

Zum Bewegungszustand der H II-Regionen des interstellaren Gases*

Von L. BIERMANN und A. SCHLÜTER

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen

Herrn Prof. Dr. Otto Hahn zum 75. Geburtstag gewidmet

(Z. Naturforsch. 9a, 463—469 [1954]; eingegangen am 8. März 1954)

Ein Überblick über die Temperatur- und Druckverhältnisse in dichten H I- und H II-Regionen und den dünnen H II-Zwischengebieten zeigt, daß die dichten (d. h. die gut beobachtbaren) H II-Regionen wohl in Expansion mit einer Geschwindigkeit von der Ordnung der Schallgeschwindigkeit begriffen sein müssen.

Ausführlich betrachtet wird der mögliche Einfluß des Strahlungsdrucks in der Linie $\text{Ly}\alpha$. Jedes einmal absorbierte Quant des Lyman-Kontinuums gibt mit erheblicher Wahrscheinlichkeit Anlaß zur Entstehung eines $\text{Ly}\alpha$ -Quants. Andererseits beträgt aber die optische Dicke der H II-Region im Doppler-Kern der Linie etwa 10^4 (gegen $\gtrsim 1$ im Lyman-Kontinuum). Daher könnte der Druck in $\text{Ly}\alpha$ auf das 10^4 -fache des Werts im Lyman-Kontinuum ansteigen, und damit den Gasdruck bei weitem übersteigen, wenn nicht jedes $\text{Ly}\alpha$ -Quant auch eine Chance hätte, in den Flügel der Linie zu gelangen und dann ohne nochmalige Absorption den Rand der H II-Region zu erreichen. Es wird eine einfache Modellvorstellung entwickelt, welche gestattet, die Hin- und Herdiffusion der $\text{Ly}\alpha$ -Quanten im Dopplerkern der Linie und den gelegentlichen Übergang in die Linienflügel zu überblicken. Es zeigt sich, daß die Speicherung der $\text{Ly}\alpha$ -Quanten den Strahlungsdruck in dieser Linie wohl höchstens einen Faktor $\gtrsim 10^1$ erhöht. Damit bleibt er in dichten Regionen noch weit unter dem Gasdruck. Dünnen H II-Regionen andererseits werden im allgemeinen auch im Lyman-Kontinuum eine geringe optische Dicke besitzen. Demnach sind die dynamischen Wirkungen des Strahlungsdrucks in $\text{Ly}\alpha$ wohl nur in Sonderfällen groß gegen die des Gasdrucks.

Im Schlußabschnitt wird die Wirkung dieser Verhältnisse auf die Schichtung und den Bewegungszustand des interstellaren Gases betrachtet. Es scheint, daß die Expansion der H II-Regionen für das interstellare Gas die wirksamste Quelle kinetischer Energie darstellt*.

In den letzten Jahren hat sich immer deutlicher gezeigt, daß im interstellaren Raum den großen örtlichen Schwankungen von Dichte und Temperatur mindestens zum Teil auch solche des Gasdrucks entsprechen müssen. In der weiteren Umgebung der Sonne, die vielleicht für die Umgebung eines Spiralarms der Milchstraße als einigermaßen typisch angesehen werden darf, wird man zweckmäßig drei Typen von räumlichen Bereichen unterscheiden: Dichte H II-Regionen, wie sie z. B. im Nebelspektrographen sichtbar werden; dichte H I-Regionen (Wolken); Regionen geringer Dichte zwischen den dichten H II- und H I-Regionen. Tab. 1 enthält Werte für die Zustandsgrößen, welche durch die Beobachtungen nahegelegt werden.

Die angegebenen Temperaturunterschiede zwischen den H II- und H I-Regionen dürften nach den Messungen der 21 cm-Linie des H I als gesichert gelten. Die angegebene Dichte für die Zwischenregio-

	Teilchen-dichte N $\log [\text{cm}^{-3}]$	Temperatur $\log T$	Gasdruck \log [dyn/cm 2]	Rel. Volumen [%]
Dichte H II-Regionen	+ 1	4	— 10,5	$\frac{1}{2}$
Dichte H I-Regionen	+ 1	2	— 13	5
Regionen zwischen Wolken (H II)	— 1	4	— 13	95

Tab. 1. Zustandsgrößen im interstellaren Raum.

nen und der für sie angenommene Ionisationszustand (vgl. hierzu p. 468 im nächstfolgenden Abschnitt), insbesondere die in der letzten Spalte angegebenen rel. Volumina, sind noch weniger gut gesichert. Die Werte für N führen übrigens auf einen niedrigeren Wert für die Gesamtmasse des interstellaren Mediums als oft angenommen wird. Setzt man das in Betracht kommende Volumen (inkl. Regionen zwischen Spiralarmen) etwa ≈ 1000 (kpse) 3 , und nimmt die mittlere Dichte zu $10^{-24,2}$ g/cm 3

* Einige Teile der hier wiedergegebenen Überlegungen waren enthalten in einer (nur hektographierten) vorläufigen Mitteilung der Verfasser „On the Influence of Radiation, Ionization and Magnetic fields on the Dynamics of the Interstellar Medium“, die als

Beitrag zu dem „Symposium on Gas Dynamics of the Interstellar Clouds“ (6.—11. Juli 1953 in Cambridge) für die Teilnehmer verfaßt war. Siehe auch die Verhandlungen dieses Symposiums (im Erscheinen), insbesondere die Diskussionen am 9. und 8. Juli.



an, so resultiert eine Gesamtmasse von 10^{10} Sonnenmassen.

