

# Planetarische Nebel

## 4. Teil

von Frank Giesecking

Das letzte Kapitel hatten wir voller Optimismus in dem Glauben abgeschlossen, jetzt endlich alle Mechanismen wenigstens qualitativ erkannt zu haben, die für die Entstehung der Hüllenspektren Planetarischer Nebel verantwortlich sind. – Nun gilt es nachzuprüfen, ob wir bereits ausreichend gewappnet sind, um diese Spektren auch quantitativ zu verstehen.

### 10. Von der Stärke der Linien

Genauer geht es um die Frage, ob die theoretischen Vorhersagen insbesondere über die Linienintensitäten der verschiedenen Emissionslinien mit der Beobachtung bereits in Übereinstimmung stehen oder wie sie gegebenenfalls in Einklang gebracht werden können. Dieser Vergleich erweist sich nun in seiner vollen Allgemeinheit als äußerst kompliziertes Vorhaben, da wir neben sehr genauen Beobachtungsdaten auch ein möglichst detailliertes Modell der Hülle (ionenabhängige Dichteverteilung, Temperaturverteilung, chemische Zusammensetzung) und genaue Kenntnis des Strahlungsfeldes des ZPN benötigen. Grundlage für all diese Bemühungen jedoch ist zunächst eine möglichst genaue Kenntnis atomistischer Daten: Gemeint sind hier neben möglichst exakten Übergangswahrscheinlichkeiten  $A_{mn}$  zwischen den verschiedensten Termen der anwesenden Atome und Ionen auch detaillierte Kenntnisse über Art und Größe der Wechselwirkungen der Photonen, Ionen und Atome (sowie etwaiger neuerdings auch in manchen HPN nachgewiesenen Moleküle und Staubteilchen) bei engen Begegnungen untereinander. Diese beschreibt man gewöhnlich durch entsprechende „Wirkungsquerschnitte“, von denen die Photoionisations-, Rekombinations- und Elektronenstoßanregungs-Querschnitte am wichtigsten sind (Flächen also, innerhalb derer Photoionisation, Rekombination und Elektronenstoßanregung bewirkt werden). Obwohl die quantenmechanischen Grundlagen dieser Wechselwirkungen natürlich längst verstanden sind, ist die Berechnung konkreter Wirkungsquerschnitte so kompliziert, daß wir auf die Anwendung verschiedener Näherungsverfahren angewiesen sind. So besitzen denn auch die bis heute berechneten relevanten Wirkungsquerschnitte eine hohe Genauigkeit erst für die leichteren Atome und Ionen (z. B. typischerweise unter 0.5% für Wasserstoff und Helium). Bei vielen Ionen kann man lediglich erst von „konsistenten Ergebnissen“ verschiedener Autoren sprechen. Bei manchen Ionen sind die Ergebnisse noch widersprüchlich. Die schwersten Ionen (z. B. des Eisens) werden erst seit neuester Zeit behandelt, so daß man bei diesen lediglich von ersten Versuchen sprechen kann. Es zeigt sich also, daß trotz der grundsätzlich verstandenen Physik auch in der Zukunft noch größere Fortschritte bei der Berechnung atomistischer Daten benötigt werden.

Bei Kenntnis all dieser Parameter sollten wir im Prinzip schließlich also in der Lage sein, für

