

KfK 3764
September 1984

Eine Ionenstrahlampe für Röntgenstrahlen

H. Pilkuhn, H. Poth
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

1. Introduction

The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records and the role of the auditor in this process. It highlights the need for transparency and accountability in financial reporting.

The second part of the document details the specific procedures and standards that must be followed during the audit process. This includes the selection of samples and the use of statistical methods to analyze the data.

The final part of the document provides a summary of the findings and conclusions of the audit. It emphasizes the importance of the auditor's report and the implications of the results for the organization.

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 3764

Eine Ionenstrahllampe für Röntgenstrahlen

H. Pilkuhn⁺

H. Poth

⁺Institut für Theoretische Kernphysik, Universität
Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Die metastabilen $2\ ^3S_1$ -Zustände zweielektroniger Ionen lassen sich laserinduziert abregen. Durch Beschleunigung der Ionen auf Geschwindigkeit $\beta < 0.2$ läßt sich die Energie der emittierten Photonen im Bereich 160 - 510 eV mit einer Präzision bis zu 10^{-7} einstellen. Die Ausbeute ist von der Größenordnung 10^{10} Röntgenquanten pro Sekunde, aber der nutzbare Raumwinkel ist nur 10^{-5} .

An Ion Beam Lamp for X-ray Production

Abstract

The metastable $2\ ^3S_1$ -states of helium-like ions can be deexcited by irradiation with laser light. Through the acceleration of ions to velocities below a fifth of the speed of light the energy of the emitted ions be adjusted in a range between 160 - 510 eV with a precision of 10^{-7} . The X-ray yield is in the order of $10^{10}\ s^{-1}$ for a useful solid angle of 10^{-5} .

1. Antiresonanzfluoreszenz

Ionen mit mindestens einem Elektron haben metastabile Zustände, deren Abregung sich als Röntgen-Linienquelle nutzen läßt. Während die Ionen eines Plasmas dabei breite Linien bei festen Frequenzen liefern, erhält man nach Beschleunigung der Ionen in einem elektrischen Feld wesentlich schmalere Linien, deren Frequenzen sich außerdem über die Dopplerverschiebung regulieren lassen. Damit ergibt sich die Möglichkeit einer Ionenstrahlampe, die sich sowohl mit einem elektrostatischen Beschleuniger (Abschnitt 2) als auch mit einem elektronengekühlten Speicherring (Abschnitt 3) betreiben läßt. Die zweite Alternative ist die Weiterentwicklung eines Vorschlages von Poth und Wolf (1983) zur Strahlung durch Elektroneneinfang an Ionen. Gegenüber dem ursprünglichen Vorschlag ist die erreichbare Fotonenenergie stärker beschränkt (< 510 eV), die Energieschärfe dagegen verbessert (bis zu 10^{-7}). Die Strahlung läßt sich mit einem Laserstrahl pulsen und auch polarisieren.

Die Grundlage einer Ionenstrahlampe ist die induzierte Abregung des metastabilen Zustandes über einen eng benachbarten Zustand ("Antiresonanzfluoreszenz"). Die spontane Abregung ist unbrauchbar, weil sie Flugstrecken (und damit Lampenlängen) von 100 - 1000 m erfordert. Die indirekte Zerfallsinduktion ist bei ein-elektronigen Ionen bereits bekannt: wenn das Elektron im 2s-Zustand sitzt, läßt es sich durch Hochfrequenz in den 2p-Zustand schieben, von wo es sofort in den Grundzustand fällt. Hier kann die Induktion allerdings schon durch elektrische Felder andere Ionen passieren, so daß der 2s-Zustand bereits in der Ionenquelle und auch während der Beschleunigung entvölkert wird.

Wesentlich günstigere Verhältnisse ergeben sich bei zweielektronigen Ionen, auf die wir uns im folgenden beschränken. Der metastabile 2^3S_1 -Zustand lebt bei den Ionen von B, C, N etliche Millisekunden (siehe Tabelle 1, 1. Spalte, sowie Figur 1); er läßt sich durch einen Laser leicht in den wenige eV höher gelegenen 2^3P_1 -Zustand befördern. Dieser kann nun im Bruchteil einer Mikrosekunde in den 1^1S_0 -Grundzustand zerfallen. Bei B IV tut er das spontan zwar nur in 10 % der Fälle, aber durch

hinreichend lange Laserwirkung ($1/4 \mu\text{s}$) wird dieser Faktor kompensiert. Bei C V genügt bereits $1/30 \mu\text{s}$ bzw. ein schwächerer Laser. Noch günstiger liegen die Verhältnisse bei N VI. Auch der 2^3S_1 -Zustand von O VII lebt noch 1 ms. Er erfordert 7.6 eV Anregungsenergie bei $\beta = 0$ (bei $\beta > 0$ und gegenläufigen Strahlen erniedrigt sich die Laserfrequenz um einen Faktor $(1-\beta)^{1/2} (1+\beta)^{1/2} \approx 1-\beta^2/2$). Dagegen wird die Ionenquelle mit zunehmender Kernladung bald problematisch, zumal das 2. Elektron praktisch durch Umladung bezogen werden muß (siehe Ende von Abschnitt 2).

