

## Sections efficaces totales de changement de charge de projectiles stables et déficients en neutrons aux alentours de A=60.

B. Blank, R. Del Moral, L. Faux, C. Marchand, M. S. Pravikoff (CENBG)

J-P. Dufour (URA 451, Gradignan, France)

T. Brohm, H-G. Clerc, M. Dornik, M. Fauerbach, J-J. Gaimard, A. Grewe, E. Hanelt, B. Voss, Ch. Ziegler (TH Darmstadt, Allemagne)

K-H. Schmidt, H. Geissel, G. Miinzenberg, F. Nickel, E. Roeckl, I. Schall, K. Sümmerer, M. Weber (GSI, Darmstadt, Allemagne)

M. Pfützner (IEP, Varsovie, Pologne)

D. J. Vieira (LANL, Los Alamos, NM, USA)

Total nuclear charge-changing cross sections  $sD_Z$  in a  $CH_2$  target were measured for 54 isotopically identified secondary beams around  $A = 60$  produced from a 1A.GeV  $^{86}Kr$  beam via projectile fragmentation. With secondary beams between  $T_Z = 1/2$  and  $-3$ , the isospin dependence of  $sD_Z$  was investigated systematically. Contrary to the predictions of so-called overlap formulas, the  $sD_Z$  values are not a function of the projectile mass alone, but are found to depend on the projectile isospin. A comparison of the data with the predictions of the statistical abrasion model reveals that this behavior can be understood by the combined influence of the abrasion and the ablation phase in relativistic heavy-ion collisions. On the basis of this improved understanding, previous findings of anomalously large cross sections of secondary-reaction products are discussed.

La section efficace totale de réaction,  $s_{tot}$ , est liée directement aux densités de matière nucléaire dans la cible et le projectile; sa définition expérimentale repose sur l'identification des produits de la réaction en supposant que, quelle que soit la réaction nucléaire considérée, une variation d'au moins une unité du nombre de protons ou de neutrons a lieu. Dans le cas des neutrons, la mesure est délicate, par contre, pour les protons, cela est plus aisé, car  $sD_Z$  que l'on

assimile à  $s_{tot}$  peut être paramétrisé à l'aide des formules de recouvrement :  $\sigma_{AZ} = \pi r_0^2 \left[ A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - c \right]^2$ , avec  $A_P$  et  $A_T$  les masses du projectile et de la cible,  $r_0 = 1,35$  fm et  $c = 0,83$ . Le paramètre  $c$  donne une idée du recouvrement géométrique nécessaire entre le projectile et la cible afin que puisse avoir lieu une réaction par échange de charge. Cette interprétation s'avère correcte dans le cas de réactions avec un faisceau primaire, mais de sérieux désaccords ont été parfois constatés s'il s'agissait d'un faisceau secondaire.

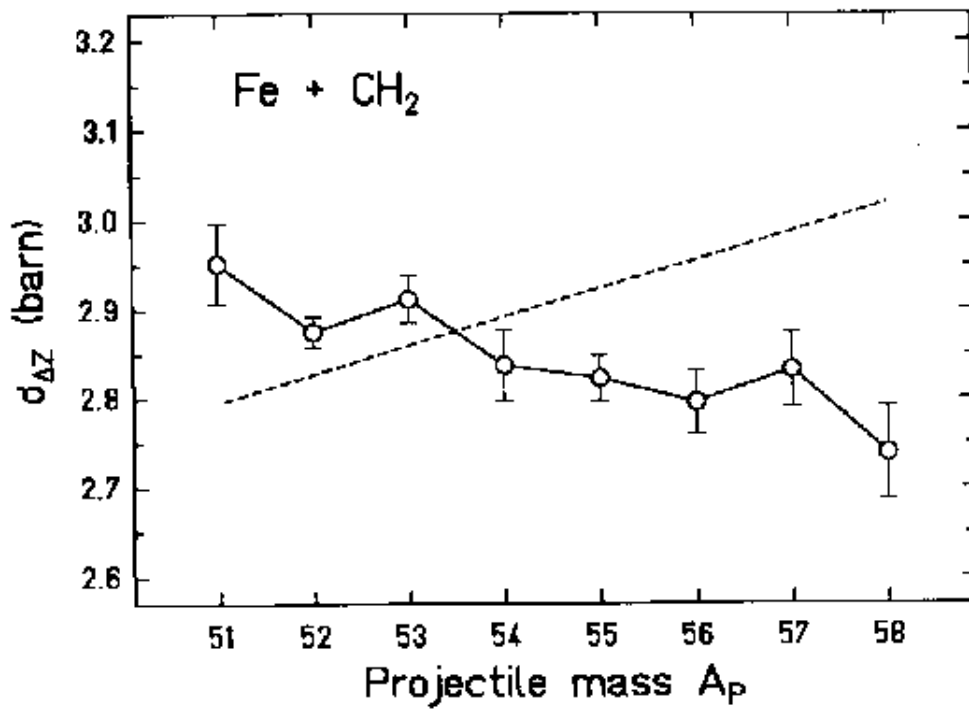
Nous avons mesuré  $sD_Z$  pour des faisceaux secondaires identifiés isotopiquement, ce qui nous a permis de déterminer l'influence de l'isospin du projectile sur la valeur de  $sD_Z$ . De plus, la comparaison a été faite avec un modèle de fragmentation qui donne à la fois  $sD_Z$  et  $s_{tot}$ .

