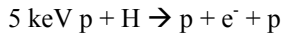


# Entwicklung eines Spektrometers zum Nachweis von Vortices in atomaren Ionisationsprozessen

Daniel Metz, Reinhard Dörner, Horst Schmidt-Böcking, Lothar Ph. H. Schmidt

Wirbel sind in der Natur sehr weit verbreitet. In fast allen Strömungsprozessen in der Natur tritt Wirbelbildung auf, z.B. in Gasen oder Flüssigkeiten. In vielen Fällen im Makrokosmos sind sie mit Vielteilcheneffekten und mit Reibung verbunden. In der Quantenphysik hat Dirac 1931 erstmals auf mögliche „curls“ in den Wellenfunktionen eines Elektrons um eine Nullstelle herum hingewiesen. Heute sind Wirbel (Vortices) in Vielteilchenwellenfunktionen nachgewiesen, z.B. in Bose-Einstein-Kondensaten, in superfluidem Helium und in Supraleitern. Für freie Einteilchenwellenfunktionen gibt es ausschließlich theoretische Arbeiten.

Kürzlich haben Macek und Mitarbeiter in einer neuen theoretischen Arbeit erstmals ein Beispiel-System berechnet, das dem Experiment zugänglich ist. Für die Ionisation von Wasserstoff im Stoßprozess



wurde die Wellenfunktion des emittierten Elektrons berechnet, in welcher Wirbel beobachtbar sein sollen. In der Rechnung skaliert das Gitter auf eine geschickte Weise, sodass die Wellenfunktion erstmals bis zu einem Abstand der Protonen von  $10^4$  a.u. propagiert werden konnte. Nur so wird der asymptotische Endzustand, in dem alle drei Teilchen getrennt sind, ausreichend gut beschrieben. Mit dieser zeitabhängigen Rechnung kann verfolgt werden, wie sich die Wirbel in der Elektron-Wellenfunktion beim Stoß bilden und danach bei der Expansion des Systems von den Kernen lösen.

Warum wurden solche Wirbel in einer Eielektronenwellenfunktion bisher weder im Experiment noch in voran-

gegangenen Rechnungen gesehen? Frühere Berechnungen der zeitabhängigen Schrödingergleichung auf einem Gitter waren nicht in der Lage, diese Wellenfunktion bis zu hinreichend großen Kernabständen zu propagieren, da kein skaliertes Gitter verwendet wurde. In den bisher durchgeführten Experimenten konnten aufgrund der begrenzten Auflösung und Statistik die mit den Wirbeln verbundenen Minima in der Elektronenverteilung nicht beobachtet werden. Man ging bei der Konzeption der Experimente bei langsamen Stoßgeschwindigkeiten davon aus, dass es, abgesehen vom Target- und Projektil-Cusp, keine sehr scharfen Strukturen in den Impulsverteilungen gibt. Die Minima im Zentrum der Wirbel haben in der theoretischen Vorhersage eine Ausdehnung von weniger als  $0.04 v_p$ . Durch Simulationen wurde ein entsprechendes Spektrometer entwickelt, mit welchem die notwendige Auflösung erreichbar ist. Dieses ist in Abbildung 1 skizziert.

Die größte Schwierigkeit der Simulation bestand darin, die Spektrometergeometrie dem Phasenraumvolumen der zu detektierenden Elektronen und Rückstoßionen optimal anzupassen. Die Elektronen werden aus dem Ladungs- bzw. Massenschwerpunkt des Stoßsystems emittiert und sind deshalb im Laborsystem in Strahlrichtung gerichtet. Als Target dient ein Überschall-Gasstrahl mit einer Geschwindigkeit von ca. 1700 m/s. Die entsprechenden Impulse liegen in der Größenordnung der Impulsüberträge im Stoßprozess, und deshalb ist auch die Impulsverteilung der Rückstoßionen im Laborsystem stark asymmetrisch.

