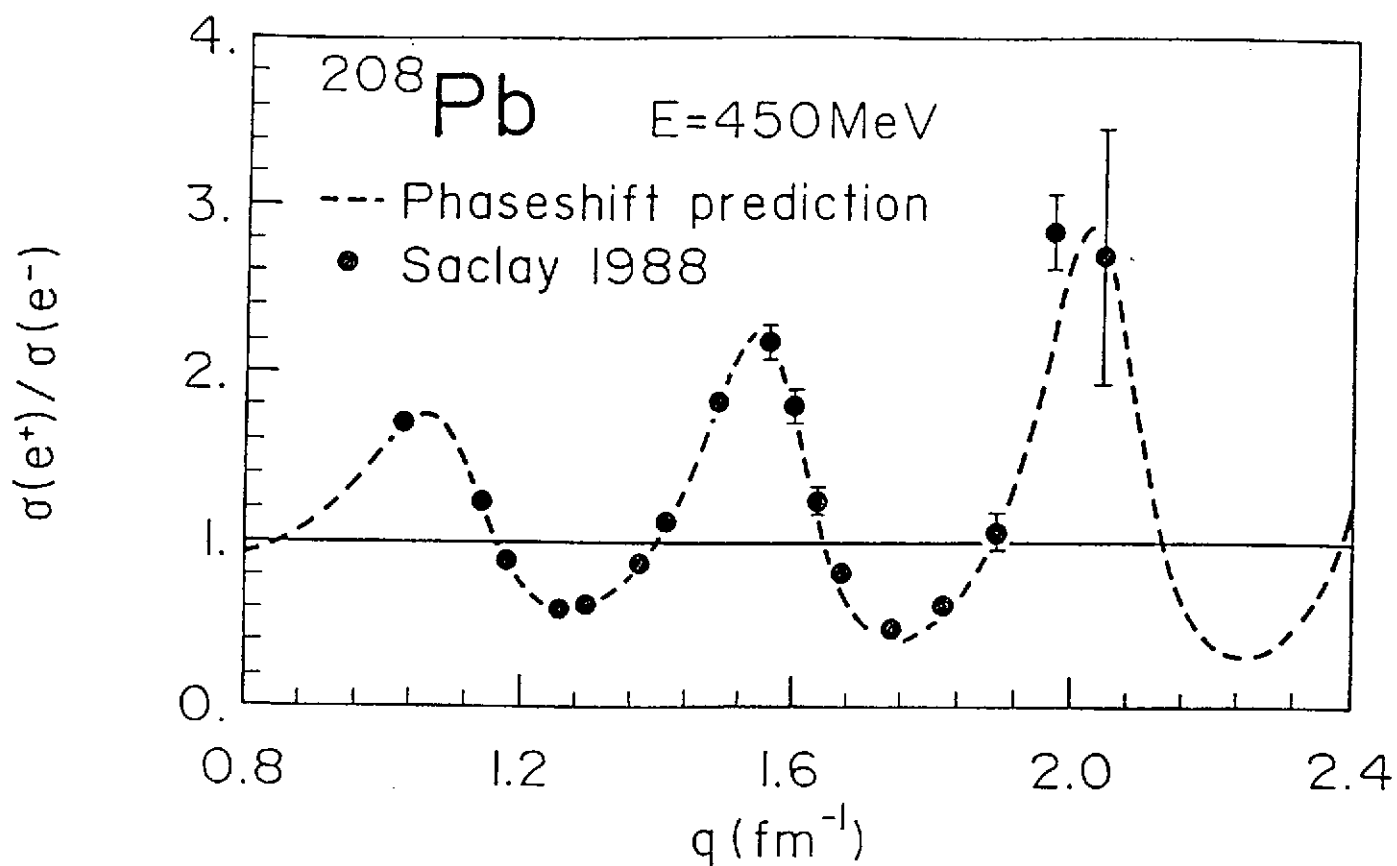


Figure 3: Rapport des sections efficaces de diffusion de positrons et d'électrons sur le Plomb 208 en fonction du transfert q en fm^{-1}

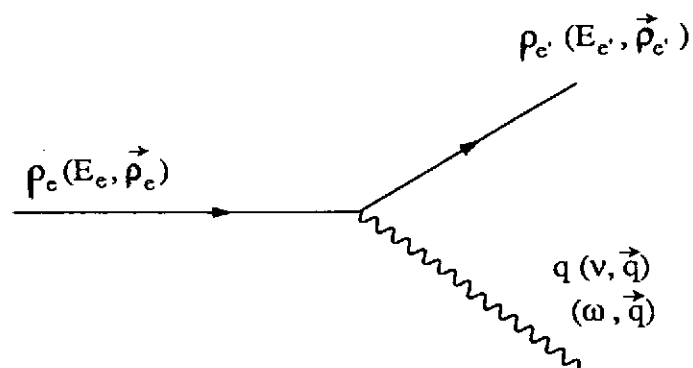


Figure 4: Conventions cinématiques pour le photon virtuel et les électrons

Par exemple, en sélectionnant les cinématiques où le dépôt d'énergie correspond à l'énergie d'excitation d'une résonance, on regarde la variation de la section efficace d'excitation de la résonance en fonction de l'impulsion transférée. On en déduit les propriétés électromagnétiques de la résonance.

En règle générale, lorsque l'on fait varier l'impulsion transférée, on fait varier l'échelle à laquelle on regarde l'objet sur lequel on diffuse.

On peut donc classer les processus de diffusion d'électrons en fonction de l'énergie transférée à la cible, noyau ou nucléon. Nous allons entreprendre une telle classification : pour chaque processus, nous donnerons les principales relations cinématiques pour une cible au repos à l'état initial et nous ferons un bilan du nombre de paramètres à mesurer expérimentalement pour connaître toute la cinématique. La classification suit un dépôt d'énergie croissant dans le noyau. Nous appelons M_A la masse d'un noyau cible et M la masse du nucléon.

2.1 Diffusion élastique sur le noyau(nucléon)

$$e + A \longrightarrow e + A$$

Ce processus correspond à un dépôt d'énergie nul dans le noyau : toute l'énergie transférée est emportée par le noyau sous forme d'énergie cinétique. Il y a 8 inconnues dans l'état final, les 4-vecteurs impulsion-énergie des 2 particules sortantes, et 4 équations de conservation de l'impulsion-énergie plus deux équations de conservation de la masse. Il ne reste donc que deux paramètres libres : l'un de ces paramètres est une phase aléatoire correspondant à un degré de liberté de rotation du plan de diffusion de l'électron et du noyau autour de l'axe du faisceau. Il ne reste en fait qu'un seul paramètre libre, par exemple θ , l'angle de diffusion de l'électron. On a les relations suivantes :

$$E_{e'} = \frac{E_e}{1 + \frac{2E_e}{M_A} \sin^2 \frac{\theta}{2}}$$

$$\nu = E_e - E_{e'} = \frac{Q^2}{2M_A}$$

Ainsi, l'énergie cinétique transférée à un noyau de ^{12}C par un électron de 1 GeV diffusé élastiquement à 30° est environ 10 MeV.

2.2 Diffusion inélastique sur le noyau

$$e + A \longrightarrow e + A^*$$

L'énergie déposée par l'électron correspond à l'énergie cinétique de recul, $\frac{Q^2}{2M_A}$, plus une énergie d'excitation du noyau ϵ^* : cette énergie permet d'exciter le noyau dans un état discret (ϵ^* de l'ordre de quelques dizaines de keV à quelques MeV) ou dans un état collectif de vibration ou de rotation (résonances géantes du noyau pour ϵ^* de l'ordre de 10 à 50 MeV).

Par rapport à la cinématique précédente, l'énergie d'excitation ϵ^* est une variable supplémentaire. La détection de l'électron (mesure de l'angle de diffusion et de l'énergie) fixe la cinématique et ϵ^* est donnée par la relation :

$$\nu = E_e - E_{e'} = \frac{Q^2}{2M_A} + \epsilon^*$$

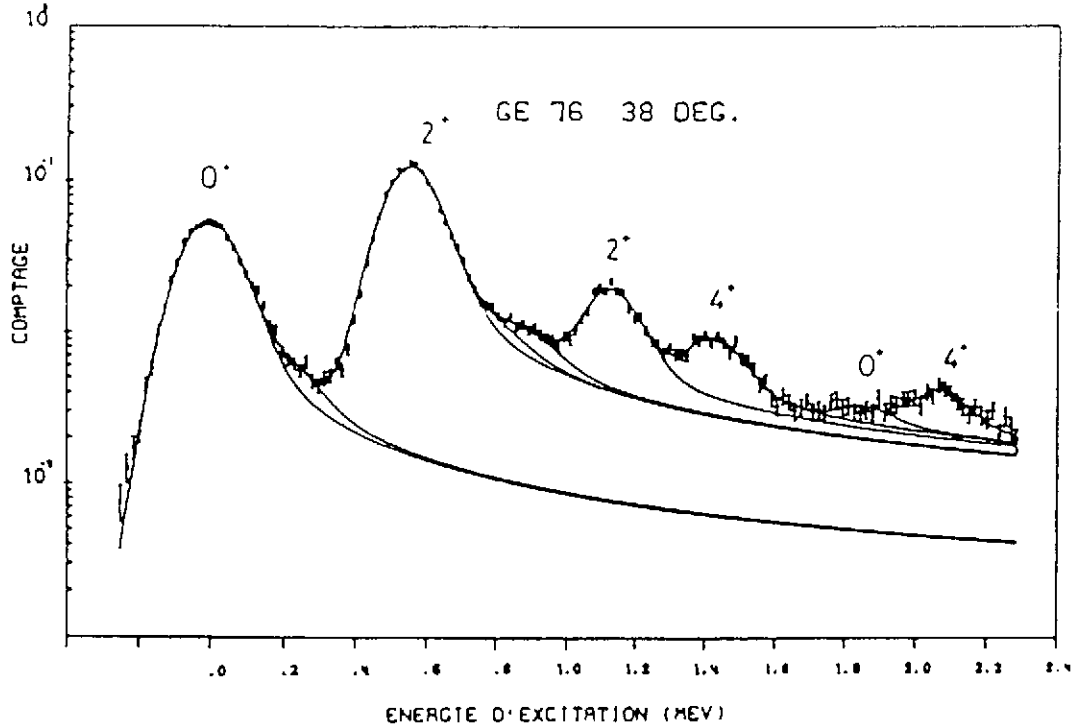


Figure 5: Spectre en énergie d'excitation d'électrons diffusés à 38 degrés par un noyau de Germanium 76. Le premier pic correspond à la diffusion élastique, les pics suivants à des niveaux d'excitation discrets du Germanium

La figure 5 montre le spectre en énergie d'excitation d'électrons de 500 MeV diffusés à 38 degrés par un noyau de ^{76}Ge . Le premier pic à $\epsilon^* = 0$ correspond à la diffusion élastique, les pics suivants à des niveaux d'excitation discrets du Germanium. Nous discuterons dans la suite du cours l'origine de la largeur des pics. Cependant, on peut noter que la séparation des états excités discrets de noyaux comme le ^{76}Ge a été permise grâce à la résolution en énergie excellente des accélérateurs d'électrons, associée à des détecteurs de très haute résolution. Ainsi, en diffusion (e, e'), une résolution meilleure que 100 KeV a été obtenue à l'ALS. A Bates, la résolution en diffusion (e, e') atteint 20 KeV.

2.3 Diffusion quasiélastique

$$e + A \rightarrow e + p + B^*$$

La diffusion quasiélastique est la diffusion d'un électron sur un nucléon du noyau considéré comme quasi-libre. La diffusion quasiélastique peut être étudiée soit en ne détectant que l'électron diffusé (inclusif), soit en détectant en coïncidence l'électron et le nucléon (exclusif). Comme un proton est beaucoup plus facile à détecter qu'un neutron, la très grande majorité des expériences faites jusqu'ici sont des expériences (e, e'p).

La principale différence par rapport aux processus précédents est le couplage de l'électron à un composant du noyau plutôt qu'au noyau lui-même. L'électron éjecte un nucléon du noyau et les autres nucléons, supposés spectateurs, reculent ensemble dans un état excité B^* . L'énergie d'excitation du noyau de recul B^* dépend de l'énergie de liaison du nucléon éjecté.

La présence de trois corps dans l'état final induit en général une cinématique non coplanaire. On définit donc un plan leptonique, plan de diffusion de l'électron, et un plan hadronique défini par le photon virtuel et le nucléon éjecté (Figure 6). On appelle conventionnellement ϕ l'angle entre ces deux plans.

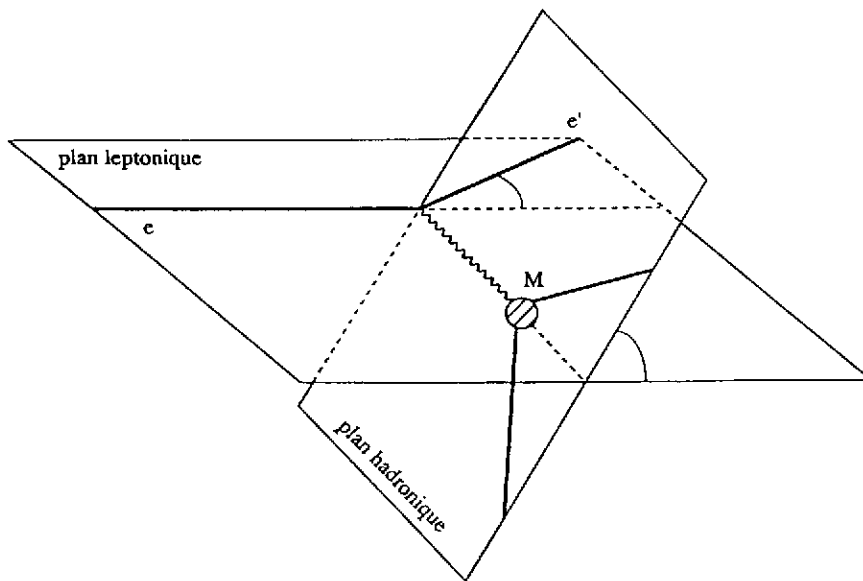


Figure 6: Plans leptonique et hadronique

Dans l'hypothèse simplificatrice où le nucléon est libre et au repos dans le noyau, la conservation de l'impulsion-énergie dans la collision élastique électron-noyau permet d'écrire :

$$E_{e'} = \frac{E_e}{1 + \frac{2E_e}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}}$$

$$E_e - E_{e'} = \frac{Q^2}{2M}$$

Expérimentalement, on observe effectivement un pic à $E_e - E_{e'} = \frac{Q^2}{2M}$ sur les spectres en énergie transférée par les électrons. La largeur de ce pic (100 MeV pour des électrons de 680 MeV diffusés à 60° sur des noyaux de $Z \geq 4$) provient du fait que les nucléons ne sont pas au repos dans le noyau du fait du mouvement de Fermi. Un calcul simple de gaz de Fermi permet de reproduire très correctement la forme du pic quasiélastique.