Es ist also die beim spontanen Übergang $2^3P_0 \rightarrow 1^1S_0$ emittierte weiche Röntgenstrahlung, die uns hier interessiert. Diese Strahlung wurde bereits in Experimenten beobachtet, bei denen die metastabilen Zustände der heliumähnlichen Ionen zum $3P_0$ gequenchet wurden, indem man den Ionenstrahl durch eine dünne Folie schoß (Coke et al, 1977, Schiebel et al, 1977).

Winkelverteilung: Bei zirkularpolarisiertem Laserlicht (Helizität $\lambda = \pm 1$) ist die Winkelverteilung $W(\theta)$ der Lampenstrahlungen

$$W(\theta) = \frac{1}{4} (1 + \lambda' \lambda \cos \theta)^2 \quad (1)$$

wobei θ der Winkel zwischen Lampenstrahlung und Laserstrahl im Ruhesystem des Ions ist, und λ' die Helizität der Lampenstrahlung. Bei paralleler Strahlung ist $\cos \theta = 1$ und $\lambda' = \lambda$, d.h. die Polarisation des Laserstrahls überträgt sich auf den Lampenstrahl. Wegen der Lorentztransformation des Raumwinkelements

$$d\Omega^{lab} = \gamma^2 (1 - \beta \cos \theta^{lab})^2 d\Omega, \quad \gamma^2 = (1 - \beta^2)^{-1} \quad (2)$$

leuchtet die Lampe besser vorwärts als rückwärts.

2. Linearer Strahl

Beschleunigt man Ionen der Ladung $(Z-2)e$ und Temperatur T in einer Spannung U , dann verringert sich die anfängliche Dopplerbreite $\delta\nu_D(0)$ einer Linie auf

$$\delta\nu_D(U) = \frac{1}{2} (kT / (Z-2)eU)^{1/2} \delta\nu_D(0) \quad (2.1)$$

Bei $T = 10^4 \text{ } ^\circ\text{K}$ zum Beispiel hat man $kT \approx 1 \text{ eV}$. Für $U = 250 \text{ kV}$ ergäbe das bei C V einen Reduktionsfaktor von 10^{-3} . Dazu müßte man allerdings U auf 10^{-6} konstant halten können. In Wirklichkeit wird $\delta\nu_D(U)$ bei hinreichend hohem U konstant.

Man kann Dauerstrichstrahlen

leichter Ionen mit einigen hundert Teilchen-nA Strahlstrom und Geschwindigkeitsunschärfe $\Delta\beta/\beta < 10^{-4}$ erreichen, was bei $\beta = 0.1$ $\delta v/v < 10^{-5}$ bedeutet. Der Strahldurchmesser kann kleiner als 1 mm gemacht werden. Nach der Beschleunigung biegt man die Ionen für eine Länge l in einen Laserstrahl. Dieser kann zur Intensitätserhöhung zwischen Spiegeln hin- und herlaufen, allerdings muß man seine Frequenz auf atomare Anregung entweder bei Parallelflug oder bei Gegenflug abstimmen. Bei C V-Ionen von $\beta = 0.1$ z. B. muß man zwischen den Wellenlängen 252 nm und 206.6 nm wählen. Die Strecke l muß mindestens eine Zerfallslänge des 2^3P_1 -Zustandes betragen. Bei C V sind das

$$l = \beta \cdot 3.45 \text{ m} \quad (2.2)$$

Nach Durchlaufen von l müssen die Ionen aus dem Laserstrahl herausgebogen werden. Sie können dann noch für andere Experimente benutzt werden.