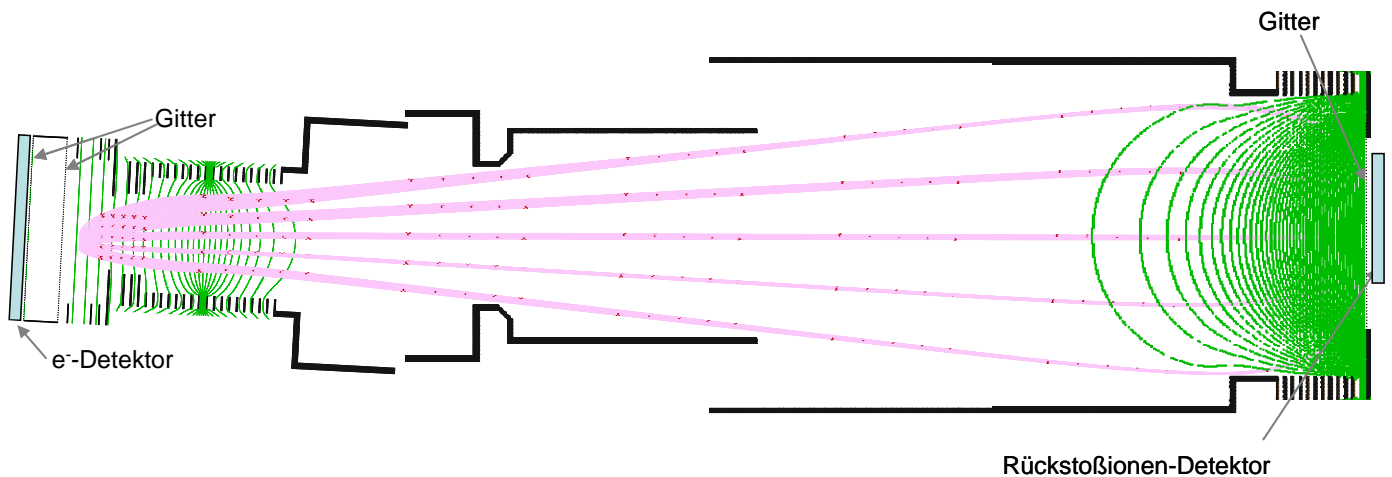


Abb. 1: Skizze des Spektrometers. Man sieht einige ausgewählte Flugbahnen der Rückstoßionen von der Targetzone (links) bis zum Rückstoßionen-Detektor (rechts). Außerdem ist zu erkennen, dass die Beschleunigungsstrecke mit der elektrostatischen Linse im linken Teil des Spektrometers gegen die Driftstrecke und den Rückstoßionen-Detektor im rechten Teil gekippt ist. Dadurch wird die asymmetrische Impulsverteilung der Rückstoßionen ausgeglichen, sodass die Detektorfläche optimal genutzt wird. Die Gesamtlänge von der Targetzone bis zum Rückstoßionen-Detektor beträgt etwa 1m, die Flugzeit der Rückstoßionen  $35 \mu\text{s}$ . Es wird eine Impulsauflösung von mindestens 0.16 a.u. erreicht.

Um dies zu berücksichtigen, wurde der Elektronendetektor entsprechend versetzt und die Driftstrecke der Rückstoßionen gegenüber der Beschleunigungsstrecke um ca. 3 Grad angewinkelt. Die praktische Umsetzung dieser Optimierungen stellte ebenso bei der Konstruktion der Spektrometerkomponenten eine Herausforderung dar.

Im Vergleich zu dem vorhandenen Spektrometer muss das elektrische Absaugfeld stark reduziert werden, um die Orts- und Flugzeitverteilung der Elektronen drastisch aufzuweiten. Dies führt jedoch zu Problemen beim Nachweis der Rückstoßionen, denn die Ionen bekommen durch das niedrige Feld am Reaktionsort nur sehr wenig Energie, müssen jedoch vor dem Erreichen des Detektors auf eine Energie von ca. 2 keV beschleunigt werden, um eine ausreichende Nachweiseffizienz zu gewährleisten. Normalerweise verwendet man eine Beschleunigungslinse mit anschließender Driftstrecke, um den Einfluss der Targetausdehnung auf die Messgrößen zu minimieren und so die nötige Auflösung bei der Rückstoßionen-Impulsmessung zu erreichen. Durch ein Gitter entkoppelt folgt danach ein homogenes Feld, welches die Ionen auf die zum Nachweis nötige Energie beschleunigt. Dieses übliche Konzept ist hier aufgrund der geringen Feldstärke am Reaktionsort nicht anwendbar.

Wenn die Ionen beim Erreichen des Gitters erst wenige eV Energie aufgenommen haben, zerstört der Felddurchgriff durch ein solches Gitter die Abbildungseigenschaften des Spektrometers. Aus diesem Grund müssen mehrere elektrostatische Linsen in das Spektrometer eingebaut werden, damit die Rückstoßionen bis auf 80 eV beschleunigt und dann erst auf ein Gitter vor dem Detektor abgebildet werden.

Zur Vermeidung von Messfehlern aufgrund von Nichtlinearitäten bei der Ortsbestimmung mittels Laufzeitanode wird erstmals eine Hexagonal-Anode beim Rückstoßionendetektor zum Einsatz kommen. Bis jetzt wurden solche Anoden nur verwendet, um mittels der Information aus der dritten, zusätzlichen Ebene auch bei kurz hintereinander auftreffen Teilchen (Mult-Hit) beide Ereignisse sicher vermessen zu können. Diese redundante Information erlaubt jedoch, auch die Linearitätskorrektur der Anode ohne Eichmaske zu bestimmen und die Auflösung des Detektors so zu verbessern. Die neue Anode benötigt ein Vakuumrohr mit mindestens 250 mm Durchmesser, weshalb sie bis jetzt an entsprechender Stelle noch nicht verwendet wurde und in viele COLTRIMS-Kammern auch nicht passt. Das neu entwickelte Linsensystem des Rückstoßionenspektrometers erforderte jedoch sowieso, das bis jetzt an dieser Stelle verwendete Vakuumrohr DN150 CF gegen ein größeres zu ersetzen, so dass ohne großen Mehraufwand auch der Platz für die größere Anode eingeplant werden konnte. Die neuen Vakuumkomponenten wurden gekauft, vormontiert und getestet.