Für das Folgende soll aus den Zahlen der Tab. I nur der zuerst von Spitzer¹ angedeutete Schluß gezogen werden, daß die beobachtbaren (dichten) H II-Regionen wegen des in ihnen herrschenden Überdrucks in einer Expansion begriffen sein müssen, die nach der Lage der Dinge etwa mit Schallgeschwindigkeit, also mit einer Geschwindigkeit um 10 km/sec vor sich gehen muß. Dieser Schluß folgt zunächst nur aus der hydrodynamischen Bewegungsgleichung zusammen mit der Annahme, daß uns kein wesentlich in sie eingehender Faktor entgangen ist. Es gibt aber wohl keine Beobachtungstatsache, welche mit der Vorstellung der Expansion aller einigermaßen dichten H II-Regionen im Widerspruch stünde.

Diese Expansion wird in erster Näherung nicht adiabatisch, sondern vielmehr isotherm vor sich gehen, da die Temperatur der H II-Gebiete durch die UV-Strahlung der heißen Sterne in der Nähe von 10000° gehalten werden wird. Sie muß, soweit die expandierende H II-Region von einer HI-Region begrenzt wird, zur Ionisation einer ständig wachsenden Masse interstellaren Gases führen. Wenn die ionisierenden Sterne feste Entfernung von einander und zeitlich konstante Leuchtkraft haben würden, so wäre ein Endzustand wahrscheinlich, in welchem alle ionisierten Bereiche eine Dichte $\gtrsim 10^{-1}$ Atome/cm³ haben würden und demgemäß der Gasdruck* überall $\geq 10^{-13}$ dyn/cm³ betragen würde. Da aber tatsächlich die ionisierenden Sterne sich selbst mit individuellen Geschwindigkeiten der Ordnung 10 km/sec gegeneinander bewegen und die heißesten von ihnen (welche die größten H II-Regionen um sich haben) zudem noch in Zeiten der Ordnung 10^7 Jahre ihre Leuchtkraft erschöpfen, muß als Haupteffekt der geschilderten Verhältnisse eine ständige räumliche Umverteilung der interstellaren Materie resultieren. Außerdem bildet der geschilderte Vorgang eine wesentliche Energiequelle für die Bewegungen des interstellaren Gases.

Nach dem hier entworfenen Bilde ist die Materie im größten Teil des Volumens der Milchstraße ionisiert und besitzt eine Temperatur der Ordnung 10^4

Grad. Diese Temperatur entspricht auch einigermaßen dem beobachteten Abfall der Dichte der interstellaren Materie und der Sterne frühen Spektraltyps senkrecht zur Milchstraßenebene; bei genauerer Betrachtung² würde der letztere allerdings eher eine etwas niedrigere Temperatur erwarten lassen, zumal der Turbulenz und den interstellaren Magnetfeldern ebenfalls noch durch das Schwerefeld wenigstens im Mittel die Wage gehalten werden muß.

Der Strahlungsdruck im Lyman-Kontinuum und in der Linie $\text{L}\alpha$

In den vorangegangenen Betrachtungen war noch außer acht gelassen, daß im äußersten UV, insbesondere in der Linie $\text{L}\alpha$ (1216 Å), ein beträchtlicher Strahlungsdruck hinzukommen kann. Die optische Dicke einer normalen (nicht expandierten) H II-Region beträgt zwar im Lyman-Kontinuum (Lc) etwa 1, und der Energiefluß im Lc und der durch ihn ausgeübte Druck kann daher in diesem Spektralbereich einfach auf Grund der geometrischen Verhältnisse abgeschätzt werden, etwa zu 10^{-2} erg/cm² sec oder $10^{-12.5}$ dyn/cm², falls mit einer Leuchtkraft (im Bereich $\lambda < 911$ Å) von $10^{38.1}$ erg/sec (reichlich 11^m heller als die gesamte Leuchtkraft der Sonne) und einem wesentlichen Abstand vom Stern von ≈ 10 psc gerechnet wird. Für die optische Dicke τ im Lc gilt $e^{-\tau} \approx 1 - \sqrt[3]{s/s_0}$ bis in ziemliche Nähe der äußeren Grenze s_0 der H II-Region (s Abstand vom Stern), die Absorption der Lc-Quanten beginnt also schon tief im Innern der Region. Nun entsteht aber aus jedem einmal absorbierten Lc-Quant mit erheblicher Wahrscheinlichkeit ein $\text{L}\alpha$ -Quant, und im stationären Zustand muß der Fluß der $\text{L}\alpha$ -Quanten nach außen hin etwa so groß sein wie der zuvor angegebene Fluß an Lc-Quanten. Da aber der Absorptionskoeffizient im $\text{L}\alpha$ um mehrere Zehnerpotenzen größer ist als der im Lc, sollte man zunächst einen sehr viel höheren Druck in $\text{L}\alpha$ als im Lc erwarten. Dieser müßte aber, falls er sich wirklich einstellen sollte, schwerwiegende Folgen für das dynamische Gleichgewicht des interstellaren Gases haben, da zunächst nicht zu sehen ist, wie ihm das Gleichgewicht gehalten

¹ Proc. Symposium on Motions of Gaseous Masses of Cosm. Dimensions, Paris, 16.—19. Aug. 1949.