Le sommet du pic quasiélastique est déplacé de quelques MeV par rapport à la valeur $Q^2/2M$; ces quelques MeV représentent l'énergie moyenne de liaison des nucléons dans le noyau.

L'étude de la diffusion quasiélastique inclusive permet en particulier de tester la règle de somme de Coulomb : l'intégrale sur le pic quasiélastique de la partie coulombienne de la section efficace est reliée au nombre de protons Z . Il est usuel dans les articles traitant de ce type de diffusion d'appeler l'énergie transférée ω plutôt que ν et de définir la variable y ,

$$y = \frac{2m\nu - Q^2}{2|\vec{q}|}$$

qui est la projection du moment du nucléon frappé sur la direction du photon virtuel.

Sur la figure 7 est représentée la section efficace par nucléon de la réaction (e, e') à 680 MeV sur ^{12}C , ^{40}Ca , ^{48}Ca et ^{56}Fe à 60° en fonction de l'énergie transférée ω . Le premier pic correspond à la diffusion quasiélastique et le deuxième pic à l'excitation de la résonance Δ .

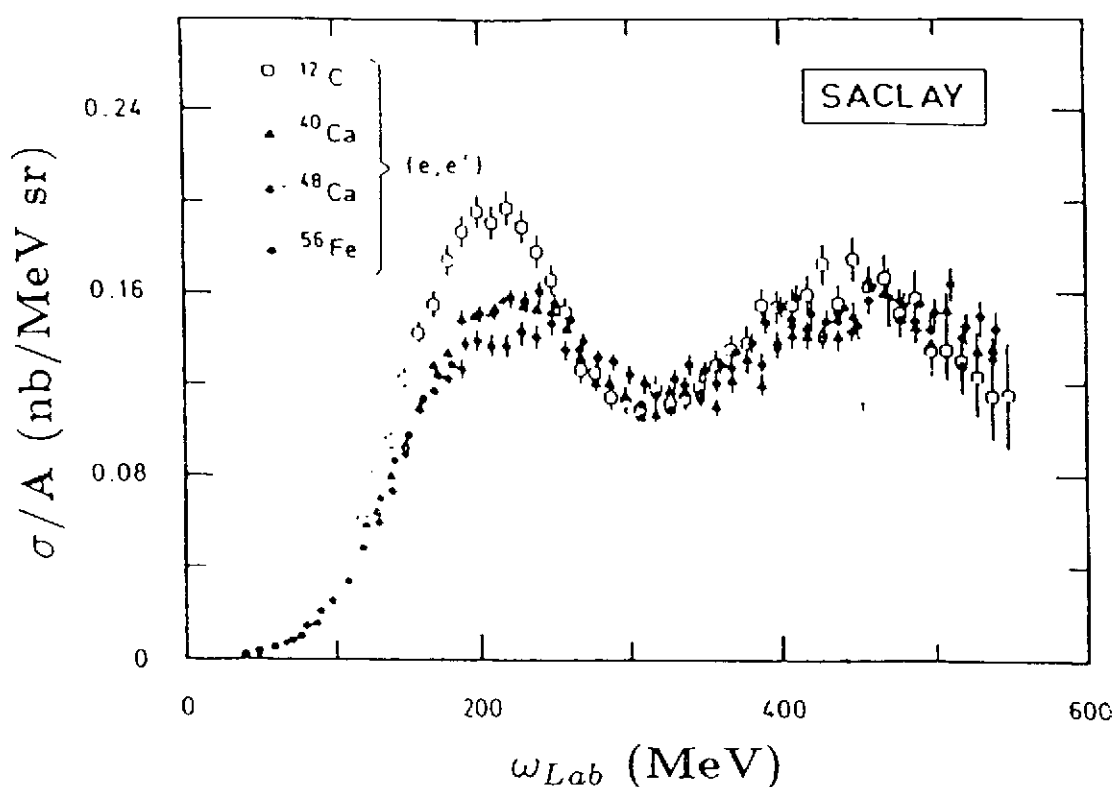


Figure 7: Section efficace par nucléon de la réaction (e, e') à 680 MeV sur les noyaux de Carbone 12, Calcium 40, Calcium 48 et Fer 56 en fonction de l'énergie transférée ω

La détection en coïncidence du proton permet de connaître l'état d'excitation du noyau de recul et l'énergie $(-E_m)$ et l'impulsion $\vec{P}_m$ du proton avant son éjection.

Les variables cinématiques utilisées en diffusion $(e, e'p)$ sont présentées sur la figure 8 et reliées de la façon suivante :

$$E_m = M_{B^*} + M - M_A \quad \vec{P}_m = -\vec{P}_B = \vec{P}_p' - \vec{q}$$

$$E_m = \omega - (E_p' - M) - (E_B - M_{B^*}) = (M_B + M - M_A) + (M_{B^*} - M_B)$$

$(M_B + M - M_A)$ représente l'énergie de séparation d'un proton et $M_{B^*} - M_B$ l'énergie d'excitation du noyau de recul.

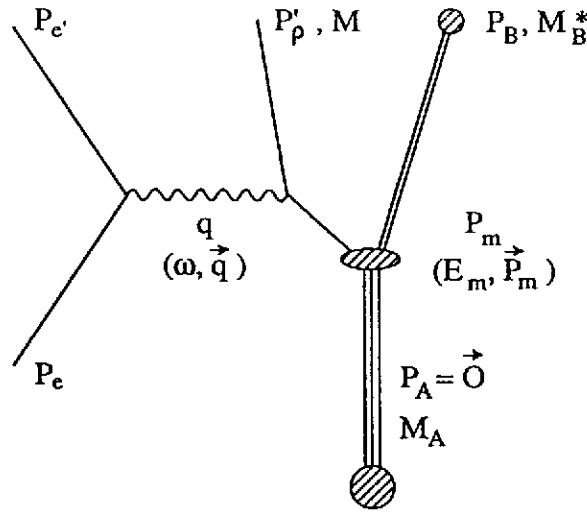
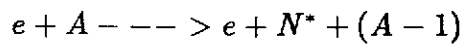


Figure 8: Formalisme de la diffusion quasiélastique $(e, e'p)$

Ainsi, une série de mesures de diffusion quasiélastiques $(e, e'p)$ dans des conditions cinématiques différentes fournit la fonction spectrale $S(E_m, p_m)$ qui est la probabilité de trouver un proton d'impulsion p_m et d'énergie E_m dans le noyau. La figure 9 présente la fonction spectrale du ^{208}Pb mesurée à NIKHEF. Les spectromètres de NIKHEF ont été optimisés pour atteindre une résolution de 80 KeV sur l'énergie et l'impulsion manquantes des protons.

2.4 Electroduction de résonances nucléoniques



Lorsque l'électron se couple à un nucléon, il peut l'exciter dans un état résonnant $(\Delta, N^*, \dots)$, qui décroît ensuite, le plus souvent avec émission d'un méson et d'un baryon. C'est le cas par exemple de la résonance Δ en pion + nucléon. Il faut transférer au noyau l'énergie d'excitation de la résonance et l'énergie de recul. L'état excité Δ est la première résonance du nucléon et celle dont la section efficace est la plus grande; la masse du Δ est de l'ordre de 1232 MeV, environ 300 MeV au-dessus de la masse du nucléon. Si on monte dans le spectre en énergie transférée, les résonances de plus haute énergie du nucléon

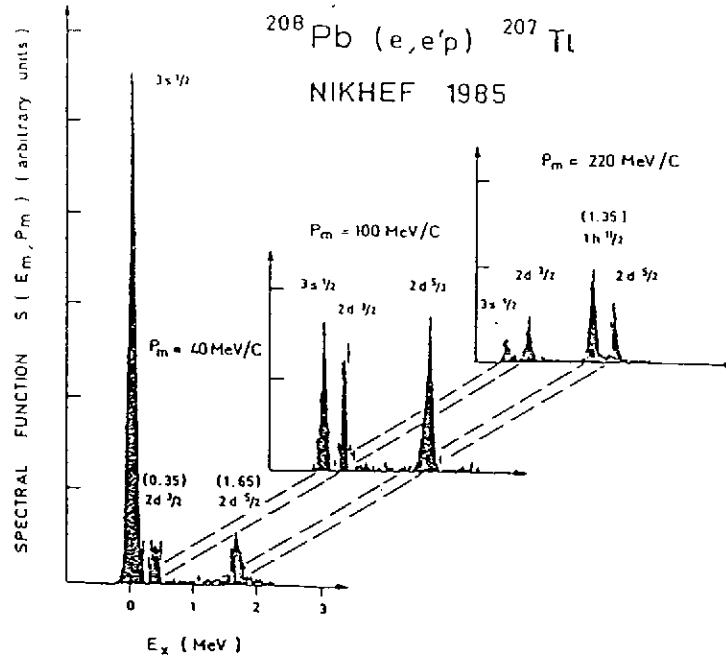


Figure 9: Fonction spectrale du Plomb 208 mesurée à NIKHEF

apparaissent et se superposent (N^* , Δ , Λ , ...). Certaines peuvent être identifiées par leur décroissance, par exemple la S^{11} (1650 MeV) par sa décroissance en $\Lambda + K$.

Les variables couramment utilisées pour décrire ces cinématiques sont les variables de Mandelstam du système photon virtuel-cible (figure 10).

Energie totale du système photon virtuel-cible	$S = (p_{\gamma^*} + p_{cible})^2$
Cas d'une cible au repos	$S = -Q^2 + M^2 + 2M\nu$
Quadriment transféré à la cible	$t = (p_{cible}^{initial} - p_{cible}^{final})^2$
Quadriment transféré à la particule	$t = (p_{photonvirtuel} - p_{particulesortante})^2$

Table 3: Variables de Mandelstam dans le système photon virtuel-cible

L'énergie totale dans le centre de masse de la résonance est égale au carré de sa masse M_R : $S = M_R^2$.

Si l'électron se couple à un seul nucléon du noyau, le reste du noyau étant spectateur, l'énergie transférée s'écrit :

$$\nu = \frac{Q^2}{2M} + \frac{M_R^2 - M^2}{2M} = \nu_{quasielastique} + \frac{M_R^2 - M^2}{2M}$$

Pour la résonance Δ : $(M_R^2 - M^2)/2M \approx 300 \text{ MeV}$.

On observe expérimentalement (figure 7) que le pic du Δ est environ 300 MeV au-delà du pic quasiélastique dans les spectres en énergie transférée des électrons. Sa largeur est due au mouvement de Fermi des nucléons et à la largeur intrinsèque de la résonance.

L'électroproduction de résonances nucléoniques est le processus dominant dans la section efficace de diffusion d'électrons sur les nucléons et les noyaux depuis le pic du Δ à

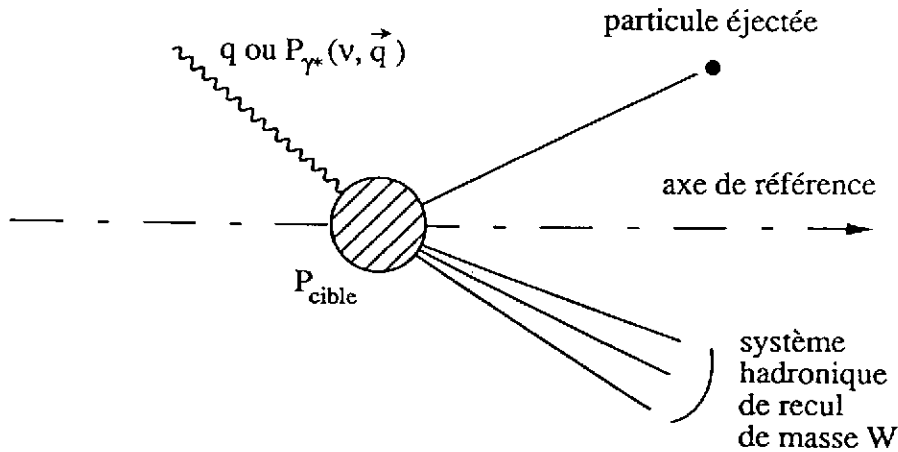


Figure 10: Cinématique dans le système photon-virtuel-cible

$S \approx 1.5(GeV/c)^2$ jusqu'à $S \approx 4(GeV/c)^2$. Cette plage en S correspond à une plage en énergie transférée $(Q^2/2M + 0.3) \leq \nu \leq (Q^2/2M + 1.6)$ en GeV .

La figure 11 illustre les régions accessibles cinématiquement par les accélérateurs d'électrons actuels ou en projet :

- Q^2 et ν sont le 4-vecteur impulsion-énergie et l'énergie transférés au noyau.

Nous avons considéré que la valeur maximale de l'énergie transférée accessible sur un accélérateur était de l'ordre de l'énergie du faisceau délivré par l'accélérateur. Ainsi, les accélérateurs NIKHEF(Amsterdam) et MAMIB(Mayence) permettent d'atteindre $\nu \approx 1 GeV$ et $Q^2 \approx (1 GeV/c)^2$. CEBAF permettra d'atteindre $\nu \approx 6 GeV$ et $Q^2 \approx (6 GeV/c)^2$.

- $W = \sqrt{S} = \sqrt{-Q^2 + M^2 + 2M\nu}$ est la masse du système hadronique créé dans le couplage photon virtuel-nucléon. La région cinématique dans laquelle $1.2 \leq W \leq 2$ est la région des résonances.

- Le paramètre x est la variable de Björken : $x = Q^2/2M\nu$. Nous viendrons à sa signification physique dans le paragraphe 6.

- L'angle θ est l'angle de diffusion de l'électron à Q^2 et ν donnés.

Cette figure appelle les remarques suivantes :

- Les accélérateurs européens (Mayence, NIKHEF) dont l'énergie est environ $1 GeV$ permettront d'étudier des résonances nucléoniques, mais pas toutes celles-ci car l'énergie disponible est trop faible.

- L'accélérateur CEBAF dont l'énergie nominale est $6 GeV$ permettra l'étude de toutes les résonances nucléoniques.