Im November 2009 wurde die Konstruktion des Spektrometers abgeschlossen und in der Feinmechanischen Werkstatt des IKF mit der Fertigung der Komponenten begonnen. Im März 2010 soll nun das Spektrometer montiert und erste Testmessungen vorgenommen werden.

Wir danken für die Unterstützung des Projektes durch die DFG (Projekt-Nr. SCHM 2382/2-1).

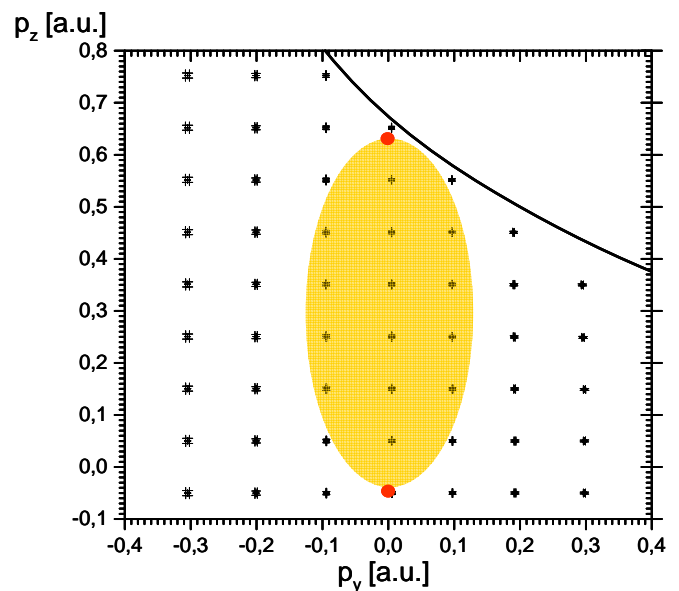
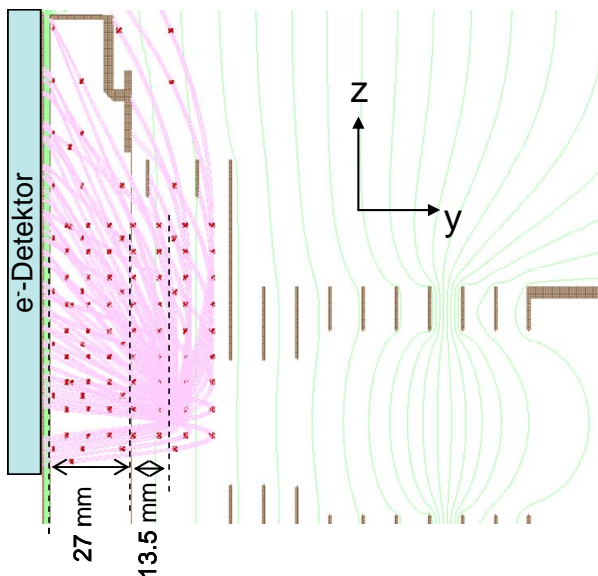


Abb. 2: Simulation des Elektronenspektrometers. Ein schwaches elektrisches Feld von etwa 0.09 V/mm projiziert die Elektronen auf einen MCP-Detektor mit 120 mm Durchmesser. Nach einer Absaugstrecke von 13,5 mm folgt eine durch ein Gitter getrennte Drift von 27 mm, welche den Effekt der Targetausdehnung auf die Impulsmessung in Feldrichtung ( $y$ -Achse) reduziert. Die simulierten Elektronen starten auf einem Gitter im Impulsraum mit  $p_{z,e} = -0.05, 0.05, 0.15 \dots 0.75$  a.u. und  $p_{y,e} = -0.3, -0.2, -0.1, \dots 0.3$  a.u. In der rechten Abbildung sieht man, welche Impulse unter Berücksichtigung der Ausdehnung des Reaktionsvolumens eine Messung ergeben würden. Ein Teil der simulierten Elektronen erreicht den Detektor nicht. Die erwartete Elektronenverteilung für das Stoßsystem 10 keV  $p + \text{He}$  ist gelb markiert. Innerhalb dieses Bereiches wird eine Impulsauflösung von  $0.012$  a.u. =  $0.02 m_{e,v_p}$  erreicht. Die Elektronen, welche nach rechts oben emittiert werden, können nicht nachgewiesen werden.