* In den übrigen Raumteilen könnte nach den gegebenen Zahlen überall der gleiche Gasdruck herrschen, doch ist dies im Hinblick auf den dort größeren Strahlungsdruck und die lokalen Unterschiede und

zeitlichen Variationen des allgemeinen Strahlungsfeldes ($\approx 10^{-12}$ dyn/cm²) und auf die fast überall vorkommenden Gasbewegungen mit Geschwindigkeiten der Ordnung 5 km/sec auch nicht ohne weiteres wahrscheinlich.

² Vgl. A. Unsöld, Phys. Rev. **82**, 857 [1951].

werden sollte. Es ist daher notwendig, das Schicksal der λ -Quanten genauer zu betrachten³.

Die Diffusion der Lyman- α (L α)-Quanten erfolgt — wie sich ergeben wird — zunächst überwiegend in der Nähe des geometrischen Orts ihrer Entstehung im Innern der H II-Region aus dem Kern der Resonanzlinie in deren Flügel; alsdann erst diffundieren die Quanten aus dem Innern der H II-Region an die Grenze derselben. Insbesondere soll gezeigt werden, daß die Zeiten für beide Prozesse größtenteils ähnlich (bis auf einen Faktor 10—20) nicht wesentlich mehr Zeit in Anspruch nehmen als ein L α -Quant benötigt, um die gleiche Strecke zurückzulegen. Das weitere Schicksal der L α -Quanten soll nicht diskutiert werden; es soll angenommen werden, daß sie schon in der nächsten Nähe der Grenzen durch 2-Photonenzerfall eliminiert oder von neutralen Atomen, Molekülen oder Staubteilchen absorbiert werden.

Wir legen der quantitativen Diskussion die Annahme zugrunde, daß die Temperatur $T 10000^{\circ}$ beträgt und die optische Dicke (im Lyman-Kontinuum) der HII-Region vom Mittelpunkt nach außen hin ≈ 1 (genauer ein kleines Vielfaches von 1), das sind etwa $\lesssim 10^{18}$ nichtionisierte H-Atome/cm² der äußeren Oberfläche (gegen $\approx 10^{20}$ H-Ionen/cm², falls der Radius von der Ordnung 10 psc ist). Bei infolge der Expansion abnehmender Dichte nimmt die Anzahl der H II-Ionen/cm² $\sim N^{-1/3}$ zu, solange die optische Dicke der Region im Lyman-Kontinuum ≈ 1 bleibt (und nicht etwa $\ll 1$ wird).

Die Abklingkonstante γ des oberen Zustandes beträgt $10^{8,80} \text{ sec}^{-1}$, d. i. 0,42 des klassischen Werts, wo 0,42 die Oszillatorenstärke f ist. Die Absorption eines einzelnen H-Atoms in der Umgebung der La-Linie (Kreisfrequenz im mitbewegten System $\omega_0 = 10^{16,19} \text{ sec}^{-1}$) beträgt also

$$\begin{aligned}\varkappa(\omega - \omega_0) &= \frac{\pi e^2}{m c} \frac{2}{\gamma/2} \frac{f}{1 + \left(\frac{\omega - \omega_0}{\gamma/2} \right)^2} \\ &\equiv \varkappa_0' [\text{cm}^2] \frac{1}{1 + w^2} = \frac{10^{-10,13}}{1 + w^2}; \quad w = \frac{\omega - \omega_0}{\gamma/2}.\end{aligned}$$

Wenn das Atom relativ zu dem in der H II-Region ruhenden Koordinatensystem die Geschwindigkeit c hat, mit der Komponente ξ in der Bewegungs-

richtung eines Lichtquants (< 0 , falls sie einander entgegenkommen), so ist für die Absorption dieses Quants die Eigenfrequenz (im ruhenden System) verschoben um den Betrag $(\xi/c)\omega_0$ (c = Lichtgeschwindigkeit).

Die Absorption einer eingestrahlten kontinuierlichen Strahlung durch *alle* in einer Volumeneinheit enthaltenen Atome, bezogen auf ein durchschnittliches Atom, ist bekanntlich gegeben durch

$$\begin{aligned}
 \varkappa(\omega - \omega_0) &= \varkappa_0 [\text{cm}^2] \cdot \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-(az/2)^2} dz}{1 + (w - z)^2} \\
 &= \varkappa_0 e^{-v^2} + (\text{für } v \geq 1) \varkappa_0' / w^2 \\
 z &= \frac{2}{a} \frac{\omega' - \omega_0}{\Delta \omega_D}, \quad v = \frac{\omega - \omega_0}{\Delta \omega_D} = \frac{a}{2} w, \quad a = \frac{\gamma}{\Delta \omega_D} \\
 \varkappa_0 &= \frac{a}{2} \sqrt{\pi} \varkappa_0' = \frac{\pi^{3/2} e^2}{m c} \cdot \frac{1}{\Delta \omega_D / 2} \cdot f
 \end{aligned}$$

ω' Eigenfrequenz eines absorbierenden Atoms im Ruhssystem; die hier gewählte Form der Variablen bezieht effektiv alle Frequenzen auf $\gamma/2$, statt auf $\Delta\omega_D$ wie etwa bei Unsöld (Physik der Sternatmosphären, Berlin 1938, § 44) nur im Exponenten ist $\omega - \omega_0$ bezogen auf $\Delta\omega_D$, d. i. diejenige Kreisfrequenz, welche der Größe $\xi_0 \equiv \sqrt{2kT/m} = 10^{6,11}$ cm/sec entspricht, also $10^{11,83}$ sec $^{-1}$.