2.5 Diffusion profondément inélastique

Lorsque l'on augmente l'énergie transférée au-delà de la région des résonances, et lorsque l'impulsion transférée est grande ($Q^2 > 2(GeV/c)^2$) la section efficace décroît lentement et

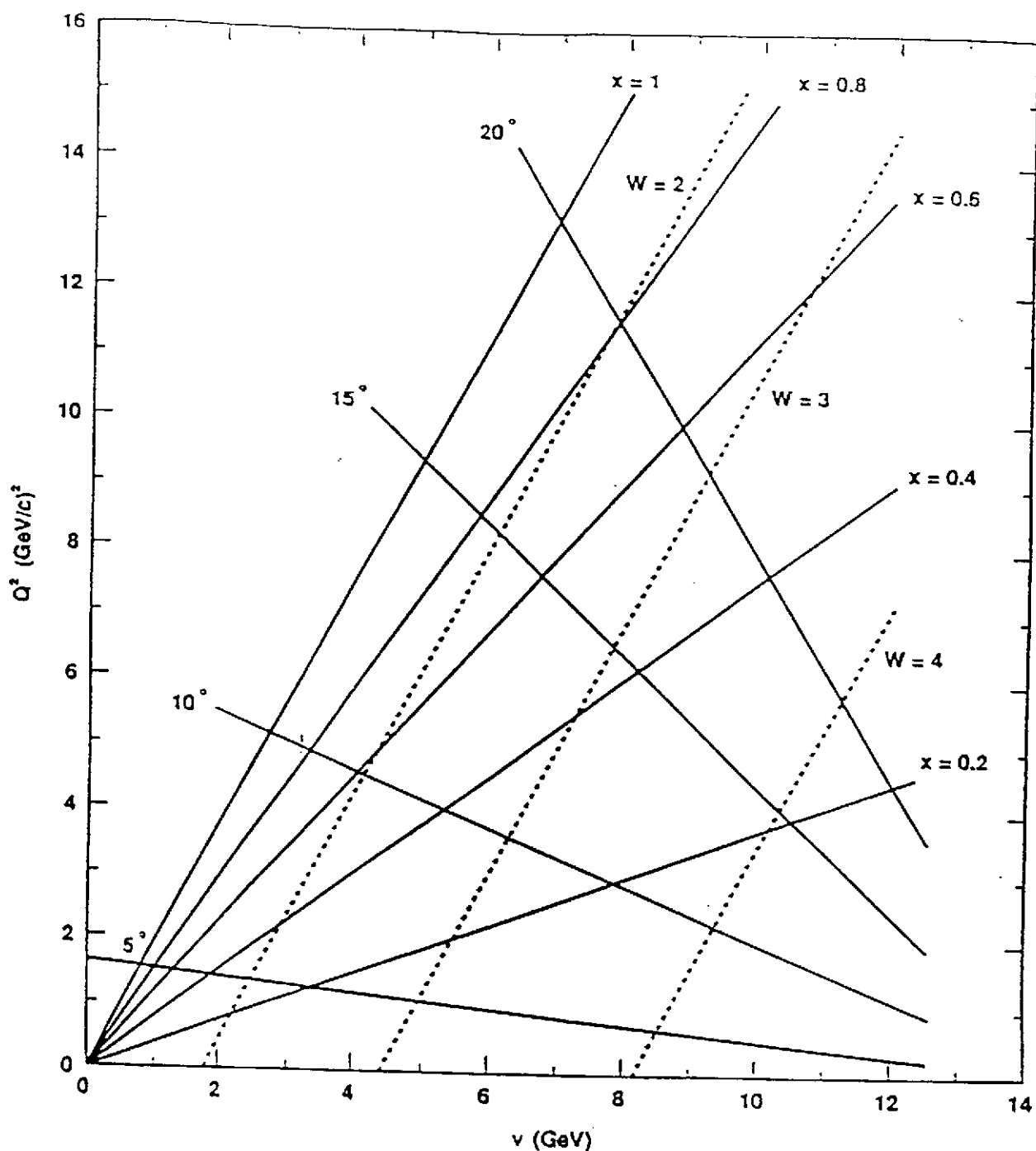


Figure 11: Domaines cinématiques accessibles aux accélérateurs d'électrons futurs ou existants

Les accélérateurs européens NIKHEF (Amsterdam) et MAMI-B (Mayence) permettent d'atteindre $Q^2 = 1 \text{ (GeV/c)}^2$, $\nu = 1 \text{ GeV}$. L'accélérateur CEBAF permettra d'atteindre $Q^2 = 6 \text{ (GeV/c)}^2$, $\nu = 6 \text{ GeV}$, et la nouvelle machine à électrons $Q^2 > 15 \text{ (GeV/c)}^2$, $\nu > 15 \text{ GeV}$. La masse du système hadronique de recul est calculée à l'aide de la formule

$$W = \sqrt{-Q^2 + M^2 + 2M\nu}$$

Pour une énergie incidente de 15 GeV, on a représenté les valeurs accessibles de Q^2 et ν à 4 angles de diffusion de l'électron; 5°, 10°, 15°, 20°.

présente une loi d'échelle : le terme d'origine hadronique de la section efficace ne dépend plus de Q^2 et de ν mais seulement du rapport Q^2/ν . C'est la signature d'une sous-structure des nucléons : les électrons ne diffusent plus sur des nucléons, mais élastiquement sur des objets ponctuels libres appelés partons à l'intérieur des nucléons.

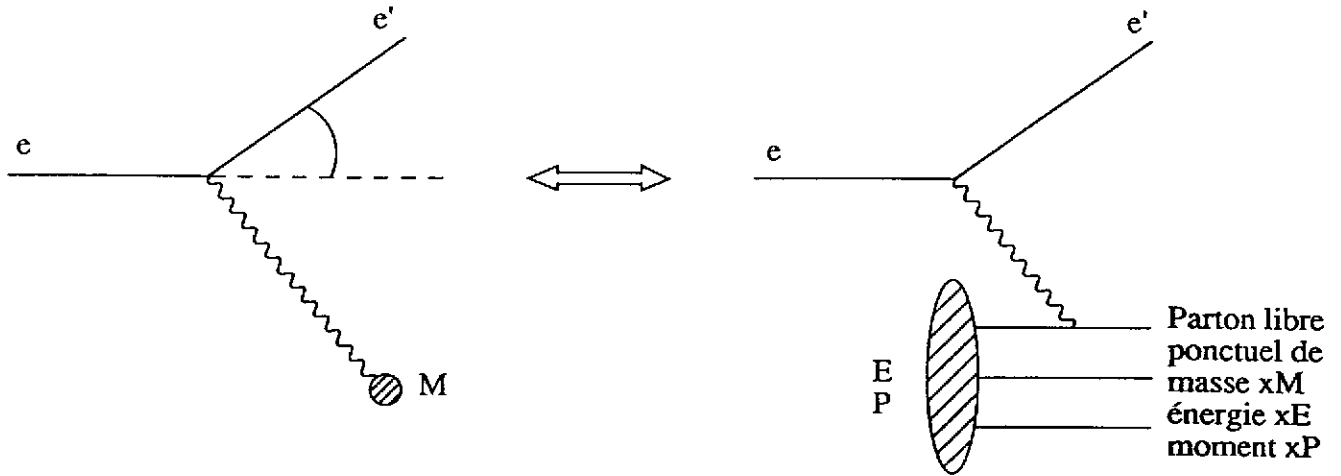


Figure 12: Diffusion profondément inélastique sur un quark

La réaction $e + A \rightarrow e + X$ se ramène à $e + \text{parton}(q) \rightarrow e + \text{parton}(q)$. Le parton diffusé élastiquement - car il n'a pas d'état excité connu - recule et interagit avec le reste de la cible. La réaction $e + q \rightarrow e + q$ est une réaction à deux corps (figure 12). Si le parton ponctuel est supposé au repos avec la cible à l'état initial, la détection de l'électron diffusé permet de déterminer la masse du parton par conservation de l'énergie :

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{2E}{M_{\text{parton}}} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \implies M_{\text{parton}} = \frac{Q^2}{2\nu}$$

On utilise la variable de Björken :

$$x_{\text{Björken}} = Q^2/2M\nu$$

D'où la masse du parton est égale à $x_{\text{Björken}} \times M$. Ainsi, la section efficace inclusive (e, e') sur le proton se comporte comme si le photon virtuel (Q^2, ν) se couplait à un objet ponctuel de masse xM , d'énergie xE_{proton} et d'impulsion $x\vec{P}_{\text{proton}}$. L'amplitude de la section efficace à $x_{\text{Björken}}$ fixé donne la probabilité de trouver dans le proton un parton de masse $x_{\text{Björken}}M$.

La diffusion profondément inélastique sur les noyaux obéit aux mêmes lois d'échelles que la diffusion profondément inélastique sur le proton : l'électron voit les partons constitutants des nucléons des noyaux.

En diffusion sur le proton, la variable $x_{\text{Björken}}$ varie entre 0 et 1 : $x_{\text{Björken}} = 1$ correspond à la diffusion élastique sur le proton. En diffusion sur le noyau, $x_{\text{Björken}}$ peut

varier en principe de 0 à 1 : $x_{Bjorken} = 0$ correspond à la diffusion élastique sur le noyau, $x_{Bjorken} = 1$ correspond à la diffusion quasiélastique sur un nucléon. Les événements à $x_{Bjorken} \geq 1$ peuvent provenir de la diffusion sur des agrégats de quarks.

Les lois d'échelles mises en évidence en diffusion profondément inélastique inclusive à grand Q^2 ($Q^2 > 2 - 3 (GeV/c)^2$) et grande énergie transférée au-delà des résonances ne sont pas absolues.

L'étude précise des déviations par rapport aux lois d'échelle à haut transfert a permis de déterminer la constante de couplage de la Chromodynamique Quantique et sa dépendance en Q^2 [3]. Lorsque l'on diminue l'énergie et l'impulsion transférées en gardant $x_{Bjorken}$ fixé, la déviation par rapport aux lois d'échelles augmente et l'on doit quitter l'image des partons libres dans le noyau. Ainsi, entre la région des résonances où le nucléon entouré d'un nuage de mésons semble la description adéquate et la région des lois d'échelle où l'électron voit des partons/quarks quasilibres, se situe une région cinématique dans laquelle le photon virtuel se couple à 1 ou des partons en interaction. C'est la région cinématique que permettra d'atteindre l'accélérateur CEBAF avec son faisceau de 6 GeV et qui sera plus complètement explorée par une machine à électrons de 15 à 30 GeV.

Lorsque le photon virtuel se couple à un parton/quark, le quark recule dans la cible, nucléon ou noyau. Il va s'hadroniser, c'est-à-dire s'habiller pour devenir un objet neutre de couleur. Au cours du processus d'hadronisation, des paires quarks-antiquarks peuvent se créer et s'assembler pour former des mésons et des baryons. La diffusion (e, e') inclusive permet de déterminer la probabilité de trouver un parton à $x_{Bjorken} = \frac{Q^2}{2M\nu}$, mais seules les expériences semi-exclusives avec détection d'un ou plusieurs des hadrons dans l'état final permettent d'étudier ce qu'il advient du quark et de la cible après le choc (Figure 13).

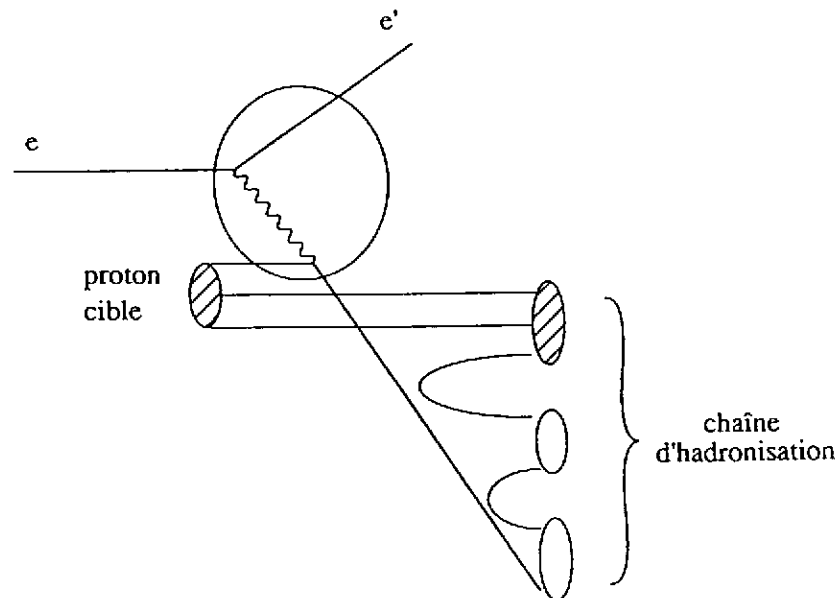


Figure 13: Hadronisation du parton de recul

On étudie ainsi l'électroproduction de mésons ($e, e'\phi, J/\Psi, \pi^0, \pi^{+-}, \dots$) pour mieux comprendre la chromodynamique dans le milieu nucléaire [4].

2.6 Récapitulatif

La figure 14.a présente l'allure typique d'un spectre en énergie transférée par un électron à un noyau. On reconnaît successivement le pic élastique, les états excités du noyau, le pic quasiélastique, l'excitation des résonances et la région de la diffusion profondément inélastique, baptisée région EMC du nom de l'expérience de diffusion de muons qui a mis en évidence la différence entre la distribution des quarks dans un nucléon libre et leur distribution dans un nucléon lié dans un noyau.