Das Laserlicht muß so intensiv sein, daß es während des Fluges der Ionen durch die Strecke l die Anregung $2S \rightarrow 2P$ schafft. Dazu ist ein Fotonenfluß von ca. $10^{25}/\text{cm}^2 \text{ sec}$ erforderlich, falls keine Spiegel verwendet werden. Bei einem Ionenstrom von 100 Tn A ($= 10^{12}$ Ionen/s), und 10 % Besetzung des metastabilen $2S$ -Tripletts ergibt sich dann eine Röntgenrate

$$N_R \approx 10^{11} V_{1S} / s \quad (2.3)$$

wobei V_{1S} die Verzweigungsrate zum $1S$ -Grundzustand ist:

$$V_{1S} = \tau^{-1}(2^3P_1 \rightarrow 1^3S_0) \cdot \tau(2^3P_1) \quad (2.4)$$

Laut Tabelle 1 ist V_{1S} ungefähr 0.1 für B IV, 0.33 für C V und 0.67 für N VI. Die Reduktion um den Faktor V_{1S} läßt sich durch Wahl einer längeren Anregungsstrecke l vermeiden,

$$l' \approx l / V_{1S} \quad (2.5)$$

Dann wäre z. B. für C V bei $\beta = 0.1$ $l' = 1\text{m}$. Andererseits sollte für die Anwendungen der Röntgenstrahlen die Leuchtstrecke möglichst kurz sein. Schaut man nämlich die Leuchtstrecke nicht

genau von vorn oder von hinten an, ergibt sich sofort eine Linienverbreiterung durch den transversalen Dopplereffekt. Die Winkelabhängigkeit der Frequenz für $\theta \rightarrow 0$ ist

$$\nu^{lab}(\theta) = \nu^{lab}(0) - \nu\beta\gamma \theta^2/2$$

so daß $\delta\nu/\nu = 10^{-5}$ bei $\beta = 0.2$ bereits $\theta = 0.01$ erfordert.

Man kann damit auf der Achse in 5m Entfernung ein Scheibchen vom 5cm Radius beleuchten. Eine Fokussierung der Röntgenstrahlen ist aus dem gleichen Grund nutzlos.

Bei der in (2.3) angegebenen Röntgenrate wurde angenommen, daß sich beim betrachteten heliumartigen Ionenstrahl 10 % aller Teilchen im metastabilen 3S_1 Zustand befinden. Daß dies nicht unrealistisch ist, zeigt die Messung von Schiebel et al. (1977). Diese Gruppe verwendete einen Si^{13+} -Strahl, der beim Durchgang durch eine dünne Folie auf Si^{12+} umgeladen wurde. Abhängig von Foliendicke und Strahlenergie befanden sich 10 - 25 % der Si^{12+} -Ionen hinterher im 3S_1 -Zustand. Bei leichteren Ionen erwartete man ähnliche Verhältnisse (Matthews, 1976).

Spielt allein der Einfang eine Rolle können noch andere Zahlen gelten. Wenn der K-Einfang aus irgendeinem Grund unterdrückt ist, dann sollten ca. 75 % aller eingefangenen Elektronen früher oder später im Triplett-2S-Zustand landen, da dieser der tiefstliegende Triplett-Zustand ist. Es ist also auch eine 75%-ige Besetzung des 2^3S_1 -Zustandes möglich.

3. Ringstrahl

Die lange Lebensdauer des metastabilen Zustandes läßt sich in vieler Hinsicht nutzen, wenn man die Ionen in einem Ring speichert. Die Umlaufzeit in einem geeigneten Speicherring ist in der Größenordnung einiger μs . Somit läuft der Ionenstrahl während einer 3S_1 -Lebensdauer viele hundert Male um. Dies läßt sich dahingehend ausnutzen, daß man bei gleichbleibender Wechselwirkungslänge die Laserleistung herabsetzen kann. Eine andere Möglichkeit ist eine weitere Verschmälerung der Röntgenlinie.

Bisher wurde eine der Dopplerbreite $\delta\nu_D$ entsprechende Laserbandbreite angenommen, also ca. 10^{-5} . Ein schmalere Laser der Breite $\delta\nu_L$ brennt ein Loch in die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen (Dufay et al, 1976). Die Breite der Röntgenlinie ist dann durch $\delta\nu_L$ bestimmt, unabhängig von $\delta\nu_D$. Eine Laserbreite von $\delta\nu_L/\nu = 10^{-7}$ gibt also eine Röntgenstrahlbreite von 10^{-7} , die allerdings bei

$\delta v_D/v=10^{-5}$ zunächst nur 1 % der vollen Intensität hat. Durch Verschieben der Ionengeschwindigkeit über das Loch (etwa durch winzige Beschleunigung, oder bereits durch die elektrische Wechselwirkung der Ionen im Strahl) kann man aber wieder alle Ionen anregen, sofern sie lange genug leben. Bei den Ionen von Tabelle 1 ist die Lebensdauer $\tau(2^3S_1)$ mindestens hundertmal größer als $\tau(2^3P_1)$, so daß man die ursprüngliche Intensität auch mit $\delta v/v=10^{-7}$ erhalten kann. Der Laser braucht dazu nur noch 1/100 der ursprünglichen Intensität. Da andererseits die Ionen jetzt hundertmal länger im Laserstrahl sein müssen, wird auch die Länge l' hundertmal größer, was bei einem linearen Strahl zu unbrauchbaren Dimensionen führt. In einem Ionenspeicherring dagegen kommt man mit der ursprünglichen Leuchtstrecke aus, die nun hundertmal von den Ionen durchlaufen wird.