Abb. 1. Emission und Absorption eines $L\alpha$ Quants in der Resonanzfrequenz ($c \equiv c_0$).

Das Verhältnis $\gamma: \Delta\omega_D$ ist wie üblich durch a bezeichnet und beträgt im vorliegenden Fall $10^{-3,03}$ ($a\sqrt{\pi}/2 = 10^{-3,08}$, also $\varkappa_0 = 10^{-13,21} \text{ cm}^2$). Wenn wie hier $\gamma/2 \ll \Delta\omega_D$ ist, kann man sich im Bereich des Doppler-Kerns die Absorptionslinie vereinfachend so vorstellen, daß jedes Atom innerhalb des Bereichs $\omega_0 \pm \pi\gamma/4$ (und nur dort) mit dem Querschnitt \varkappa_0' absorbiert⁴. Unter den vorausgesetzten Verhältnissen geht der Doppler-Kern etwa bei $v = \sqrt{10}$ in den Dämpfungsflügel über ($e^{-v^2} = 10^{-4,34}$, der hinzukommende Term liefert bei genauerer Rechnung

³ Die analogen Verhältnisse bei den planetarischen Nebeln sind insbesondere betrachtet worden von H. Zanstra, Bull. Astr., Paris Nr. 401, 1949, Vol. XI; vgl. auch L. G. Henyey, Proc. Nat. Acad. Sci., Wash.

26, 50 [1940]; L. Spitzer, *Astrophys. J.* 99, 1 [1944] und S. Chandrasekhar, *Rev. Mod. Phys.* 17, 138 [1945].

$$^4 \text{ Es ist } \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dz}{1+z^2} = \pi.$$

$10^{-4,49}$). Die Linienabsorption an dieser Stelle beträgt also $10^{-17,3} \text{ cm}^2$, hingegen die kontinuierliche Absorption im Lyman-Kontinuum etwa bei $h\nu = 13,53 + 0,86 \text{ eV}$, d. i. $10^{-17,2} \text{ cm}^2$. Ein Quant, das einmal diesen Abstand von der Linienmitte erreicht hat, gelangt also sofort in die Nähe der Grenze der H II-Region.

Es ist für das Folgende zweckmäßig, die absorbierenden H-Atome nach dem *Betrag* c ihrer Geschwindigkeit zu gruppieren. Alle Atome der Geschwindigkeit c absorbieren in der Nähe ihrer Resonanzfrequenz irgendwo im Kreisfrequenzbereich $\omega_0(1 \pm |\mathbf{c}|/c)$. Bei isotroper Reemission ist die Wahrscheinlichkeit der Emission im Winkel ϑ zur Richtung von \mathbf{c} , in das Raumwinkellement $2\pi \sin \vartheta d\vartheta$ proportional zur Größe dieses Raumwinkellements, d. h. $\sim d(\cos \vartheta)$. Andrerseits bezieht sich diese Emission offenbar auf das Kreisfrequenzintervall $(c/c)\omega_0 d(\cos \vartheta)$. Auf gleich große Kreisfrequenzintervalle entfallen also bei isotroper Reemission gleich viele emittierte $\text{Ly}\alpha$ -Quanten; nur die Breite des Kreisfrequenzbereichs ist $\sim c$.

Eine analoge Überlegung zeigt, daß auch die Absorptionswahrscheinlichkeit eines Quants durch H-Atome mit dem Betrag der Geschwindigkeit c im gleichen Kreisfrequenzintervall unabhängig ist von der Kreisfrequenz selbst; der Absorptionsquerschnitt pro Atom beträgt offenbar $\propto_0' \pi \gamma / 2 \div (2\omega_0 c/c)$.

In beiden Fällen bestimmt die genaue Lage der Frequenz in dem angegebenen Intervall nur die Geschwindigkeitskomponente parallel zur Bewegungsrichtung des Quants und damit den Winkel ϑ , den c mit der Richtung des Lichtstrahls vor der Absorption bzw. nach der Emission bilden muß.

Solange nur die Streuung im Linienkern berücksichtigt wird, geschieht also bei jeder Absorption und Reemission folgendes: An die Absorption eines Quants der Frequenz $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$ können sich Atome mit der Mindestgeschwindigkeit $c = c\Delta\omega/\omega_0$ beteiligen (unter diesen natürlich jeweils nur diejenigen, welche geeignete Richtungen besitzen). Jede durch den Betrag von c charakterisierte Gruppe absorbiert mit einem effektiven Querschnitt je Atom, der $\sim 1/c$ ist. Bei Maxwellscher Geschwindigkeitsverteilung ist die Anzahl derartiger Atome selbst $\sim \exp(-E/kT) c^2 d c$ ($E = m c^2/2$); die Absorptionswahrscheinlichkeit jeder derartigen Gruppe ist also $\sim \exp(-E/kT) dE \sim -d(\exp(-E/kT))$, und die Gesamtwahrscheinlichkeit der Absorption ($\sim \int_{E_0}^{\infty} d(\exp(-E/kT))$, wo E_0 durch die untere Grenze von c bestimmt ist), fällt

demgemäß mit dem Abstand von der Linienmitte annähernd wie $\exp(-(\Delta\omega/\Delta\omega_D)^2)$, wie es sein muß. Die Reemission andrerseits erfolgt irgendwo in dem Kreisfrequenzintervall, das zum Geschwindigkeitsbetrag des absorbierenden Atoms gehört. Die Energieänderung des Quants ist also $\hbar\Delta\omega_D/2\pi$, entsprechend der aus der Impulsbilanz folgenden Energieänderung des Atoms ($\approx \xi_0 \cdot h\nu/c = 10^{-15,16} \text{ erg}$).