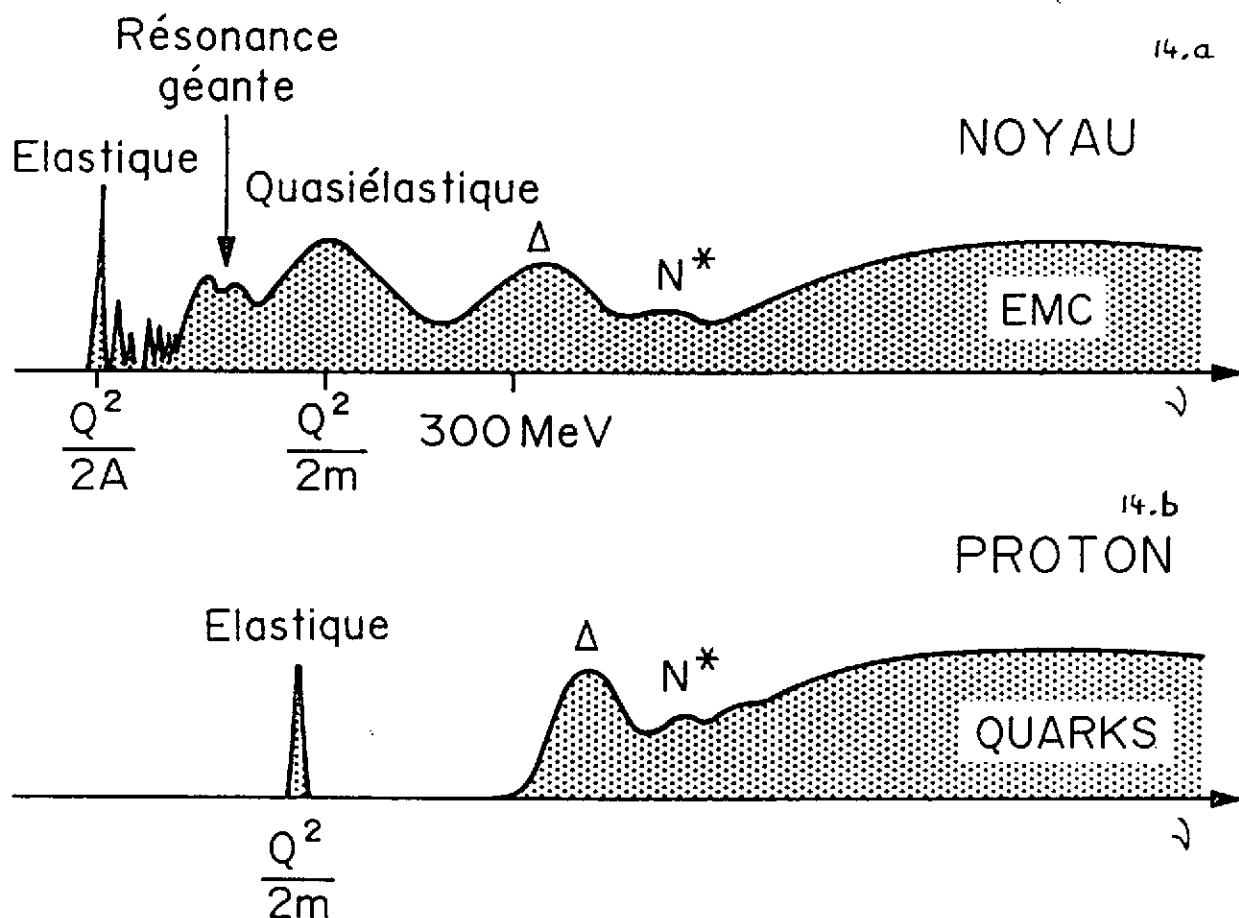


Figure 14: Spectre en énergie transférée par un électron à un noyau et à un proton

La figure 14.b présente un spectre en énergie transférée par un électron à un proton. Le pic élastique est suivi de l'excitation des résonances, puis de la région de la diffusion profondément inélastique.

Jusqu'à la région des résonances, l'énergie transférée ν à la cible détermine l'objet auquel on se couple et le transfert $\sqrt{Q^2 + \nu^2}$ détermine l'échelle à laquelle on va sonder l'objet. En diffusion profondément inélastique inclusive, c'est $x_{Bjorken}$ qui détermine l'objet sondé : la région des grands x ($0.2 < x < 0.7$) correspond à la diffusion sur les quarks de valence, et la région des petits x à la diffusion sur des quarks de la mer. La région des $x > 0.7$ correspond à la diffusion sur des agrégats de quarks. Lorsqu'on étudie l'électroproduction de particules au-delà des résonances, c'est le moment transféré t à la particule qui détermine par quel mécanisme la particule est produite.

2.7 Cas des photons réels

La figure 15 présente les sections efficaces d'absorption de photons réels en fonction de leur énergie sur le proton et sur le Deutérium.

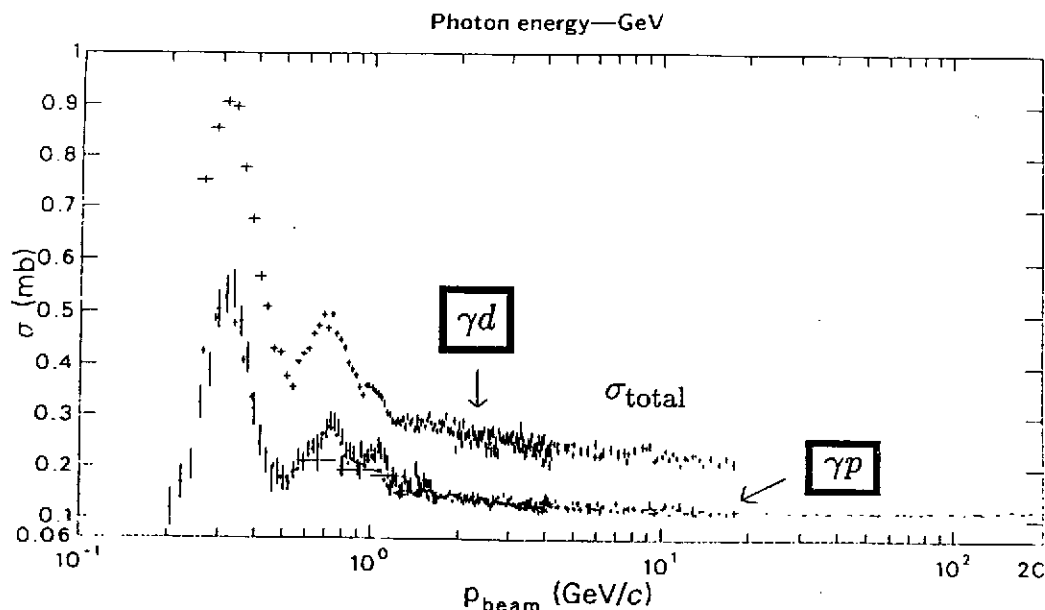


Figure 15: Spectre d'absorption des photons réels en fonction de leur énergie

Le premier pic correspond à la résonance Δ , les pics suivants jusqu'à une énergie dans le centre de masse de 2 GeV correspondent aux autres résonances. Au-delà, la section efficace décroît lentement et à l'énergie maximale des données disponibles - plus de 25 GeV dans le centre de masse -, la section efficace est supérieure à 100μ barns. Cette très forte section efficace est interprétée dans le Modèle de Dominance vectorielle comme la manifestation de la composante hadronique du photon. Le photon réel a les mêmes nombres quantiques que les mésons-vecteurs et sa fonction d'onde peut se décomposer sur la base des mésons-vecteurs ρ , ω , ϕ , J/Ψ en :

$$|\gamma\rangle = \alpha_\rho |\rho\rangle + \alpha_\omega |\omega\rangle + \alpha_\phi |\phi\rangle + \alpha_{J/\psi} |J/\psi\rangle$$

Les coefficients α_ρ , α_ω , α_ϕ et $\alpha_{J/\psi}$ sont tirés des résultats expérimentaux et le carré de leur module peut être interprété comme la probabilité pour le photon d'être un méson-vecteur hors couche de masse. Ce modèle phénoménologique rend très bien compte des sections efficaces d'absorption de photons à haute énergie et de photoproduction de mésons-vecteurs [5]. Le Modèle de Dominance Vectorielle mériterait d'être développé très complètement dans ce cours, car il permet de décrire les dépendances en transfert des sections efficaces de photoproduction de mésons et d'électroproduction à petit Q^2 . Le lecteur peut se référer à [5] pour des informations très complètes.

Si on étudie la photoproduction inclusive à grande impulsion transverse, on quitte le domaine de validité de ce modèle et on devient de plus en plus sensible à des processus durs décrits par QCD perturbatif [8].

3 Aspects expérimentaux

Nous allons regarder les principales caractéristiques des faisceaux, des cibles et des détecteurs utilisés pour les expériences de diffusion d'électrons sur cible fixe dans le domaine d'énergie de 1 à 100 GeV.

3.1 Le faisceau

Le premier accélérateur d'électrons a été construit en Illinois en 1940 par Donald W. Kerst. Le premier bétatron, baptisé ainsi à partir de la lettre grecque β utilisée comme symbole de la décroissance radioactive par émission d'électron, produisit un faisceau de 2,3 MeV. Le deuxième dès 1941 atteignait 22 MeV et fut le prototype de bétatrons commerciaux utilisés comme source de rayons X par certaines industries pendant la guerre.

Les caractéristiques principales d'un faisceau sont son énergie, sa résolution en énergie, son intensité, son cycle utile, son émittance et sa polarisation.

Energie et résolution en énergie

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, l'énergie du faisceau représente approximativement l'énergie disponible à déposer dans le noyau ou le nucléon. Elle conditionne le type de processus étudié; ainsi l'ALS de Saclay avec son faisceau de 700 MeV a permis d'étudier la diffusion sur le noyau et la diffusion quasiélastique sur le nucléon de façon détaillée jusqu'à $Q^2 = 0.2(\text{GeV}/c)^2$. L'accélérateur américain CEBAF avec des électrons de 6 GeV permettra de poursuivre les études faites à l'ALS, à NIKHEF, à Bates et à Mayence sur l'élastique et le quasiélastique et permettra l'étude des résonances nucléoniques. La machine à électrons de 15 à 30 GeV aura pour objectif l'étude de la structure en quarks et gluons de la matière hadronique.

Une excellente résolution en énergie des faisceaux et des détecteurs est indispensable pour séparer les états d'excitation du noyau et les niveaux nucléaires d'origine des protons éjectés en $(e,e'p)$. Rappelons qu'à l'ALS, une résolution en énergie de 100 keV en diffusion inclusive (e,e') a permis de séparer les niveaux d'excitation de noyaux déformés comme le ^{76}Ge (voir figure 5). A NIKHEF, la résolution en masse manquante de quelques dizaines de keV a permis le développement d'un programme très fructueux de diffusion quasiélastique $(e,e'p)$ (voir figure 9).

Intensité du faisceau

Une des principales différences entre les faisceaux de hadrons et les faisceaux d'électrons vient de la très haute intensité de ces derniers. La très grande majorité des accélérateurs d'électrons aujourd'hui délivrent des faisceaux dont l'intensité est supérieure ou égale à 10 μA . Une intensité de 10 μA correspond à un flux de $n_{e-} = 10 \cdot 10^{-6} / 1.6 \cdot 10^{-19} \approx 6 \cdot 10^{13}$ électrons/s. Un tel flux d'électrons est nécessaire car les sections efficaces de diffusion d'électrons sur les noyaux sont typiquement très inférieures au μbarn (10^{-30} cm^2).

L'accélérateur d'électrons est constitué d'une série de cavités dans lesquelles l'électron est accéléré par une onde générée dans un klystron. Le faisceau d'électrons est pulsé de telle sorte que chaque pulse soit en phase avec l'onde d'accélération dans chaque cavité.

Cycle utile

Le cycle utile est égal à la longueur d'un pulse-faisceau τ en secondes multiplié par la fréquence de ces pulses en Hz. Une approximation couramment utilisée est de dire que le cycle utile C est égal à τ/T , où T est l'intervalle de temps entre deux pulses-faisceau.

Un bon cycle utile est essentiel pour les expériences où l'on veut détecter plusieurs particules dans l'état final dont les cinématiques ne sont pas fortement corrélées. En effet, soit une expérience où l'on détecte n particules, par exemple les deux protons p et l'électron d'une réaction $e + A \rightarrow e' + p + p + B^*$. Appelons σ_{PHYS} la section efficace de cette réaction. L'expérience va consister par exemple dans la détection de l'électron et des deux protons dans trois détecteurs différents en coïncidence en temps. Lorsqu'un détecteur voit un proton, on va déclencher l'ouverture d'une porte en temps de longueur τ_{porte} , pendant laquelle les trois détecteurs vont être lus. Dans un certain nombre de cas, on constatera une coïncidence ($e, e'pp$); cependant, cette coïncidence peut être fortuite, les nucléons et l'électron pouvant avoir été produits dans la même porte en temps, mais par des processus différents. Appelons par exemple σ_e et σ_p les sections efficaces de production inclusive d'un électron et d'un proton. Soit N_e le nombre d'électrons incidents dans la porte en temps. Pour une valeur donnée du courant moyen $\langle I \rangle$, N_e dépend du cycle utile, puisque la porte en temps est ouverte pendant le pulse faisceau :

$$N_e = I_{crete} \times \tau_{porte}$$

où I_{crete} est le courant crête dans le pulse-faisceau, relié au courant moyen et au cycle utile par :

$$I_{crete} = \frac{\langle I \rangle}{C} \implies N_e = \langle I \rangle \times \frac{\tau_{porte}}{C}$$

La probabilité d'un événement physique est proportionnelle à $\sigma_{PHYS} \times N_e$. La probabilité d'un événement fortuit est égale au produit de la probabilité de produire un électron par la probabilité de produire 2 protons, par n'importe quel processus, dans la porte en temps. Donc, elle est proportionnelle au produit des sections efficaces inclusives multipliées par le nombre d'électrons incidents dans la porte en temps,

$$\sigma_e N_e \times (\sigma_p N_e)^2$$

Donc le rapport signal/bruit est proportionnel à

$$\frac{\sigma_{PHYS}}{\sigma_e(\sigma_p)^2} \times \frac{1}{N_e^2} = \frac{\sigma_{PHYS}}{\sigma_e(\sigma_p)^2} \times \frac{C^2}{\langle I \rangle^2}$$

A courant moyen fixé, le rapport signal sur bruit fortuit d'une expérience de détection en coïncidence de n particules dont les cinématiques ne sont pas corrélées varie comme C^{n-1} .

Lorsque les cinématiques des particules sont très corrélées, comme dans le cas d'une cinématique à 2 corps, la connaissance de la position d'une particule contraint très fortement l'espace de phases de la deuxième. On peut donc soustraire l'essentiel du bruit de fond des coïncidences fortuites en requérant la conservation de l'impulsion-énergie au cours de la réaction.

Ainsi, malgré un faible cycle utile de 2%, un programme d'expériences de coïncidence ($e, e'p$) a pu être mené à bien à l'ALS de Saclay.

Le tableau 4 présente les principales caractéristiques techniques des accélérateurs d'électrons en fonctionnement actuellement ou qui démarreront dans les 5 ans à venir. Les machines de la nouvelle génération (Mayence, CEBAF, NIKHEF) ont un cycle utile proche de 100%.