Es ist zweckmäßig, den Speicherring zunächst mit bis auf ein Elektron gestrippten Ionen bis zur Raumladungsgrenze zu füllen. Der akkumulierte und gespeicherte Strahl wird durch einen Elektronenstrahl gekühlt. Das zweite Elektron findet sich durch Einfang eines Kühlelektrons bei geeigneter Anordnung (Poth und Wolf, 1983).

Dieser Einfang aus dem Kontinuum läßt sich auch durch Laserlicht stimulieren (Neumann et al, 1983), wobei der K-Einfang ausgeschlossen bleibt. Damit dürften also ca 75 % aller eingefangenen Elektronen im 2^3S_1 -Zustand landen; die am Ende des letzten Abschnitts erwähnte Unsicherheit bezüglich der Bevölkerung des metastabilen Zustandes entfällt. Bis auf die Einfangstrecke verlaufen die Bahnen der Ionen mit zwei Elektronen getrennt von denen mit einem Elektron.

An einer geeigneten Stelle im Speicherring wird dann das Laserlicht zur Induzierung des $^3S_1 \rightarrow ^3P_0$ Überganges eingestrahlt. Der größte Teil der umgepumpten Ionen emittiert dann in der Folgestrecke die Röntgenstrahlung. Nicht umgepumpte Ionen werden rezirkuliert.

Die erzielbare Röntgenrate ergibt sich jetzt aus der Füllzeit t_F und Einfangzeit t_E . Es sollte möglich sein, 10^{11} Ionen in 25 Sekunden zu sammeln und umzuladen. Wir erhalten damit für die Röntgenrate N_R anstelle von (2.3)

$$N_R \sim 10^{11} \cdot 0.75 / 25s = 3 \times 10^9 / s \quad (3.1)$$

mit $\delta v/v \sim 10^{-6} - 10^{-7}$. Um diese Auflösung beizubehalten, schrumpft jetzt allerdings das nutzbare

Scheibchen in 5m Entfernung von 5cm auf 5mm Radius. Benachbarte Scheibchen sehen benachbarte Frequenzen, wenn auch etwas weniger scharf.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß sich der hier unterbreitete Vorschlag für eine Ionenstrahlampe am ehesten in einem Pilot-experiment an einem elektrostatischen Beschleuniger realisieren läßt. Volle Durchstimmbbarkeit und höchste spektrale Fotonendichte läßt sich aber wahrscheinlich erst an einem Speicherring mit Elektronenkühlung erreichen.

Ion	$\tau(2^3S_1)$ [ms]	$\tau^{-1}(2^3P_1) [\mu s^{-1}]$		E_{Laser} [eV]	E_{Lampe} [eV]
		$\rightarrow 2^3S_1$	$\rightarrow 1^1S_0$		
B IV	149	47.0	4.36	4.3882	202.951
C V	20.4	57.9	28.9	5.4412	304.402
N VI	3.92	69.3	141	6.5005	419.800

Tabelle 1 Die Lebensdauern des metastabilen 2^3S_1 -Zustandes der Ionen B, C, N mit zwei Elektronen (1. Spalte), die Zerfallsraten (2. und 3. Spalte) und -energien (4. und 5. Spalte) des 2^3P_1 -Zustandes in den metastabilen Zustand und in den Grundzustand. Die Werte der 1. und 3. Spalte sind von Johnson und Lin (1974, 1976), der CV-Wert der 2. Spalte ist von Lin, Johnson und Dalgarno (1977), die anderen beiden Werte von Jacobs (1972), mit einem Korrekturfaktor 1.044 gemäß Lin, Johnson und Dalgarno. Die Energien sind von Bashkin und Stoner (1975).