Im allgemeinen wird ein Quant absorbiert werden von einem Atom von etwa thermischer Geschwindigkeit und reemittiert werden mit einem entsprechend mit $\Delta\omega_D$ vergleichbaren Abstand von der Linienmitte. Dieser Vorgang bewirkt eine Gleichverteilung der Quanten im Doppler-Kern der Linie. Um aber in den Flügel der Linie zu kommen, d. h. in einer entsprechenden Frequenz reemittiert zu werden, muß es zunächst jedenfalls von einem hinreichend schnellen Atom absorbiert werden (unabhängig von dem bereits erreichten Abstand von der Linienmitte — dieser bestimmt nur den Winkel, unter dem das Quant absorbiert werden muß, z. B. nahezu $\perp \mathbf{c}$, wenn das Quant vor der Absorption nahe der Linienmitte war). Alsdann muß es auch hinreichend parallel bzw. antiparallel zu \mathbf{c} reemittiert werden. So haben nur $\approx 10^{-3,77}$ der Atome eine Geschwindigkeit von *mindestens* dem $\sqrt{10}$ -fachen der $\Delta\omega_D$ entsprechenden Geschwindigkeit ξ_0 . Im Mittel haben *diese* Atome etwa die $\sqrt{11}$ -fache Geschwindigkeit gegenüber ξ_0 , also eine um nur 5% höhere Geschwindigkeit, und bei isotroper Emission emittieren sie etwa 5% der Quanten in solche Richtungen, daß ihre Energie größer als $10(m/2)\xi_0^2$, $\Delta\omega$ also $> \sqrt{10} \Delta\omega_D$ ist. Diese Quanten unterliegen, wie wir sehen, im weiteren einer so geringen Absorption, daß sie wie ein $\text{Ly}\alpha$ -Quant zur Grenze der Region gelangen. Da die schnellen Atome aber einen $\sim 1/c$ geringeren effektiven Absorptionsquerschnitt besitzen, sind sie über das Verhältnis ihrer Anzahl hinaus noch gegenüber den langsamen Atomen etwa im Verhältnis 1:3 be nachteiligt.

Der analytische Ausdruck für den Bruchteil der Absorptionen durch schnelle Atome, der zur Reemission im Bereich $\Delta\omega > \sqrt{10} \Delta\omega_D$ führt, ist offenbar ($x = c/\xi_0$)

$$\frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_{\sqrt{10}}^{\infty} e^{-x^2} [(x - \sqrt{10})/x] x \, dx = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-10} \left(\frac{1}{20} - \frac{1 \cdot 3}{(20)^2} + \dots \right).$$

Der Absorptionsquerschnitt ist hier bezogen auf den für $c = \xi_0$ gültigen, also $\propto_0' a\pi/4 = 10^{-13,26} \text{ cm}^2$.

Unser Ergebnis ist also, daß ein $\text{L}\alpha$ -Quant im allgemeinen etwa 10^4 Absorptionen und Reemissionen im Doppler-Kern der Linie einmal von einem schnellen H-Atom absorbiert wird — d. h. wegen des Verhältnisses der Absorptionsquerschnitte, nach etwa der gleichen Zeit, in der ein Lc -Quant die Grenze der H II-Region erreicht — und daß von diesen Prozessen etwa jeder 20. zur Reemission in einem solchen Abstand von der Linienmitte erfolgt, daß das Quant danach nur noch mit dem gleichen Querschnitt absorbiert wird wie ein Lc -Quant. Da die obige Abschätzung sicher in der Hinsicht zu ungünstig ist, daß auch aus den Frequenzbereichen um $\sqrt{9}\Delta\omega_D$ (Abstand von der Linienmitte) noch mit nicht zu vernachlässigender Wahrscheinlichkeit $\text{L}\alpha$ -Quanten nach außen entweichen, wird man schließen, daß in der hier betrachteten Näherung eine Speicherung der $\text{L}\alpha$ -Quanten um etwa eine reichliche Zehnerpotenz eintreten sollte (ähnlich wie in dem von Zanstra³ betrachteten Fall).

Mit dem Grade der Annäherung, mit dem die Wahrscheinlichkeit der Absorption durch schnellere Atome und damit die Wahrscheinlichkeit des Übergangs in den Linienflügel nicht abhängt von dem Abstand des betrachteten Quants von der Linienmitte, muß gelten, daß im stationären Zustand etwa gleich viele $\text{L}\alpha$ -Quanten in allen Teilen der Linie vorhanden sind, aus denen kein direkter Übergang in den Flügel möglich ist, d. h. etwa bis zum Abstand $\sqrt{8}\Delta\omega_D$ von der Linienmitte. In diesem Spektralbereich hat man also etwa gleichförmige Intensität — die Strahlung kann in einiger Näherung als eingeschlossen betrachtet werden, obwohl ein individuelles Quant einige 10^4 - oder 10^5 -mal seinen Ort in der Linie wechselt, ehe es in den Flügel der Linie und darauf an den Rand der H II-Region gelangt. Allerdings begünstigt der nun als zweiter zu betrachtende Prozeß die Übergänge aus einem Abstand von der Linienmitte in die Flügel gegenüber denen aus der Linienmitte. Hierdurch wird die stationäre Energieverteilung über die Linie in höherem Maße einer Glockenkurve (statt einem Rechteck) gleichen.