Lieu géographique	Faisceaux	Energie en GeV	Intensité Cycle utile	Polarisation	Démarrage
CEBAF (USA)	électrons	0.5-4.0	200 μ A-100%	Oui	1994-95
CERN Genève	Muons	280	$10^7 \mu s^{-1}$	Oui	opérationnel
ELSA Bonn	électrons	2.5	200nA-95%	Oui	opérationnel
ESRF Grenoble	photons	1.8	$10^7 \gamma s^{-1}$	Oui	1992
HERA Hamburg	Electrons	30	60mA - 10^{-4}	Prévue	Opérationnel
LEGS Brookhaven(USA)	photons	0.35	$10^7 \gamma s^{-1}$	Oui	opérationnel
MAMI Mayence	électrons	0.855	100 μ A-100%	Oui	1991
MIT-Bates (USA)	électrons	1.	50 μ A-80%	Oui	1992
NIKHEF Amsterdam	électrons	0.800	100 μ A-90%	Non	1992
SLAC (USA)	électrons	22.6	10 μ A- $1.2 \cdot 10^{-4}$	Oui	opérationnel
YEREVAN (URSS)	électrons	4.5	1 μ A-15%	Non	opérationnel

Table 4: Récapitulatif des moyens expérimentaux pour la sonde électromagnétique aux énergies intermédiaires dans le monde

Emittance

L'émittance d'un faisceau est une mesure de l'encombrement spatial et de la dispersion en impulsion d'un faisceau. Chaque pulse d'un faisceau se propageant dans le vide est constitué de particules dont les quantités de mouvement sont différentes en module et en direction. L'émittance est le volume qu'occupe l'ensemble des particules de chaque pulse faisceau dans un espace à 6 dimensions (p_x, p_y, p_z, x, y, z) où (O, x, y, z) est un repère orthonormé, oz étant la direction moyenne du faisceau, et (p_x, p_y, p_z) les coordonnées de l'impulsion des particules dans ce repère. En général, on regarde l'émittance à une abscisse z fixée et on se ramène à une émittance dans l'espace à 5 dimensions (p_x, p_y, p_z, x, y) .

Le théorème de Liouville énonce que le volume occupé par un ensemble de particules dans l'espace des phases est un invariant de leur mouvement, hormis le cas où une partie des particules est arrêtée par des fentes ou des collimateurs.

L'émittance totale est un concept important, mais difficile à manipuler. Dans certaines conditions de transport, on peut définir deux plans orthogonaux ayant pour intersection l'axe faisceau, tels que le comportement d'une particule dans l'un des plans est indépendant de son comportement dans l'autre. Si par exemple un faisceau est transporté horizontalement et dévié dans le plan horizontal pour entrer dans une salle expérimentale, on pourra définir indépendamment une émittance horizontale du faisceau, surface du faisceau dans l'espace (x, p_x) et une émittance verticale égale à la surface du faisceau dans le plan (y, p_y) . Ces émittances sont exprimées en mm.mrad, car plutôt que de travailler

dans le plan (x, p_x) ou le plan (y, p_y) , on travaille dans des plans (x, θ_x) ou (y, θ_y) où

$$\theta_x = \frac{p_x}{p_z} \quad \text{et} \quad \theta_y = \frac{p_y}{p_z}$$

La projection de l'espace de phase du faisceau sur ces deux plans est une ellipse.

A l'ALS, les émittances du faisceau d'électrons étaient de l'ordre de 1 mm.mrad. Les émittances du faisceau de CEBAF sont de l'ordre de 10^{-3} mm.mrad.

Polarisation

L'intérêt des mesures de polarisation dans la diffusion d'électrons sur les noyaux et les nucléons peut se résumer en quelques points forts [11]-[12] ;

- Les effets dépendant du spin de l'électron incident peuvent s'écrire sous forme de deux termes dûs aux polarisations longitudinale et transverse de l'électron par rapport à la direction du faisceau. L'électron est polarisé longitudinalement quand l'orientation de son spin est parallèle ou antiparallèle par rapport au faisceau. L'effet relatif du terme transverse est en m/E , donc négligeable pour les électrons relativistes.

- Dans le cas de la diffusion inclusive, où seul le faisceau incident est polarisé, l'asymétrie obtenue par renversement de l'hélicité viole la parité et par suite ne fait intervenir que les interactions faibles.

- Pour les cibles de spin 1/2, pour obtenir un effet de polarisation dans les interactions électromagnétiques en diffusion inclusive, il faut ajouter à la polarisation du faisceau celle de la cible ou celle du noyau de recul.

- Dans les expériences en coïncidence, la section efficace comprend des termes supplémentaires si le faisceau et/ou la cible sont polarisés. La séparation de ces termes apporte une information physique plus complète (cf cours H. Fonvieille).

Il existe plusieurs types de sources d'électrons polarisés. Citons les sources à l'arséniure de Gallium permettant d'atteindre des polarisations de 90% (SLAC-1992). Le transport de particules polarisées pose des problèmes complexes, qui se simplifient dans un accélérateur linéaire ; les électrons polarisés longitudinalement à la source sont accélérés sans dépolarisation [12]. dans les anneaux de stockage, les électrons acquièrent une polarisation transverse par rayonnement synchrotron et on utilise des rotateurs de spin pour tourner le spin et l'orienter longitudinalement au point d'impact (Projet HERMES a HERA).

3.2 La cible

On utilise plusieurs unités pour exprimer l'épaisseur t d'une cible. L'unité la plus simple est bien sur le centimètre, mais il est usage courant de remplacer t par ρt , ρ étant la masse volumique de la cible : les épaisseurs cibles sont alors données en $g.cm^{-2}$. Le nombre de noyaux diffuseurs par centimètre carré de cible est égal à

$$\frac{\mathcal{N}}{A} \times \rho t$$

où $\mathcal{N}$ est le nombre d'Avogadro et A la masse atomique de la cible.

Luminosité

A haute énergie, il est d'usage courant de définir la luminosité $\mathcal{L}$, produit de l'intensité du faisceau par l'épaisseur cible :

$$\mathcal{L} = n_{\text{electrons incidents}} / s \times n_{\text{centres diffuseurs}} / \text{cm}^2$$

L'unité de la luminosité est donc le $s^{-1} \text{cm}^{-2}$. Le nombre d'électrons incidents par seconde est donné par :

$$n_{\text{electrons incidents}} = \frac{\langle I \rangle_{\text{en } A}}{1.6 \cdot 10^{-19}} \approx 6 \cdot 10^{12} \times \langle I \rangle_{\text{en } \mu A}$$

où $\langle I \rangle$ est l'intensité moyenne du faisceau.

Suivant l'énergie des électrons et les processus étudiés, on considère le noyau ou le nucléon comme centre diffuseur. Ainsi, en diffusion profondément inélastique, l'électron voit les quarks de chaque nucléon, tandis que lorsqu'on excite une résonance géante du noyau, on excite le noyau dans son ensemble. Si les centres diffuseurs sont des noyaux,

$$n_{\text{centres diffuseurs/cm}^2} = \frac{\mathcal{N}}{A} \rho t \text{ (t en cm)} = \frac{\mathcal{N}}{A} t \text{ (t en g.cm}^{-2}\text{)}$$

et la luminosité s'écrit :

$$\mathcal{L} \approx 3.6 \cdot 10^{36} \times \frac{t(\text{g/cm}^2)}{A} \times \langle I \rangle \text{ (en } \mu A) \text{ cm}^{-2} s^{-1}$$

Si les centres diffuseurs sont des nucléons, le nombre de centres diffuseurs est multiplié par A et la luminosité s'écrit :

$$\mathcal{L} \approx 3.6 \cdot 10^{36} \times t(\text{g/cm}^2) \times \langle I \rangle \text{ (en } \mu A) \text{ cm}^{-2} s^{-1}$$

La luminosité d'un faisceau de $10 \mu A$ sur une cible d'épaisseur 1 g/cm^2 de Carbone est de l'ordre de $3 \cdot 10^{36} \text{ cm}^{-2} s^{-1}$, ou $35 \cdot 10^{36} \text{ nucleons.cm}^{-2} s^{-1}$. Une luminosité de $10^{36} \text{ cm}^{-2} s^{-1}$ est donc tout à fait accessible sur les accélérateurs d'électrons.

Une relation très simple relie le taux de comptage N à la luminosité $\mathcal{L}$ et à la section efficace σ intégrée sur l'angle solide des détecteurs :

$$N \text{ (en } s^{-1}\text{)} = \mathcal{L} \text{ (cm}^{-2} s^{-1}\text{)} \times \sigma \text{ (cm}^2\text{)}$$

Processus radiatifs dans la cible

La figure 16 présente la contribution relative des principaux mécanismes de perte d'énergie des électrons et des positrons dans une cible de ^{208}Pb en fonction de leur énergie. Au-delà de 10 MeV, presque toute l'énergie perdue par un électron dans la matière est rayonnée dans le champ des noyaux et des électrons atomiques. La probabilité ϕ d'émission d'un photon de bremsstrahlung d'énergie k par une particule de charge unité et de masse m dans le champ d'un noyau statique de charge Z , a été calculée par Bethe et Heitler [6] :

$$\phi = \left(\frac{dk}{k}\right) \times \frac{\alpha Z^2}{m^2} \times \left(\frac{e^2}{c^2}\right)^2 \times \frac{4}{E^2} (E^2 + E'^2 - \frac{2}{3} E E') \left(\log \frac{2 E E'}{k m c^2} - \frac{1}{2}\right)$$

où E et E' sont l'énergie de la particule avant et après émission du photon ($k = E - E'$). Cette formule ne tient pas compte de l'effet d'écran du cortège atomique, mais cet effet

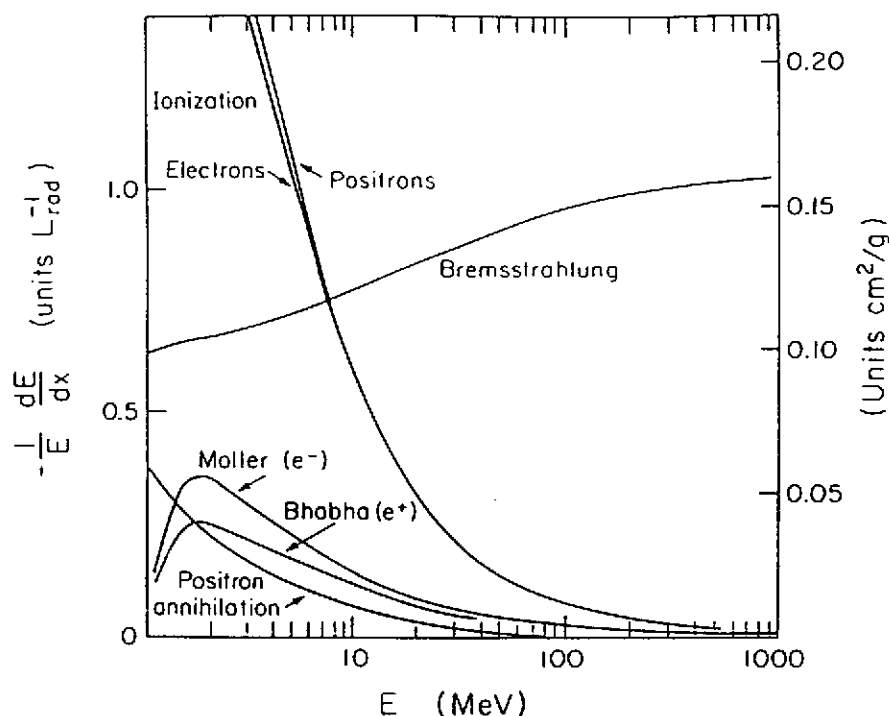


Figure 16: Principaux mécanismes de perte d'énergie des électrons et positrons dans la matière

d'écran ne modifie pas la dépendance de la probabilité en $1/k$ et en $1/m^2$. Ainsi, la probabilité pour un électron de rayonner est $5 \cdot 10^4$ fois plus grande que la probabilité pour un muon de rayonner. Les effets radiatifs sont donc beaucoup moins "génants" en diffusion de muons qu'en diffusion d'électrons.

On définit L , la longueur de radiation d'un matériau, comme la longueur parcourue par un électron pour perdre toute son énergie, sauf $1/e$ ($\ln e = 1$), par bremsstrahlung. Par exemple, la longueur de radiation du ^{12}C est de 43 g.cm^{-2} ou 19 cm. Le Particle Properties Data Booklet [7] contient toutes les informations sur les longueurs de radiation des matériaux.

Il est courant d'exprimer une épaisseur cible en unités de longueur de radiation. Les cibles utilisées en diffusion d'électrons font de l'ordre de quelques centièmes à quelques dixièmes de longueur de radiation; au-delà, les corrections dues au rayonnement de freinage mais aussi à d'autres processus électromagnétiques deviennent très importantes.

Comme nous l'avons vu, la perte d'énergie des muons par bremsstrahlung est plus de 4 ordres de grandeur plus faible que la perte d'énergie des électrons par le même processus. Pour les muons, le processus dominant est la perte d'énergie par ionisation. Une bonne approximation de la perte d'énergie dE/dx des muons dans la matière est donnée par la formule suivante :

$$\frac{dE}{dx} = a + bE$$

où $a \approx 2 \text{ MeV/g/cm}^2$ est le terme dû à l'ionisation et b regroupe la contribution des autres processus.