jede Ionensorte die Bevölkerung  $N_m$  pro Volumenelement der HPN jedes ihrer Terme  $m$  zu berechnen. Die pro Zeiteinheit erwartete Strahlungsenergie  $E_{mn}$  einer bei dem Übergang auf einen tieferen Term  $n$  entstehenden Emission ergibt sich dann in allgemeiner Form aus  $E_{mn} = h\nu_{mn} A_{mn} \int_{PN} N_m dV$ . Hier ist  $\nu_{mn}$  die Frequenz der erzeugten Emissionslinie,  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum als Naturkonstante. Die Bevölkerungsdichte des Terms  $m$  wird über das gesamte Volumen der HPN integriert, so daß  $\int_{PN} N_m dV$  die Gesamtzahl der in dem Term  $m$  der betrachteten Ionensorte befindlichen Elektronen ist. Im Falle einer zeitlich konstanten Emissionslinie (was in den meisten Fällen in guter Näherung auch beobachtet wird) muß diese Zahl offensichtlich ebenfalls konstant sein und sich aus einem statistischen Gleichgewicht zwischen Zugängen auf diesen Term und Abgängen von diesem Term ergeben. Lassen sich für die gesamte HPN repräsentative Mittelwerte  $\bar{N}_m$  angeben, so vereinfacht sich obiger Zusammenhang zu  $E_{mn} = h\nu_{mn} A_{mn} \bar{N}_m V$ . Beschränken wir uns schließlich auf die leicht meßbaren Intensitätsverhältnisse von Emissionslinien, so fällt das Volumen  $V$  der HPN heraus, da wir nun nur noch das Verhältnis

$$\frac{E_{mn}}{E_{rs}} \frac{\nu_{rs}}{\nu_{mn}} = \frac{A_{mn} \bar{N}_m}{A_{rs} \bar{N}_r} \quad (10.1)$$

benötigen.

Als Beispiel für das Vorgehen bei der quantitativen Analyse des Emissionslinienspektrums der HPN betrachten wir einmal die meist dominierende Linienserie des Wasserstoffs und interessieren uns besonders für die in allen bisher gezeigten Spektren deutlich hervortretende Intensitätsabnahme der Wasserstofflinien zu kürzeren Wellenlängen: das *Balmerdekrement*.

#### 10a) Zum Beispiel die Balmerlinien

Die beobachtete zeitliche Konstanz der Intensität der Balmerlinien kann nur dadurch gewährleistet sein, daß ein statistisches Gleichgewicht zwischen der Be- und Entvölkerung eines jeden Wasserstoffterms  $n$  herrscht, so daß für jedes  $n$  gilt: Zugänge = Abgänge. Die Zugänge setzen sich zusammen aus folgenden Komponenten:

a) Direkte Rekombinationen aus dem Kontinuum in den Term  $n$ . – Ihre Anzahl pro Volumenelement der HPN und pro Zeiteinheit ist zunächst natürlich der Dichte sowohl der Elektronen  $N_e$  als auch der zur Rekombination zur Verfügung stehenden Wasserstoffionen  $N^+$

proportional. Weiter lassen sich aus den für jedes  $n$  berechenbaren Rekombinationsquerschnitten entsprechende Rekombinationskoeffizienten  $\alpha_n$  als Rekombinationen mal Volumen pro Zeit angeben. Da die Rekombinationsquerschnitte von der Bewegungsenergie der freien Elektronen abhängen (siehe auch später in Abb. 21), ist auch  $\alpha_n$  abhängig von  $T_e$ , also  $\alpha_n(T_e)$ . Mithin beschreibt  $N_e N^+ \alpha_n(T_e)$  die Anzahl der in den Term  $n$  erfolgenden Rekombinationen pro Volumen und Zeit.

b) Übergänge von oberen Termen  $m$  in den Term  $n$ . – Die pro Volumenelement stattfindenden Übergänge beispielsweise von  $n+2$  nach  $n$  lassen sich einfach durch die in diesem Volumenelement vorhandenen, auf den Term  $n+2$  angeregten Wasserstoffatome  $N_{n+2}$  mal der Übergangswahrscheinlichkeit  $A_{(n+2)n}$  (Übergänge pro Zeiteinheit) angeben. So ergibt sich die Gesamtzahl aller aus höheren Termen pro Volumen und Zeit stattfindenden Übergänge in den Term  $n$  einfach aus der Gesamtsumme

$$\sum_{m=n+1}^{\infty} N_m A_{mn}$$

c) Anregung in den Term  $n$  aus unteren Termen. – Hier kommt nach allem bisher Gesagten bei dem Wasserstoff höchstens der Strahlungsanregung aus dem Grundzustand eine (geringe) Bedeutung zu, so daß die pro Volumen und Zeit stattfindenden Übergänge  $1 \rightarrow n$  durch  $N_1 B_{1n} \rho_{1n}$  beschrieben werden, wobei  $\rho_{1n}$  die Strahlungsdichte bei der für den Übergang erforderlichen Wellenlänge ist ( $B_{1n}$  ist in Kap. 7 definiert).