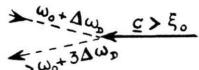


Abb. 2. Zur Streuung im Linienflügel.

Zieht man auch die Absorptionen und Reemissionen in den Linienflügel von $\text{L}\alpha$ in Betracht, so zeigt sich, daß der folgende Vorgang einen ähnlichen Wirkungsgrad hat wie der eben betrachtete. Das $\text{L}\alpha$ -Quant möge im Ruhssystem bereits den Abstand $\Delta\omega_D$

von der Mitte der Linie besitzen, etwa die Kreisfrequenz $\omega_0 + \Delta\omega_D$. Es möge nun absorbiert werden von einem ihm gerade entgegenkommenden H-Atom der Geschwindigkeit $\geq \xi_0$ (genauer einem solchen, das in dieser Richtung eine Komponente $\geq \xi_0$ besitzt, wie dies für 8% der Atome der Fall ist). Im System des Atoms beurteilt, liegt die Frequenz um mindestens $2\Delta\omega_D$ von der Linienmitte entfernt (im Mittel um $\approx 2,25$), auf der Seite größerer Frequenzen. Die zuvor durch v bezeichnete Größe beträgt also $\approx 4,5/a = 10^{3,68}$, und der Absorptionsquerschnitt ist demgemäß $\approx 10^{-17,5} \text{ cm}^2$. Die Reemission erfolgt im Mittel im Bereich $\omega_0 + (2,25 \pm 1,6)\Delta\omega_D$, da die mittlere Gesamtgeschwindigkeit des ins Auge gefaßten Atoms $\approx \sqrt{(1,25)^2 + 1} \xi_0 = 1,6 \xi_0$ beträgt. Wenn das Quant hinreichend genau entgegen der ursprünglichen Richtung reemittiert ist, so hat es nun eine Frequenz (im Ruhssystem) um $\omega_0 + 3,5\Delta\omega_D$. Von allen reemittierten Quanten werden nun $\approx 23\%$ in solche Richtungen reemittiert, daß $\omega \geq \omega_0 + \sqrt{10}\Delta\omega_D$ ist (die Anisotropie der Reemission verstärkt diesen Effekt noch etwas). Für ein Quant der ursprünglichen Frequenz $\omega_0 + 2\Delta\omega_D$ genügt offenbar eine Komponente $\geq 1/2 \xi_0$, wie sie 25% der Atome besitzen (mit $\xi \approx 0,8 \xi_0$). Die Reemission erfolgt also im Mittel im Bereich $\omega_0 + (2,8 \pm 1,3)\Delta\omega_D$ und zu $\approx 3/8$ in Frequenzen $> \sqrt{10}\Delta\omega_D$. Der Absorptionsquerschnitt ist zwar kleiner im Verhältnis $(2,25:2,8)^2 = (4:5)^2$, die Gesamtwahrscheinlichkeit des Übergangs in großem Abstand von der Linienmitte ist aber offenbar wesentlich größer als in dem zuvor betrachteten Fall.

In geschlossener Form ergibt sich unter der Hypothese isotroper Streuung folgender Ausdruck. Bezeichnen wir den Betrag der Raumgeschwindigkeit einer bestimmten Gruppe von H-Atomen in Einheiten von ξ_0 durch x , so ist die relative Häufigkeit dieser Gruppe $4/\sqrt{\pi} \exp(-x^2) x^2 dx$. Wenn die betrachteten $\text{L}\alpha$ -Quanten vor der Absorption im Ruhssystem den Abstand $y\Delta\omega_D$ von der Linienmitte hatten, so liegt ihre Kreisfrequenz vom bewegten Atom aus betrachtet im Bereich $\omega_0 + (y \pm x)\Delta\omega_D$, in einem speziellen Fall, etwa bei $\omega_0 + z\Delta\omega_D$. Wir interessieren uns nun für solche Absorptionen und Reemissionen, bei denen nach der Reemission die Kreisfrequenz im Ruhssystem $\geq \omega_0 + \sqrt{10}\Delta\omega_D$ ist. Von den Absorptionen bei $\omega_0 + z\Delta\omega_D$ (im System des Atoms) sind dies der Bruchteil $((z+x)-\sqrt{10})/2x$. Der für die Reemission in großem Abstand von der Linienmitte in Betracht kommende Bereich in z ist nun $\sqrt{10}-x$ bis $y+x$, während der Wertebereich von z demgegen-

über $2x$ beträgt. Wir haben also für die Atome der Raumgeschwindigkeit $x\xi_0$ den Bruchteil (x und y sind hier fest zu denken)

$$\int_{\sqrt{10}-x}^{y+x} \frac{z+x-\sqrt{10}}{2x} \frac{dz}{2x} = \frac{1}{8x^2} [y+2x-\sqrt{10}]^2$$

und für alle Atome im Hinblick auf die Absorption und Reemission einer festen Frequenz $\omega_0 + y\Delta\omega_D$

$$\frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_{(\sqrt{10}-y)/2}^{\infty} e^{-x^2} [y+2x-\sqrt{10}]^2 dx.$$