La figure 17 montre la variation de b et des termes qui y contribuent en fonction de l'énergie des muons. Ce n'est qu'au delà de 100 GeV que la contribution du terme bE devient significative. Dans une longueur de radiation de ^{12}C , un muon de 10 GeV perd environ 100 MeV, tandis qu'un électron perd 6 GeV. Ainsi, les cibles utilisées pour

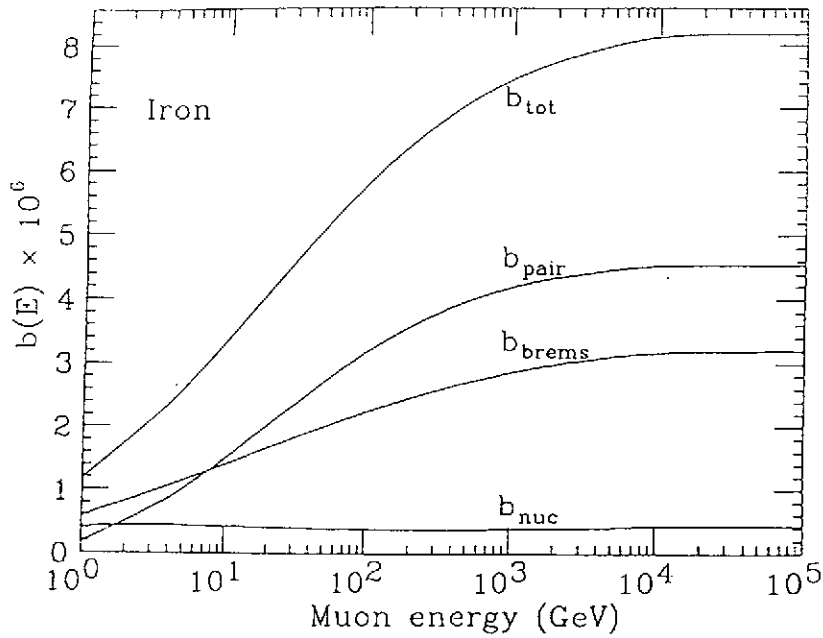


Figure 17: Contribution à b de différents mécanismes de perte d'énergie des muons dans la matière

la diffusion de muons peuvent être beaucoup plus épaisses, ce qui compense en partie l'intensité plus faible des faisceaux de muons qui sont des faisceaux extraits alors que les faisceaux d'électrons sont des faisceaux primaires.

Les photons produits dans la cible par le rayonnement de freinage des électrons constituent un véritable faisceau de photons réels qui interagit avec la cible. Considérons une cible d'épaisseur t et une tranche d'épaisseur dx de cette cible. Le nombre de photons d'énergie k produits dans cette tranche s'écrit :

$$dN(k) = \frac{\langle I \rangle}{e} \times \frac{dx}{L} \times \frac{1}{k}$$

La probabilité d'interaction de ces photons dans la cible restante est proportionnelle à l'épaisseur-cible restante ($t-x$) et à la section efficace d'absorption de photons réels :

$$\mathcal{P} \propto \sigma_{\gamma \text{ reel}}(k) \times (t-x)$$

Donc, le nombre d'évènements dûs aux photons de bremsstrahlung est proportionnel à

$$\int dk \int_0^t dx \times (t-x) \times \sigma_{\gamma \text{ reel}}(k) \times \frac{1}{k}$$

Ce nombre augmente quadratiquement avec l'épaisseur cible, alors que le nombre d'évènements d'électroproduction varie linéairement avec l'épaisseur-cible.

Notion de photons quasi-réels

En diffusion inclusive d'électrons, la section efficace se factorise de la façon suivante (cf cours H. Fonvieille Ecole JC92 - Equation 60) :

$$\frac{d\sigma}{dE_e' d\theta} = \Gamma(E_e', \theta) [\sigma_T + \epsilon \sigma_L]$$

où Γ est un terme cinématique appelé flux de photons virtuels :

$$\Gamma(E_{e'}, \theta) = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{K}{|\vec{q}^2|} \times \frac{E_e}{E_{e'}} \times \frac{1}{1 - \epsilon}$$

Avec :

$$K = \nu + Q^2/2M_{cible}$$

$$\epsilon = [1 - 2 \frac{\nu^2 - Q^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\theta}{2}]^{-1}$$

$$\vec{q}^2 = Q^2 + \nu^2$$

La figure 18 montre la variation du flux de photons virtuels avec θ et ω , l'énergie du photon virtuel ($\omega = E_e - E_{e'}$) pour un faisceau de 4 GeV. Le flux décroît très vite en θ et ω . Au voisinage de $\theta = 0^\circ$, il varie en $1/\omega$.

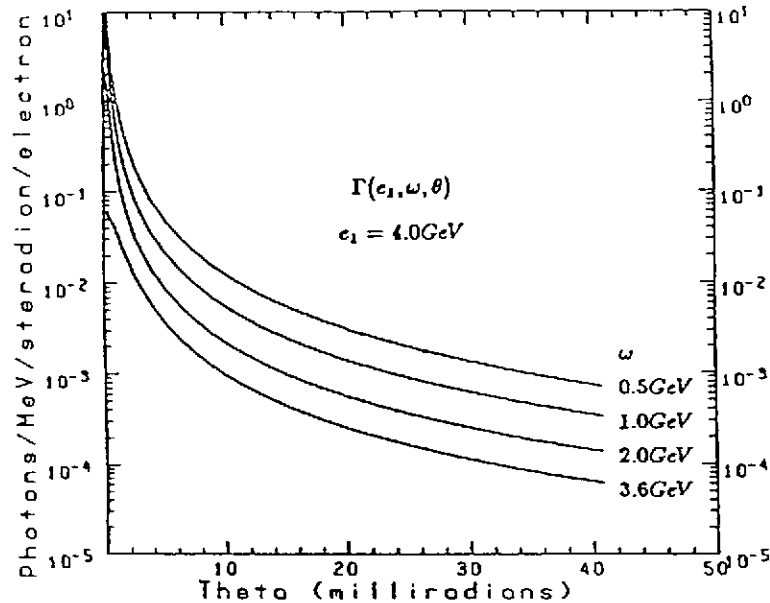


Figure 18: Variation du flux de photons virtuels avec l'angle de diffusion de l'électron et l'énergie du photon virtuel

On appelle photons quasiréels les photons émis par des électrons diffusés à très petits angles, où ils ne peuvent être détectés en général puisqu'ils sont dans le tube faisceau. Le moment transféré est très petit ($Q^2 \approx 0$), et donc les photons sont presque sur couche de masse, d'où leur nom de photons quasiréels [9].

Presque tous les événements d'électroproduction proviennent de photons quasiréels non étiquetables. En effet, le flux de photons virtuels décroît très vite avec l'angle de l'électron diffusé (cf figure 18). La figure 19 représente l'intégrale du flux de photons virtuels de 0° à un angle variable θ de 0 à 50 mrad, pour deux valeurs de ω et une énergie de faisceau incident de 4 GeV. L'intégrale du flux croît très vite jusqu'à 2 mrad, puis sature à partir d'environ 35 mrad (2 degrés) (cf cours H. Fonvieille - Paragraphe 4.1). Ainsi, presque tous les photons virtuels sont créés par des électrons émis à moins de 2 degrés. Ces photons quasi-réels ont une dépendance en énergie en $1/\omega$, comme les photons de bremsstrahlung.

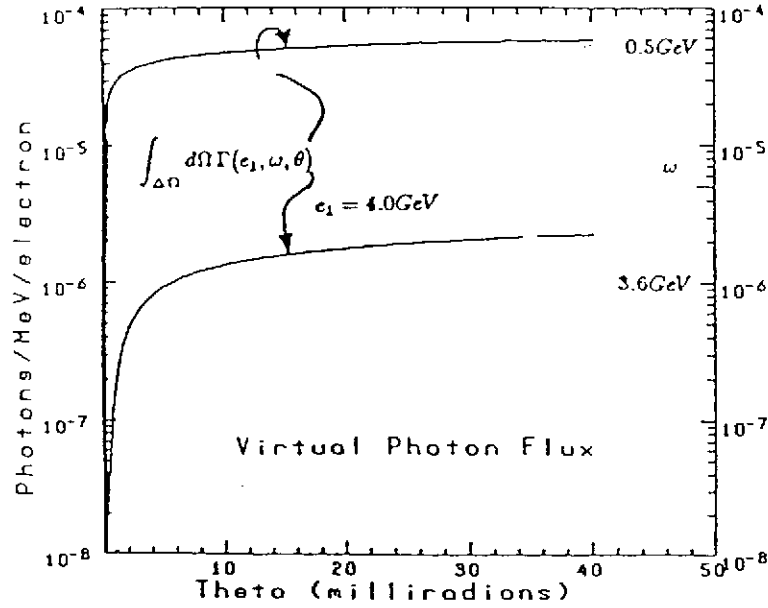


Figure 19: Intégrale du flux de photons virtuels de 0 degré à un angle variable de 0 à 50 mrad

Le nombre d'évènements N_{QR} créés par des photons quasiréels peut s'écrire :

$$N_{QR} = \mathcal{L} \times \int d\omega \int_{0^\circ}^{2^\circ} \Gamma(\omega, \theta) d\Omega [\sigma_t(\omega)]$$

car $\epsilon(\omega, Q^2 \approx 0) \sigma_L(\omega, Q^2 \approx 0) \approx 0$

Il est d'usage courant d'écrire :

$$\int_{0^\circ}^{2^\circ} \Gamma(\omega, \theta) d\Omega = \frac{t_V}{\omega}$$

où t_V est une épaisseur-cible virtuelle, par analogie avec l'expression du nombre N_R d'évènements créés par les photons réels de bremsstrahlung dans la cible :

$$N_R = \mathcal{L} \times \int d\omega \frac{t}{2\omega} \sigma_t(\omega)$$

où t est l'épaisseur réelle de la cible en longueur de radiation (expression valable pour $t < 1$).

Ainsi, tout électron traversant une cible, quelque soit l'épaisseur de celle-ci, produit des photons quasi-réels dont le flux Φ en fonction de l'énergie ω est donné par

$$\frac{d\Phi}{d\omega} = \frac{t_V}{\omega}$$

par électron, par unité d'énergie.

La variation de l'épaisseur cible équivalente t_V en fonction de l'énergie du faisceau incident est donnée sur la figure 20.

Pour des énergies de faisceau autour du GeV, t_V est typiquement de l'ordre de 2% de longueur de radiation. Cela signifie que le nombre de photons quasiréels est égal au

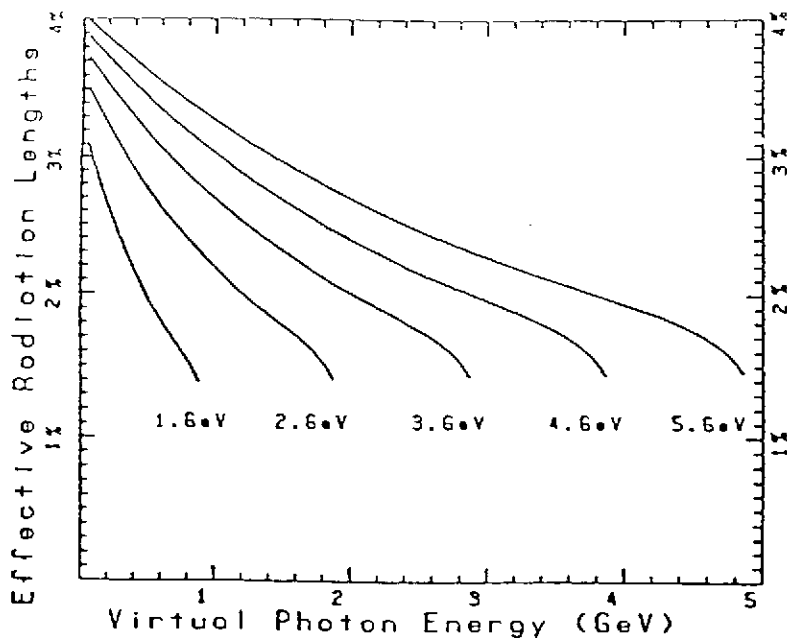


Figure 20: Variation de l'épaisseur cible équivalente en fonction de l'énergie du faisceau

nombre de photons réels de bremsstrahlung pour une cible d'épaisseur physique $2t_V$, soit environ 4% de longueur de radiation. Lorsque la cible physique est plus mince, les photons quasiréels sont plus nombreux que les photons réels.

Ces photons quasiréels permettent l'étude simultanée de l'électroproduction et de la photoproduction à $Q^2 \approx 0$. Par exemple, l'électroproduction de J/Ψ à 15 GeV est très difficile à étudier car les taux de comptage sont très faibles. Avec le même faisceau d'électrons, le nombre de J/Ψ produits par les photons quasiréels est 40 fois plus grand. Cependant, il n'y a pas de moyen de connaître l'énergie du photon quasiréel qui a créé le J/ψ .

Ainsi, un faisceau d'électrons est un puissant générateur de photons. Ces photons peuvent être à leur tour utilisés comme un faisceau secondaire sur une cible. On utilise alors une cible comme pré-radiateur où les électrons rayonnent : les électrons sortants sont balayés par un puissant champ magnétique et les photons sont collimatés sur une deuxième cible (figure 21).

Il est possible d'étiqueter les électrons qui ont rayonné pour connaître l'énergie des photons.

En conclusion de ce chapitre sur la cible, notons que pour une valeur donnée de la luminosité, il vaut mieux un fort courant qu'une cible épaisse, sauf dans le cas des cibles cryogéniques qui sont limitées en tenue thermique.

En effet, les spectres en énergie transférée sont déformés du fait des interactions électromagnétiques des électrons le long de leur parcours dans la cible. Ces processus sont principalement le rayonnement de freinage avant et après la diffusion dure sur un noyau et la diffusion sur les électrons atomiques (diffusion Möller) : ils sont pris en compte dans les corrections radiatives. Ces corrections, de l'ordre de 10% à 20% pour des cibles de $0.1g.cm^{-2}$ et des électrons de quelques GeV, atteignent 30 à 40% pour des cibles de $1g.cm^{-2}$ ou des énergies plus élevées.

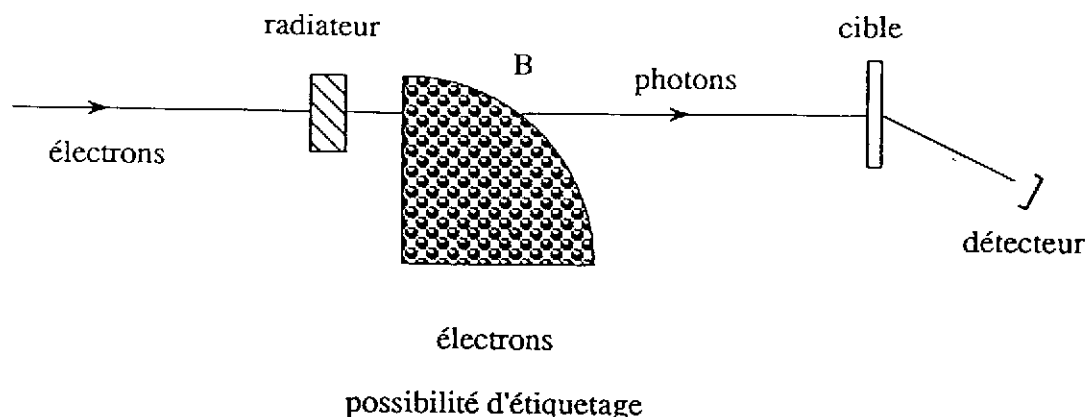


Figure 21: Fabrication d'un faisceau de photons réels à partir d'un faisceau d'électrons

3.3 Les détecteurs

Les détecteurs font l'objet d'un cours de cette école (cours de Pascal Vernin). L'instrumentation en Physique Nucléaire et en Physique des Particules a été aussi le sujet de l'Ecole Joliot-Curie 1988. Nous ne détaillerons donc pas les caractéristiques des détecteurs utilisés en diffusion d'électrons dans ce cours. Nous nous contenterons d'en mentionner les principales caractéristiques.