Die pro Volumen und Zeit erfolgenden Abgänge aus dem Term  $n$  bestehen praktisch ausschließlich aus spontanen Strahlungsübergängen in tiefere Terme, da nach Kap. 8 und 9 etwaige Abgänge durch Anregung in das Kontinuum oder gar in obere Terme unter den Bedingungen der HPN unbedeutend bleiben. Daher lassen sich alle Abgänge in guter Näherung beschreiben durch

$$\sum_{k=1}^{n-1} N_n A_{nk} = N_n \sum_{k=1}^{n-1} A_{nk}$$

Eine Vereinfachung läßt sich herbeiführen im Falle, daß die HPN optisch dick für die bei dem Übergang  $n \rightarrow 1$  entstehenden Lyman-Quanten sind (siehe auch Kap. 12). Diese können dann nämlich nicht aus der Hülle entkommen, da sie fortwährend für die Anregung  $1 \rightarrow n$  verbraucht werden. Dann halten sich die Übergänge  $n \rightarrow 1$  und  $1 \rightarrow n$  die Waage und es wird

$$N_n A_{n1} \approx N_1 B_{1n} \rho_{1n} \quad (10.2)$$

Die oben geforderte Gleichsetzung der gesamten Zu- und Abgänge des Terms  $n$  ergibt schließlich

$$N_e N^+ \alpha_n(T_e) + \sum_{m=n+1}^{\infty} N_m A_{mn} = N_n \sum_{k=2}^{n-1} A_{nk} \quad (10.3)$$

(Hier fiel wegen Gl. 10.2 auf der rechten Seite der erste Summand heraus.) Bei Kenntnis

der Elektronendichte und der atomistischen Parameter erlaubt nun dieses Gleichungssystem, die Bevölkerung  $N_n$  aller hauptsächlichsten Wasserstoffterme zu berechnen und somit die nach Gl. 10.1 erwarteten Intensitätsverhältnisse der Balmerlinien vorherzusagen. (Eine noch genauere Behandlung muß auch hier wieder für jeden Term die unterschiedlichen möglichen Drehimpulszustände des Wasserstoffatoms berücksichtigen, die in Gl. 10.3 durch Summation über einen weiteren Index eingeführt werden können.)

Schon der grobe Trend der atomistischen Parameter ermöglicht folgende qualitative Vorhersagen: Zunächst zeigen quantenmechanische Rechnungen, daß die Rekombinationswahrscheinlichkeit bei steigender Elektronentemperatur kleiner wird. Dies veranschaulicht auch später die Abb. 21, die zeigt, daß höherenergetische (schnellere) Elektronen für eine erfolgreiche Rekombination präziser auf die Ionen zielen müssen. Interessanter für unsere Fragestellung jedoch ist die relative Bevölkerung der einzelnen Terme, also der Trend der Rekombinationswahrscheinlichkeit mit  $n$ .