Das Integral läßt sich auf bekannte Funktionen (Fehlerfunktion und unvollständige γ -Funktion) zurückführen. Dabei ist noch die Abhängigkeit des Absorptionsquerschnitts von z (das ja unserem früheren v entspricht und einen Faktor $(\bar{z}/z)^2$ unter dem ersten Integral ergeben würde, vernachlässigt, indem ein passender Mittelwert eingesetzt ist), ferner die (verhältnismäßig schwache) Korrelation der Richtungen der Absorption und Reemission, welche den effektiven Querschnitt noch etwas vergrößert. Die genauen Zahlenwerte sind:

Für	$y = 1$	0,021,
	$y = 1,5$	0,051,
	$y = 2$	0,11 .

Es ergibt sich also im Hinblick auf die Querschnitte, daß dieser Prozeß kaum weniger effektiv ist als die Streuung im jeweiligen Kern der Linie. Das Zusammenwirken beider Prozesse dürfte also die räumliche Dichte der $\text{Ly}\alpha$ -Quanten unterhalb des ≈ 10 - oder 20 -fachen Wertes der Dichte der $\text{Ly}\gamma$ -Quanten (ohne Berücksichtigung der Absorption dieses Quanten im Innern der HII-Region) halten, d. h. den Druck unterhalb von $\approx 10^{-11,3} \text{ dyn/cm}^2$. Das ist noch klein gegen den Gasdruck innerhalb einer dichten HII-Region, aber u. U. größer gegen den in einer dünnen Zwischenregion. Allerdings wird die optische Dicke der Zwischenregionen mindestens nach einer Richtung im allgemeinen < 1 (der gerechnete Radius der HII-Region wird mit $N = 10^{-1}$ vergleichbar mit der Dicke der Milchstraße), wenn nicht sogar $\ll 1$ sein; aus diesem Grunde und wegen des größeren Abstandes von den ionisierenden Sternen wird der *gespeicherte* Energiefluß und damit der Druck in $\text{Ly}\alpha$ in gleichem Verhältnis kleiner. Dies bedeutet auch, daß die Milchstraße an dieser Stelle eine entsprechend intensive Emission im $\text{Ly}\alpha$ und eine schwächere in $\text{Ly}\gamma$ haben würde.

Zur Dynamik des interstellaren Mediums

Wir betrachten noch zwei Wirkungen der betrachteten Verhältnisse, nämlich einmal den Einfluß des Strahlungsdrucks in $\text{Ly}\alpha$ auf den Bewegungszustand einer expandierenden HII-Region, und ferner den Einfluß der Expansion und fortgesetzten Verlagerung aller HII-Regionen auf den Bewegungszustand des interstellaren Gases überhaupt.

Die Wirkung eines zusätzlichen Drucks in $\text{Ly}\alpha$ ist offenbar eine Beschleunigung der Expansion. Da diese eine Verbreiterung der Linienkontur und damit eine Verringerung der optischen Dicke in $\text{Ly}\alpha$ nach sich zieht, besteht an sich die Möglichkeit einer Balance, falls diese notwendig werden sollte. Wenn die vorstehend gegebenen Zahlen und Abschätzungen zutreffen, wird aber der Strahlungsdruck in $\text{Ly}\alpha$ nur unter speziellen Bedingungen gegenüber dem Gasdruck dominieren.

Für die dünnen (HII-) Zwischenregionen bewirkt der Druck in $\text{Ly}\alpha$ offenbar eine größere Ausdehnung senkrecht zur Milchstraße. Da aber die Schwerbeschleunigung senkrecht zur Milchstraße (z -Richtung) selbst $\sim z$ ist, ändert sich die effektive Dicke der Schicht nur mit der Wurzel aus der Temperatur bzw. ihrem Äquivalent, falls der Schwer durch den Druck auf die HI-Atome in $\text{Ly}\alpha$ die Wage gehalten wird (der Anteil der HI-Atome $(1-x)$ und damit auch die Produktion von $\text{Ly}\alpha$ -Quanten nimmt mit wachsender seitlicher Ausdehnung der Zone ab). Die Dicke der Zone ist also jedenfalls nicht empfindlich gegen den Einfluß des Drucks in $\text{Ly}\alpha$.

Dagegen ist der Druck in $\text{Ly}\alpha$ auf die Oberfläche der HI-Region wahrscheinlich durchaus in Betracht zu ziehen als zusätzlicher stabilisierender Faktor für diese Regionen, da er mindestens von der gleichen Ordnung ist wie der Druck des allgemeinen interstellaren Strahlungsfeldes.