Nous avons souligné dans les chapitres précédents que les faisceaux d'électrons étaient des faisceaux intenses (10^{13} électrons/s) et généraient d'importants flux de photons dans la cible. Tout cela fait que les détecteurs doivent fonctionner dans un bruit de fond électromagnétique très intense (photons, électrons, positrons). Ils sont donc blindés. De plus, sans déviation magnétique, toutes les particules, notamment celles de basse énergie, peuvent atteindre les détecteurs et ceux-ci sont aveuglés. On a donc utilisé jusqu'à aujourd'hui de façon extensive les spectromètres en diffusion d'électrons, car ils permettent à la fois une rejection des particules dont l'impulsion est hors de l'acceptance, et une analyse des particules acceptées. Grâce aux impacts de celles-ci dans les détecteurs et à la connaissance de la carte de champ magnétique du spectromètre, on peut reconstruire l'impulsion des particules et leur angle de diffusion.

La figure 22 représente une coupe des 2 spectromètres d'un hall expérimental de l'accélérateur NIKHEF d'Amsterdam. Rappelons les principales caractéristiques d'un spectromètre :

- Le plan focal : 2 mêmes particules parties du centre de la cible avec la même impulsion arrivent au même point du plan focal. L'équipement de détection est localisé à proximité du plan focal.

- Acceptance angulaire et acceptance en impulsion : typiquement de l'ordre de 10 msr environ et de quelques % (Spectromètres de L'ALS, CEBAF, NIKHEF, SLAC), elles peuvent être modifiées pour s'adapter aux besoins spécifiques des expériences en changeant

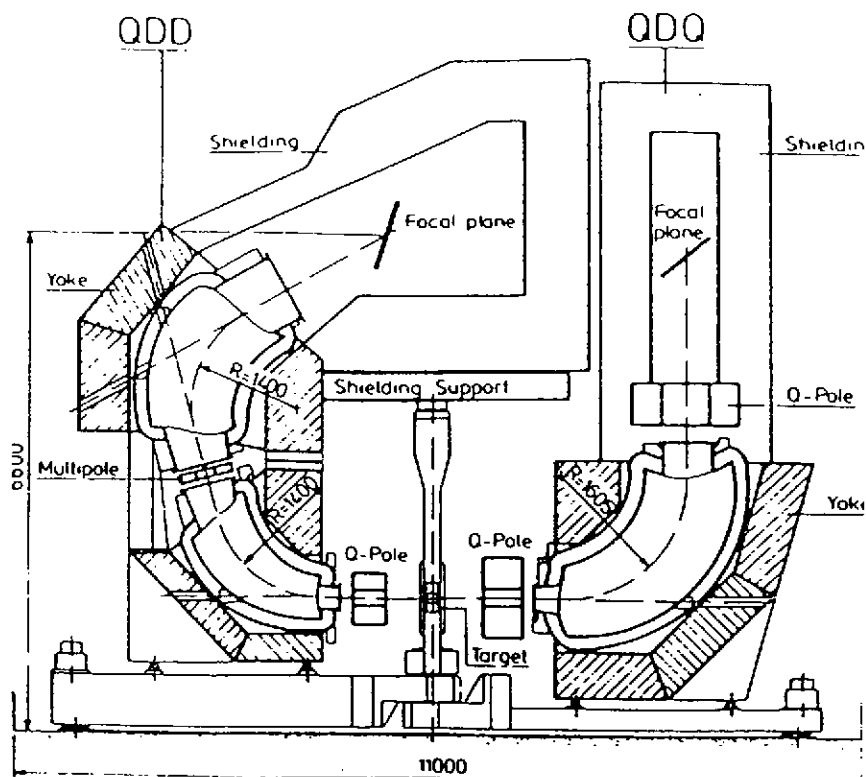


Figure 22: Spectromètres de NIKHEF

l'optique magnétique des spectromètres. Dans ce cas, généralement, l'accroissement d'une acceptation s'accompagne d'une diminution de l'autre et d'une perte de résolution.

- Résolution : précision de la mesure d'énergie. Elle dépend à la fois de la qualité de l'optique magnétique et de la résolution des détecteurs. Une mauvaise optique magnétique entraîne une mauvaise corrélation entre la position dans le plan focal et la position et l'impulsion à la sortie de la cible. Un mauvais équipement de détection entraîne une mauvaise mesure des caractéristiques de la particule dans le plan focal.

3.4 La mesure de courant

La mesure de courant en diffusion d'électrons s'effectue derrière la cible : en effet, la proportion d'électrons du faisceau diffusés à grand angle en traversant la cible est très faible, et la très grande majorité des électrons (> 99%) va subir seulement une très légère déviation, due principalement aux multiples diffusions coulombiennes des électrons passant dans le champ des noyaux. Cet effet, appelé Diffusion Coulombienne Multiple, a pour conséquence essentielle un élargissement du faisceau. La distribution angulaire des électrons est approximativement une gaussienne dont la largeur θ_0 en radians est donnée par ([7] et références incluses) :

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c P_e} Z \sqrt{\frac{x}{L}} [1 + 0.038 \ln(\frac{x}{L})]$$

où βc , P_e et Z sont la vitesse, l'impulsion et la charge des particules du faisceau, x/L l'épaisseur cible en unités de longueurs de radiation.

Pour des électrons de 1 GeV et une cible de 0.1 longueur de radiation, $\theta_0 = 4.10^{-3} \approx 2^\circ$. Donc, il suffit par exemple d'élargir le tube faisceau après la cible pour conserver la très grande majorité des particules du faisceau. Cependant, ce faisceau est dégradé en énergie et ne peut être dévié dans un champ magnétique sans forte dispersion. En général, le faisceau est envoyé en ligne droite dans une cage de Faraday. Une telle cage est formée d'un bloc de Plomb isolé dans lequel tous les électrons vont être arrêtés. Le bloc est isolé et les charges déposées sont comptées dans un intégrateur de courant; on mesure ainsi avec une précision de 1% l'intensité du faisceau. La figure 23 représente la cage de Faraday utilisée dans la salle HE1 à l'ALS.

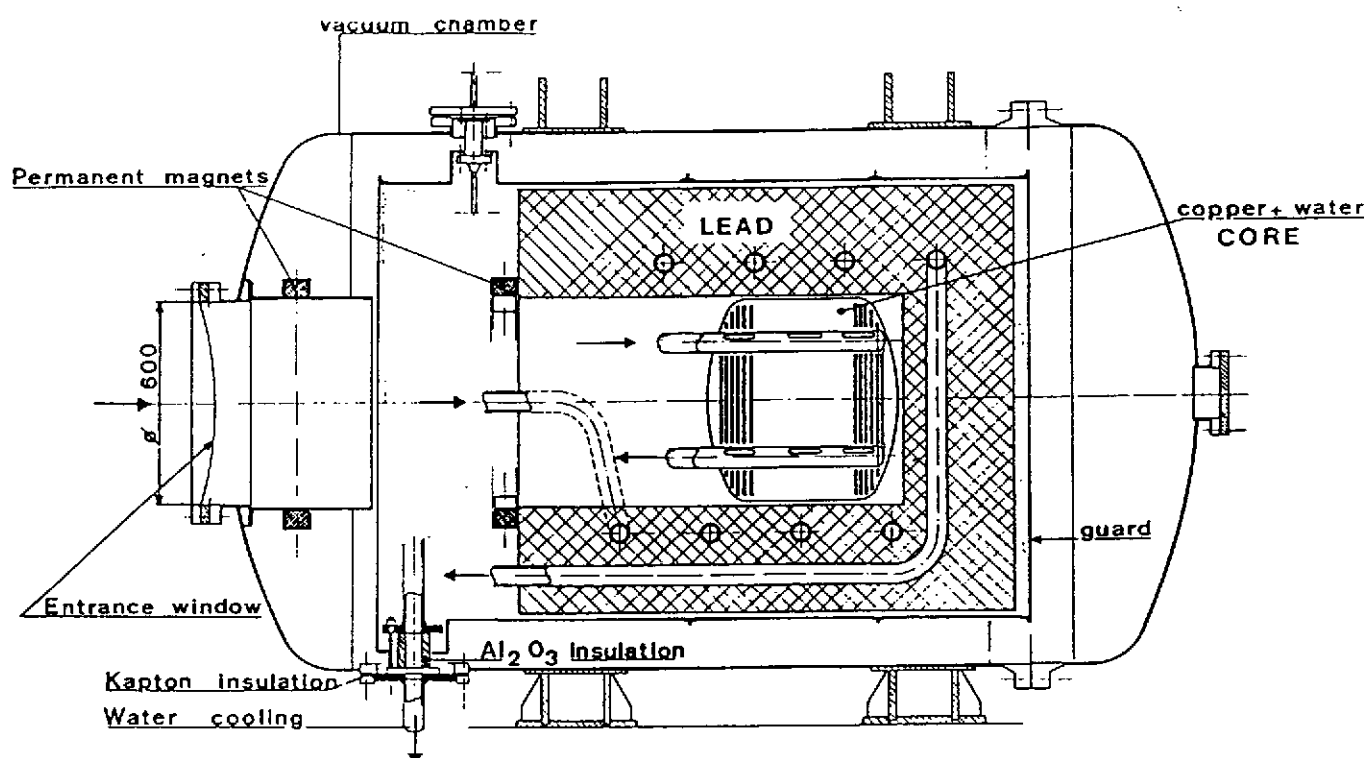


Figure 23: Cage de Faraday de la salle HE1 de l'ALS

4 Expériences marquantes

Pour conclure cette première partie du cours, voici quelques figures illustrant des expériences avec la sonde électromagnétique qui ont permis de mettre en évidence des effets nouveaux et/ou de faire progresser la compréhension du noyau et du nucléon.

4.1 Expériences de Hofstadter au SLAC dans les années 50

Avec un accélérateur linéaire de 600 MeV, Hofstadter et son équipe dans les années 50 au SLAC étudie la diffusion élastique (e, e') sur les noyaux. Ils en déduisent les densités de charge des noyaux (Figure 24). La figure 25 montre un spectre en énergie transférée mesurée au SLAC en diffusion (e, e') sur le Deutérium. Ces travaux vaudront à R. Hofstadter le prix Nobel de Physique.

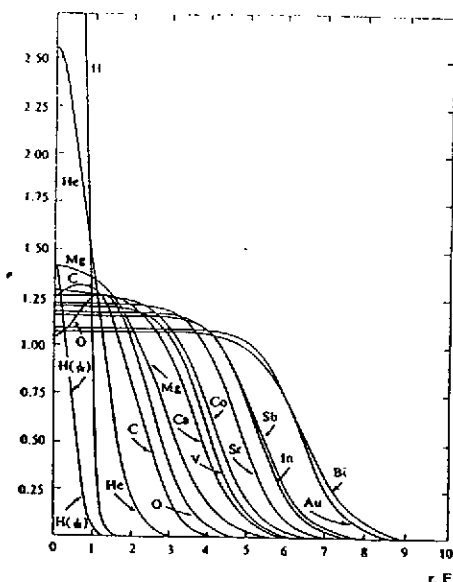


Figure 24: Densités de charge tirées des expériences de Hofstadter et al. au SLAC; ρ est exprimée en unités de 10^{19} Coulomb.cm $^{-3}$ - Hofstadter, *Ann. Rev. Nuc. Sci.* 7 (1957)291.

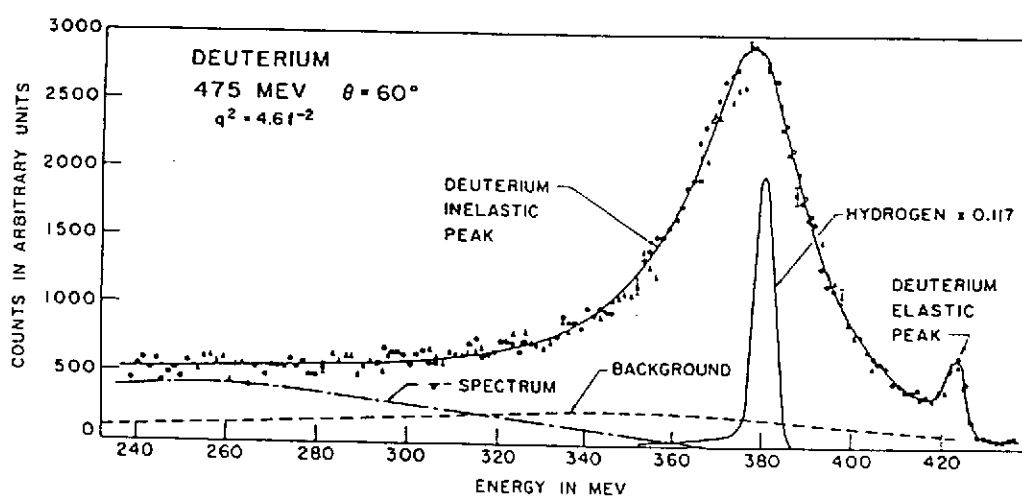


Figure 25: Spectre en énergie transférée sur une cible de Deutérium. SLAC 1954 - *Proceeding of the workshop "50 years of Electron scattering", Urbana-Champaign (USA) (1986)*

4.2 expérience de Friedmann, Kendall et Taylor au SLAC (1968)

La figure 26 présente la variation de la fonction de structure inélastique $W_2(Q^2, \nu)$ (cf cours H. Fonvieille - paragraphe 4.4) en fonction de ν à différentes valeurs de Q^2 . Le résultat surprenant était la très lente décroissance de W_2 en fonction de Q^2 . La figure 27 représente $F(\omega) = \nu W_2(Q^2, \nu)$ en fonction de $\omega = \nu/Q^2$ ($= 1/2Mx_{Bjorken}$ en notation de diffusion profondément inélastique).

La figure met en évidence une loi d'échelle approximative. Ces données furent présentées à la conférence de Vienne en 1968 par Panofsky, alors directeur du SLAC. Il en fit le commentaire suivant : "...Therefore, theoretical speculations are focused on the possibility that these data might give evidence on the behaviour of point-like, charged structures within the nucleon." C'était la première mise en évidence expérimentale de l'existence des quarks. Cela vaudra à Friedmann, Kendall et Taylor le prix Nobel de physique 1990.