Du point de vue expérimental, nous disposons d'un faisceau de  $^{86}Kr$  de 1 GeV/nucléon sur SIS au GSI, nos mesures s'effectuant sur la ligne du séparateur de fragments FRS. Une cible de béryllium était placée à l'entrée de FRS afin de produire divers faisceaux secondaires. La ligne FRS était réglée de manière à transmettre un vingtain d'isotopes. Les prises de données consistaient notamment en deux chambres d'ionisation (DE, position et angle) de part et d'autre de la cible de réaction (polyéthylène) et un détecteur scintillant (temps-de-voie et position).  $sD_Z$  a été déterminé pour chaque faisceau secondaire par la méthode de transmission selon laquelle la mesure du rapport  $t_{avec\ cible} = N_2/N_1$  des nombres d'ions entrants ( $N_1$ ) et sortants ( $N_2$ ) corrigé par la transmission sans cible,  $t_{sans\ cible} = N'_2/N'_1$ , pour tenir compte des réactions dans les matériaux rencontrés, conduit à la formule:

$$\sigma_{AZ} = - \frac{1}{n_v d} \ln \left( \frac{t_{avec\ cible}}{t_{sans\ cible}} \right)$$

où  $n$  est le nombre de noyaux par unité de volume de la cible et  $d$  l'épaisseur de la cible.

Les figures ci-dessous montrent les résultats obtenus pour la réaction  $Fe + CH_2$ . Sur la figure 1 la ligne en pointillés indique les valeurs données par la formule de recouvrement, avec  $A_T = 0,089$  pour la masse effective de l'hydrogène. Les valeurs expérimentales décroissent avec la masse du projectile, à l'inverse de ce que prévoyait le modèle par recouvrement. De plus, une structure pair-impair apparaît clairement. Sur la figure 2 les sections efficaces de changement de charge ont été normalisées à la section efficace totale de fragmentation calculée par le modèle d'abrasion statistique. Ce modèle est basé sur les densités en protons et en neutrons des noyaux entrant en collision et les sections efficaces d'interaction nucléon-nucléon libres totales. Les densités nucléaires sont décrites par la paramétrisation du modèle en gouttelette pour  $A > 20$  et par des distributions gaussiennes tirées des rayons de charges expérimentaux pour les noyaux plus légers. Les probabilités des distributions de noyaux abrasés, l'énergie d'excitation des préfragments ainsi formés couplées à un code classique d'évaporation conduisent aux sections efficaces de production des fragments.



Nous trouvons ainsi que les projectiles déficitaires en neutrons ont des sections efficaces  $sD_Z$  supérieures à celles des projectiles stables, ceci étant dû à l'influence de la deuxième étape de la réaction nucléaire, à savoir la diminution de l'évaporation de neutrons par rapport à l'évaporation de protons. Si l'on tente de décrire quantitativement la dépendance en isospin de  $sD_Z$  par le modèle de fragmentation, les résultats expérimentaux sont bien reproduits et nous voyons alors que la section efficace de changement de charge  $sD_Z$  est très proche de la section efficace totale de fragmentation  $s_{tot}$  pour les projectiles déficitaires en neutrons.

Figure 2