Hier liefert nun die Quantenmechanik eine so kräftige Abnahme von  $\alpha_n$  mit wachsendem  $n$  (die Elektronen rekombinieren bevorzugt in tiefere Terme), daß typischerweise etwa der Term  $n = 8$  bereits um einen Faktor 10 schwächer bevölkert wird als der Term  $n = 2$ . Darüber hinaus ergibt die Theorie ferner, daß für einen gegebenen oberen Term  $m$  die  $A_{mn}$  mit kleiner werdendem  $n$  größer werden. Das heißt, daß spontane Strahlungsübergänge aus einem oberen Term  $m$  bevorzugt in die tiefsten Terme gehen. Beides zusammen ergibt eine Abnahme der Population zu höheren Termen. Schließlich nehmen die  $A_{mn}$  innerhalb einer gegebenen Linienserie, also bei gegebenem unterem Term  $n$  mit wachsendem  $m$  ab. Insgesamt stellen wir daher fest, daß zum einen für die höherenergetischen Übergänge (blauere Emissionslinien) zunehmend weniger Elektronen zur Verfügung stehen und zum anderen die Übergangswahrscheinlichkeiten der höherenergetischen Übergänge auch noch kleiner werden. Somit erwarten wir also bereits aufgrund dieser qualitativen Überlegungen ein blauwärtiges gerichtetes Balmerdekrement und stehen mit-

hin qualitativ schon im Einklang mit der Beobachtung.

Der genauere Vergleich erfordert jedoch die detaillierte Lösung der Gleichungen 10.3. Die Ergebnisse solcher Rechnungen sind für eine für Lyman-Quanten optisch dicke HPN in der nachfolgenden Tabelle in Spalte 1 und 2 für zwei verschiedene Elektronentemperaturen angegeben. (Die Daten sind relative Intensitäten bezogen auf die H $\beta$  Linie.) Und offensichtlich besteht unsere Theorie von dem Rekombinationsspektrum des Wasserstoffs in den HPN auch diesen quantitativen Test, da die (bzgl. interstellarer Verfärbung korrigierten) beobachteten typischen Balmerdekremente in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den erwarteten stehen:

	Theorie		Beobachtung
	10 000°K	20 000°K	
H $\alpha$	285	274	277
H $\beta$	100	100	100
H $\gamma$	47	48	50
H $\delta$	26	26	26
H $\epsilon$	16	16	18

Abb. 19: Zur Definition der Anregungsklasse der HPN. – Das H-Atom und die Ionen in der Reihe H I, O II, O III, He II besitzen ständig größer werdende Ionisationsenergien. Daher läßt sich durch die angegebenen Linienverhältnisse in den Spektren der HPN der Grad ihrer Anregung beschreiben. Für die Anregungsklassen 0 bis 6 erweist sich der Anstieg des Verhältnisses [O III]/H $\beta$  als geeignet. Dabei kann für die Klassen 0 bis 4 das wachsende Verhältnis [O III] / [O II] als extrem sensitives Kriterium hinzugenommen werden. Bei höchster Anregung wird sogar das einfach ionisierte Helium He II erneut ionisiert, und die Rekombinationslinien des He II (in dem gezeigten Spektralbereich vor allem die 4686 Å Emission) treten in Erscheinung, so daß zwischen den Klassen 6 und 10 das bis auf 1 ansteigende Verhältnis 4686/H $\beta$  herangezogen werden kann. – Die Anregungsklassen der drei gezeigten HPN werden von oben nach unten mit 2, 5 und 8 angegeben. Die zahlreichen kleineren Emissionen bei NGC 40 stammen von dem Zentralstern, dessen Spektrum uns in einem späteren Kapitel beschäftigen wird. – Die Objektivprismenspektren wurden mit dem Schmidt-Teleskop des Observatoriums Hoher List erhalten und sind der Abb. 3 entnommen.