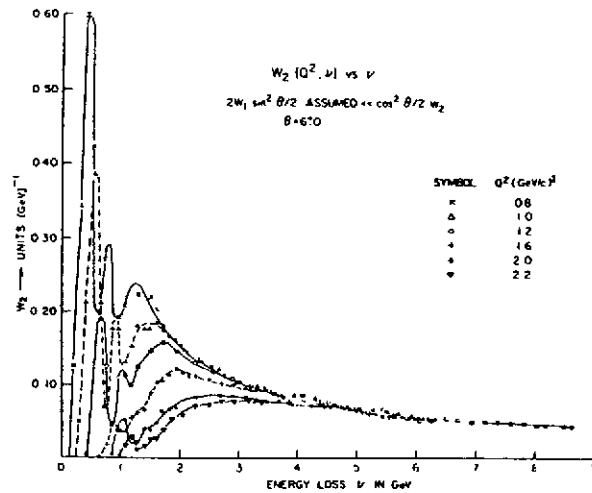


Figure 26: Variation de la fonction de structure inélastique $W_2(Q^2, \nu)$ en fonction de ν à différentes valeurs de Q^2 - Panofsky, International conference on HEP, Vienna (1968)

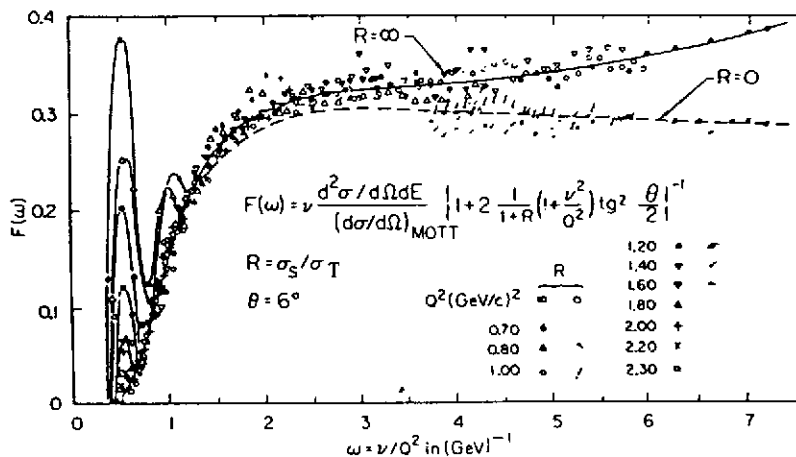


Figure 27: $F(\omega) = \nu W_2(Q^2, \nu)$ en fonction de $\omega = \nu/Q^2 = 1/2Mx_{Bjorken}$ - Panofsky, International conference on HEP, Vienna (1968)

4.3 Expériences de diffusion élastique (e, e')

Ces expériences menées au cours des années 70 et 80 à l'ALS de Saclay par le groupe de B. Frois ont permis de mesurer les sections efficaces élastiques sur des noyaux sphériques jusqu'à de grands transferts ($q = 4 \text{ fm}^{-1}$ pour le ^{208}Pb - figure 28) avec une très grande précision. De ces sections efficaces ont pu être déduites les densités de charge de ces noyaux avec de très petites barres d'erreur (Figure 29).

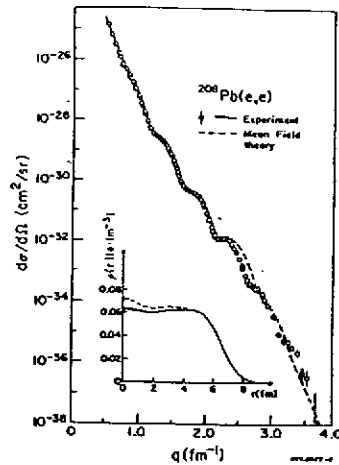


Figure 28: Section efficace de diffusion élastique d'électrons sur le ^{208}Pb mesurées à Saclay - B. Frois et al., *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 152.

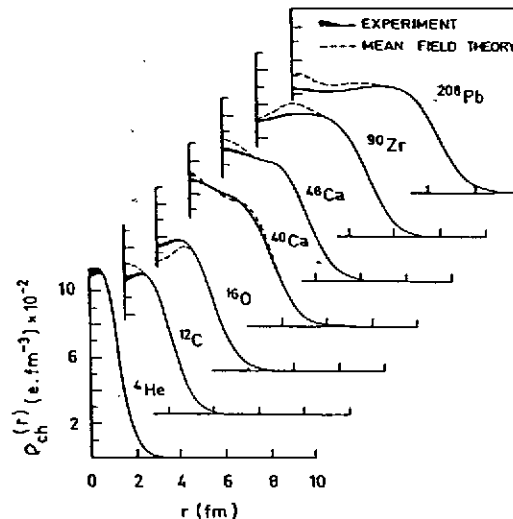


Figure 29: Densités de charge déduites des mesures de sections efficaces de diffusion d'électrons faites à Saclay. La barre d'erreur expérimentale est égale à l'épaisseur de la courbe.

4.4 Expériences d'électrodésintégration du Deutérium

Ces expériences menées au cours des années 80 dans plusieurs laboratoires ont permis de mettre en évidence l'existence des courants d'échange mésoniques (Figure 30).

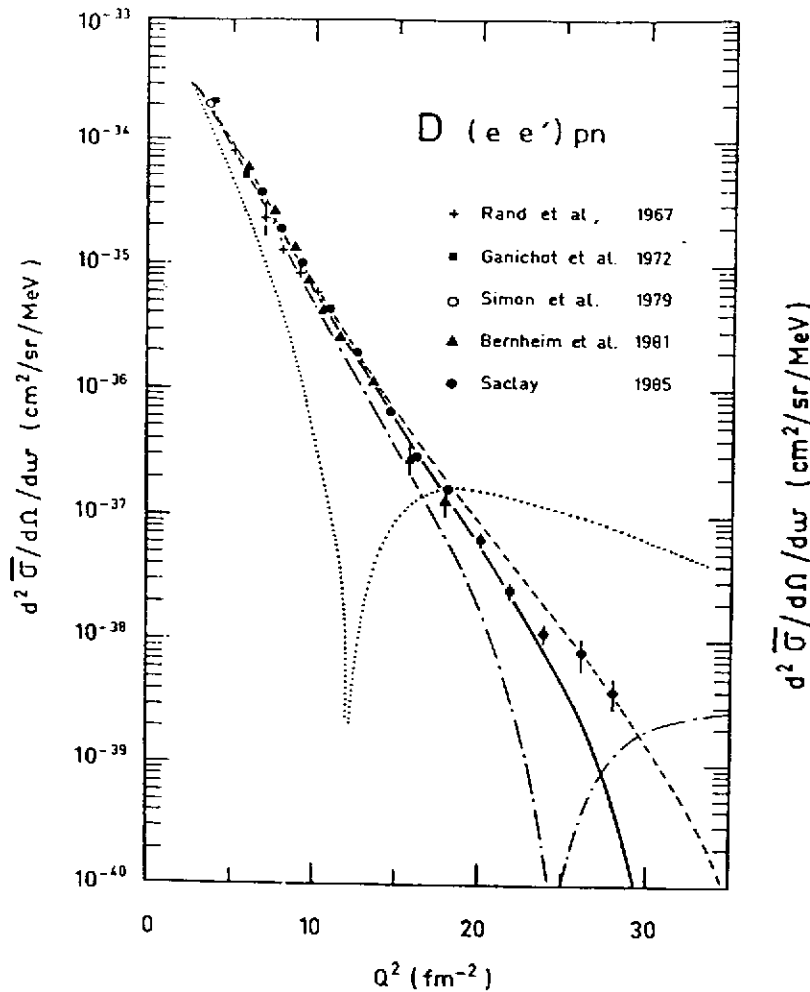


Figure 30: Sections efficaces expérimentales d'électrodésintégration du Deutérium au seuil comparées aux prédictions théoriques : la courbe en pointillés correspond à un calcul en approximation d'impulsion (nucléons seuls pris en compte), la courbe en trait plein à un calcul prenant en compte les courants d'échange mésoniques. - S. Auffret et al., *PRL* 55 (1985) 1362.

4.5 Diffusion inclusive de muons au CERN : l'effet EMC

La différence dans les fonctions de structure du nucléon libre et du nucléon lié dans le noyau (Figure 30) a été mise en évidence par l'expérience EMC de diffusion de muons de 150 GeV au CERN en 1985. L'interprétation de cette différence fait encore l'objet de controverses parmi les théoriciens.

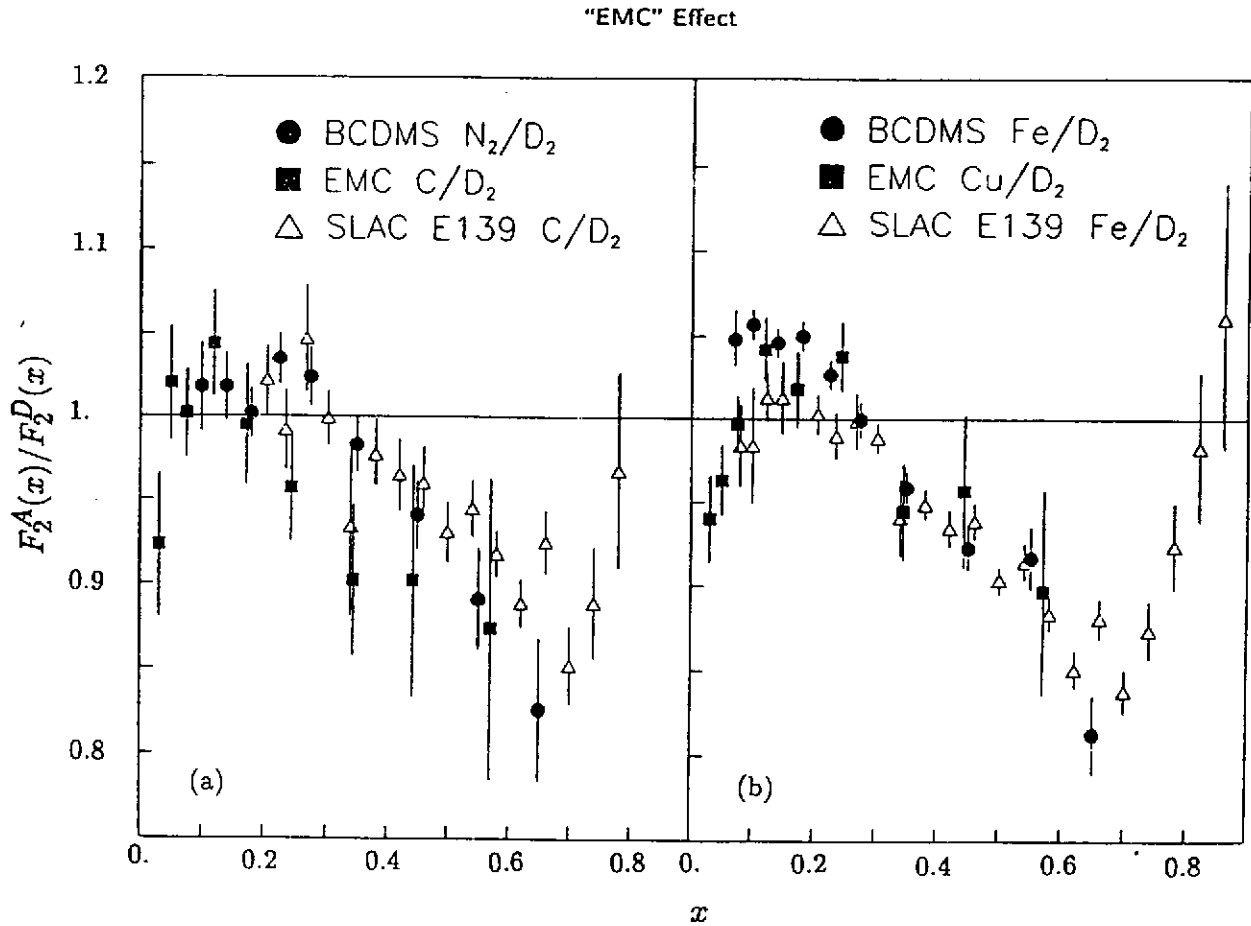


Figure 31: Effet EMC : rapport des fonctions de structure des nucléons $F_2^A(x)/F_2^D$ pour des cibles nucléaires A comparées au Deutérium D mesurées en diffusion profondément inélastique de muons et d'électrons : (a) cibles de poids atomique moyen, (b) cibles lourdes - CERN Particle properties data booklet et références incluses

Remerciements

Je tiens à remercier Dominique Goutte, Serge Kox, Eric Voutier pour leurs commentaires.

References

- [1] A. Messiah Mécanique Quantique Tome 1 - Editions Dunod Paris (1962)
- [2] S. Gales Ecole Joliot-Curie 1989 IN2P3
- [3] G. Smadja Ecole Joliot-Curie 1992 IN2P3
- [4] J-F Mathiot Ecole Joliot-Curie 1992 IN2P3
- [5] T.S. Bauer et al, Rev. Mod. Phys. **50** (1978) 261.
- [6] H. Bethe et W. Heitler, Proc. R. Soc. **A146** (1934) 83.
- [7] Particle Properties Data Booklet tiré du Review of Particle Properties, Phys. Rev. **D45**, Part 2 (June 1992), disponible au CERN
- [8] E. Paul, Nucl. Phys. **A446** (1985)203c-218c
- [9] C. Hyde-Wright et al, Proc. Journées de Clermont (1986) 532.
- [10] M.J. Parizet, E. Borie, B. Grossetête et al - Ann. Phys. fr. **9** (1984) 103.
- [11] T.W. Donnelly & A.S. Raskin, Ann. Phys. **169** (1986)247.
- [12] Perspectives de la Physique Nucléaire avec la sonde électromagnétique - Rapport du groupe "Programme" IN2P3-IRF (1988)

Liste de références générales :

- F. Halzen & A.D. Martin - Quarks and Leptons, John Wiley 1979
- F.E. Close - An Introduction to Quarks and Leptons, Academic Press 1979
- T.W. Donnelly & J.D. Walecka - Electron Scattering and Nuclear Structure, Ann. Rev. Part. Nucl. Sci. **25** (1975) 329.
- L.W. Mo & Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys. **41** (1969) 205.