I. Kapitel

Einleitung

Die elektromagnetische Anregung des Atomkerns durch hochenergetische Elektronen wurde von mehreren Autoren [1-3] untersucht. Was die theoretische Behandlung anbelangt, besteht das Problem der inelastischen Elektronenstreuung im wesentlichen aus zwei Teilen; der eine - die Behandlung der Kernmatrixelemente, für die man ein Kernmodell benötigt - wird im folgenden nur am Rande behandelt, während der andere - die Beschreibung der am Kern inelastisch gestreuten Elektronen - der eigentliche Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist.

Die Problemstellung kann man sich anhand einer klassischen Modellvorstellung klarmachen. Dazu nehmen wir an, daß sich der Kern durch eine Ladungs- und eine Stromdichteverteilung beschreiben läßt, wie sie etwa durch das hydrodynamische Modell (Anhang II) gegeben sind. Es wird angenommen, daß der Kern im Grundzustand eine statische, kugelsymmetrische Ladungsverteilung ist, die durch eine Funktion $\overset{o}{\rho}{}^{k}(r_k)$ gegeben sein möge. Im angeregten Zustand sei die Kernladungsverteilung gegeben durch eine Funktion $\rho^{k}(\vec{r}_k,t)$ [+]), die sich gemäß

$$\rho^{\kappa}(\vec{r}_\kappa,t) = \tilde{\rho}^{\kappa}(r_\kappa) + \rho^{\kappa}_{tran}(\vec{r}_\kappa,t) \qquad (1)$$

in einen statischen, kugelsymmetrischen und einen zeitabhängigen, nicht-kugelsymmetrischen Teil zerlegen lassen soll. Dies entspricht der Annahme, daß nur ein Teil der Ladungsverteilung, nämlich $\rho^{k}_{tran}(\vec{r}_k,t)$, am Anregungspro-

---

[+]) Durch die Kontinuitätsgleichung $\vec{\nabla}\cdot\vec{j}^{\kappa}_{tran}(\vec{r}_\kappa,t) + \frac{\partial}{\partial t}\rho^{\kappa}_{tran}(\vec{r}_\kappa,t) = 0$

ist dann auch eine Kernstromverteilung gegeben ($\vec{j}^{k}(\vec{r}_k,t) = \vec{j}^{k}_{tran}(\vec{r}_k,t)$).

zeß teilnimmt. Der kugelsymmetrische Teil $\tilde{\rho}^k(r_k)$ geht ein in Prozesse, bei denen zwar Impuls, aber keine Energie ausgetauscht wird. Nimmt man an, daß $\rho^k(\vec{r}_k,t)$ nur unwesentlich von $\overset{\circ}{\rho}{}^k(r_k)$ verschieden ist, d.h.

$$\tilde{\rho}^k(r_k) \approx \overset{\circ}{\rho}{}^k(r_k) \quad , \tag{2}$$

so kann man Übergangsladungs- und Stromdichteverteilung als kleine Störung behandeln. In diesem Falle braucht man bei der Formulierung der inelastischen Wechselwirkung nur Prozesse 1. Ordnung in $\rho^k_{tran}(\vec{r}_k,t)$ und $\vec{j}^k_{tran}(\vec{r}_k,t)$ zu berücksichtigen.

Der Einfluß des von $\tilde{\rho}^k(r_k)$ herrührenden langreichweitigen Potentials $\tilde{\phi}^k(r_e)$ auf die einfallende und die gestreute Elektronenwelle kann für gewisse Fälle ($Z\alpha << 1$) vernachlässigt werden. Die Elektronen werden dann durch ebene Wellen beschrieben, und die Rechnung erfolgt in erster Born'scher Näherung (PWBA) [+]. Für die meisten Fälle ist aber der Einfluß von $\tilde{\phi}^k(r_e)$ viel zu groß, als daß er vernachlässigt werden könnte. In solchen Fällen bedient man sich der Methode der DWBA [++], bei der die Elektronen durch deformierte Wellen beschrieben werden. Für die Berechnung der DWBA ist eine Partialwellenzerlegung der Elektronwelle notwendig, was einen erheblichen numerischen Aufwand bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte erfordert [4-10].

In dieser Arbeit wird die Methode der DWBA untersucht. Sie liegt einem Rechenprogramm [10] zugrunde, das zur theoretischen Auswertung der im hiesigen Institut am 300 MeV-Linac durchgeführten Experimente der inelastischen Elektronenstreuung dient. In Kapitel II werden wir das Streuproblem aufstellen und die DWBA-Lösung bestimmen. Die Berechnung

---

[+]) Plane-Wave Born Approximation

[++]) Distorted-Wave Born Approximation

der Übergangsmatrixelemente erfolgt in Kapitel III. Dort werden wir auch die Formel für den Wirkungsquerschnitt in eine für die numerische Behandlung brauchbare Form bringen. In Kapitel IV wird die Formel in der Näherung langer Wellenlängen ($\omega \to 0$) diskutiert. In Kapitel V werden wir den Effekt der Durchdringung des Atomkerns durch das Elektron im Zusammenhang mit der Kernmonopolanregung durch inelastische Elektronenstreuung erörtern. Zum Schluß befassen wir uns in Kapitel VI kurz mit numerischen Ergebnissen.

Um die Kontinuität der Darstellung nicht zu unterbrechen, haben wir einige Punkte getrennt in einem Anhang behandelt. Dieser besteht aus drei Teilen. In Anhang I werden Lösungen der Dirac-Gleichung in einigen, dort näher spezifizierten Fällen bestimmt. In Anhang II wird das hydrodynamische Kernmodell behandelt. Einige nützliche Formeln und Beziehungen sind in Anhang III zusammengestellt.