Literatur

Bashkin S und Stoner J O, 1975, "Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams I", North-Holland

Cocke C L, Varghese S L und Curnutte B, 1977, Phys. Rev. A15, 874

Dufay M et al., 1976, Phys. Rev. Letters 37, 1678

Jacobs V L, 1972, J. Phys. B5, 213

Johnson W R und Lin C D, 1974, Phys. Rev. A9, 1486
, 1976, Phys. Rev. A14, 565

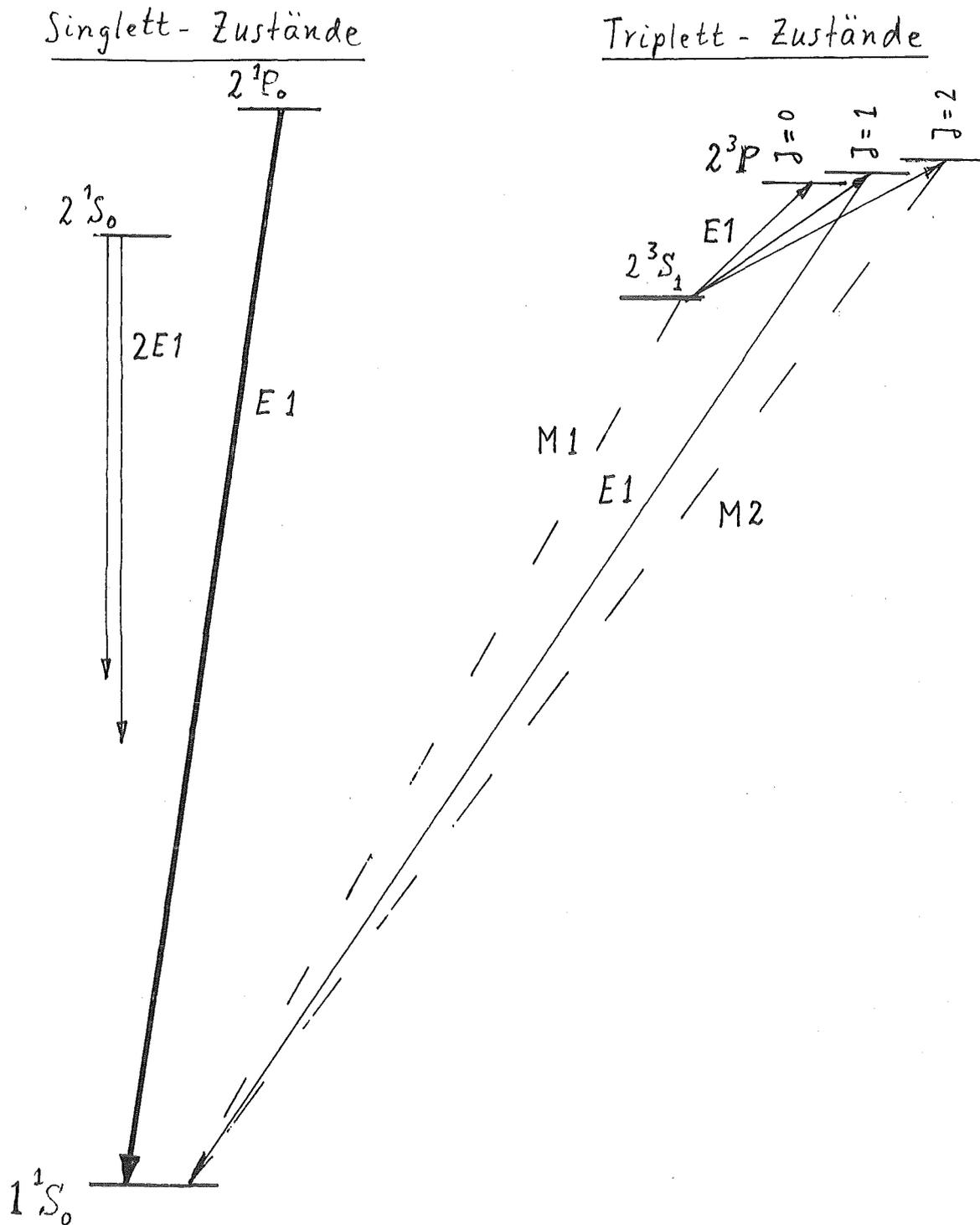
Lin C D, Johnson W R und Dalgarno A, 1977, Phys. Rev. A15, 154

Matthews D L, Fortner R J und Bissinger G, 1976, Phys. Rev. Lett. 36, 664

Neumann R, Poth H, Winnacker A und Wolf A, 1983, Z. Phys. A313, 253

Poth H und Wolf A, 1983, Phys. Letters 94A, 135

Schiebel U, Doyle B L, Macdonald J R und Ellsworth L D, 1977, Phys. Rev. A16, 1089



Figur 1 Skizze der niedrigsten Zustände bei leichten zweielektro-
nigen Ionen. Die Stärke der Pfeile soll die Stärke der
entsprechenden Übergangsrates andeuten.