Wir schätzen nun den Beitrag der Expansion der HII-Regionen für die Aufrechterhaltung des Bewegungszustandes des interstellaren Gases ab. Eine einzelne, dichte HII-Region etwa um einen BO-Stern herum, die sich in der besprochenen Weise ausdehnt, wird gegen 10^{35} erg/sec (d. h. $\approx 1\%$ der Sternstrahlung) in mechanische Energie umsetzen. Wenn wir annehmen, daß die (als typisch angesehene) Region eine Masse der Ordnung 10^{36} g besitzt und daß im Mittel etwa 10-mal soviel interstellare Materie in nichtionisierter Form vorliegt (vgl. Tab. 1), so kommen wir auf eine Energiezufuhr von $\approx 10^{-2} \text{ erg/g sec}$. Dieser Betrag scheint ener-

getisch bequem auszureichen, um den beobachteten Bewegungszustand des interstellaren Mediums aufrechtzuerhalten. Wenn dieser Mechanismus die Hauptenergiequelle dieser Bewegungen darstellt, so erscheint auch die unregelmäßige DichteVerteilung der interstellaren Materie als Folge der individuellen Bewegungen der O-Sterne und frühen B-Sterne, welche die H II-Regionen erzeugen, sofort verständlich.

Zu den bisher diskutierten Energiequellen — differentielle galaktische Rotation und aktive Sterne — tritt also als dritte die Expansion der dichten H II-Regionen.

Es gibt in der Hauptsache zwei theoretische Bilder, in denen die Dynamik des interstellaren Gases diskutiert worden ist. Das eine knüpft an an die Theorie des Spektrums der Turbulenz, wie sie für inkompressible Medien schon weitgehend behandelt worden ist; das andere Bild faßt diese Bewegungen auf als einander sich überlagernde Stoßwellen. In ersterem Bild spricht man von den (relativ kleinen) Wellenzahlen (cm^{-1}), in denen dem interstellaren Gas kinetische Energie zugeführt wird und denjenigen (relativ großen), in denen die Dissipation in Wärme erfolgt; die Wirkung der Turbulenz besteht darin, die kinetische Energie von den kleinen Wellenzahlen (in denen sie zugeführt wird) zu den großen Wellenzahlen (in denen sie dissipiert wird) zu übertragen.

Die stationäre Verteilung der kinetischen Energie über die Wellenzahlen hängt offenbar ab von der Verteilung der Quellen über die Wellenzahlen und von der Art der Dissipation. Wenn die differentielle galaktische Rotation die Hauptenergiequelle wäre und die Kompressibilität des interstellaren Gases außer Betracht bleiben könnte, so müßte in erster Näherung das von Kolmogoroff, Onsager und v. Weizsäcker aufgestellte Spektralgesetz gelten. Wenn, wie es jetzt scheint, viele verschiedene Energiequellen wirken, die sich über den ganzen interessierenden Wellenzahlbereich verteilen, so müssen schon allein aus diesem Grunde starke Abweichungen von dem erwähnten Spektralgesetz erwartet werden. Dazu kommt, daß die Dissipation zum sehr großen Teil in den Stoßfronten vor sich gehen wird; dieser Sachverhalt kann beschrieben werden durch die Feststellung, daß ein wesentlicher Teil der zugeführten kinetischen Energie sozusagen diskontinuierlich von kleinen zu sehr großen Wellenzahlen übergeht.

Es scheint gegenwärtig, daß man den wirklichen Verhältnissen in mancher Hinsicht näher kommt, wenn man nicht von der Hydrodynamik inkompressibler Medien, sondern von der Gasdynamik ausgeht. Andrerseits bietet diese bisher wohl noch keinen übersichtlichen Zugang zu einer Diskussion der Wechselwirkung mit den interstellaren Magnetfeldern.

Der Elektroneneinfang des K^{40}

Von JOACHIM HEINTZE

Aus dem II. Physikalischen Institut der Universität Heidelberg

(Z. Naturforsch. 9a, 469—472 [1954]; eingegangen am 22. März 1954)

Mit einem Proportionalzähler-Röntgenspektrometer wurde die beim K-Einfang des K^{40} auftretende Argon-K-Strahlung nachgewiesen. Mit einem sorgfältig gemessenen Wert für die Fluoreszenzausbeute des Argon $f = 0,12 \pm 0,01$ ergeben sich $1,42 \pm 0,23$ Zerfälle durch K-Einfang pro g Kalium und sec. Diese Prozesse werden als Übergänge zum angeregten Niveau des A^{40} gedeutet, die noch von L-Einfang mit der relativen Häufigkeit $n_L/n_K = 1,35 \pm 0,23$ begleitet sein müssen. Das Verhältnis n_L/n_K wird mit einer Berechnung von Marshak verglichen. Es wird das Verbot des untersuchten Übergangs diskutiert.

Das natürlich radioaktive Isotop K^{40} zerfällt unter Emission von β^- -Teilchen in Ca^{40} und unter Elektroneneinfang mit nachfolgendem γ -Strahlung in A^{40} . Lange Zeit wurde diskutiert, ob auch Elektroneneinfang, der direkt zum Grundzustand des A^{40} führt, vorkommt. Dieser Übergang müßte jedoch von einer Positronenemission begleitet sein,

und deren Nachweis ist nicht gelungen, obgleich die Vernichtungsstrahlung der Positronen eine sehr empfindliche Messung ermöglicht¹. Daher sollten höchstens einige Prozent der Übergänge $K^{40}—A^{40}$ direkt erfolgen^{2,3}, und es wird allgemein angenommen, daß der Elektroneneinfang stets zum angeregten Niveau des A^{40} führt. Dem entspricht auch die

¹ S. A. Colgate, Phys. Rev. 81, 1063 [1951].

² E. L. Fireman, Phys. Rev. 75, 1447 [1949].

³ P. Morrison, Phys. Rev. 82, 209 [1951].