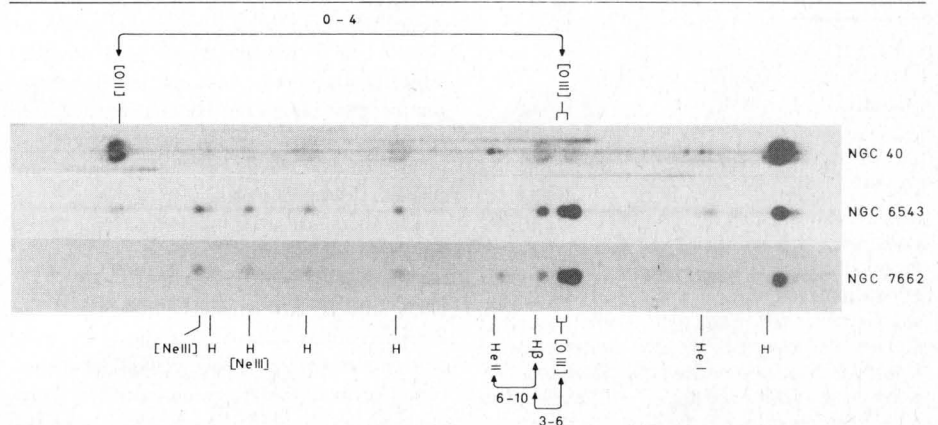
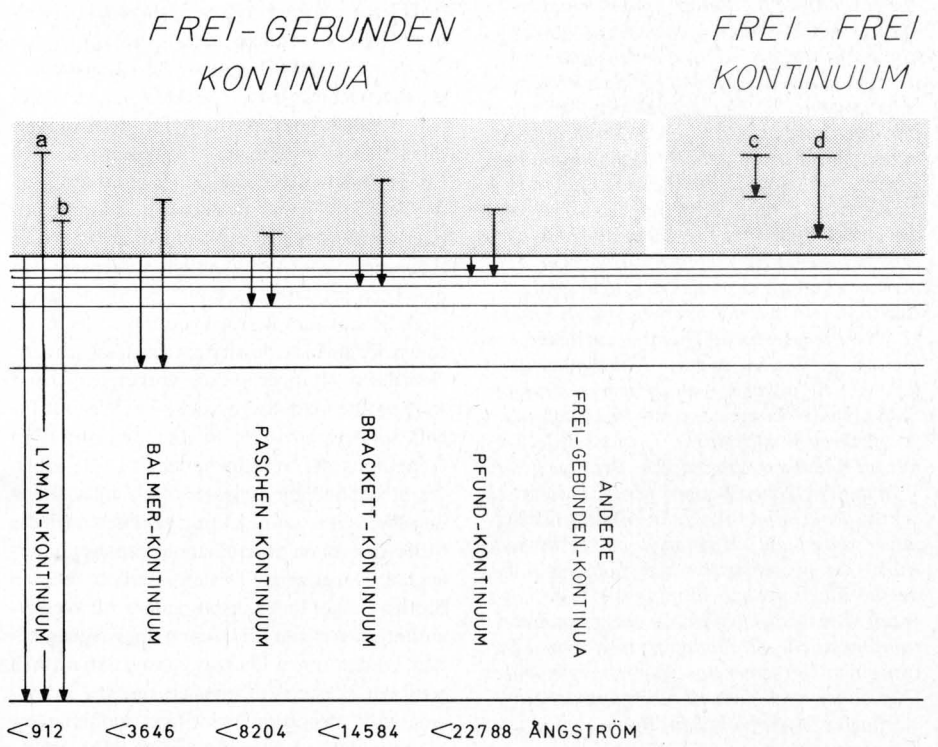


Abb. 20: Bei der Rekombination freier Elektronen mit Protonen in die Terme 1, 2, 3, 4, 5, usw. entsteht eine Serie von frei-gebunden-Kontinua. In der Abbildung sind jeweils ein beliebiger hochenergetischer Übergang und der jeweils niedrigst energetische Übergang eingezeichnet. Letzterer bestimmt die unten angegebene obere Grenze der Wellenlängen des jeweiligen Kontinuums. – Bei Energieübergängen innerhalb des kontinuierlichen Energiebereichs entstehen Beiträge zu einem frei-frei-Kontinuum. – Die erwartete Intensitätsverteilung innerhalb der Kontinua wird in Abb. 21 begründet. Hierzu werden die Fälle a, b, c, und d betrachtet.



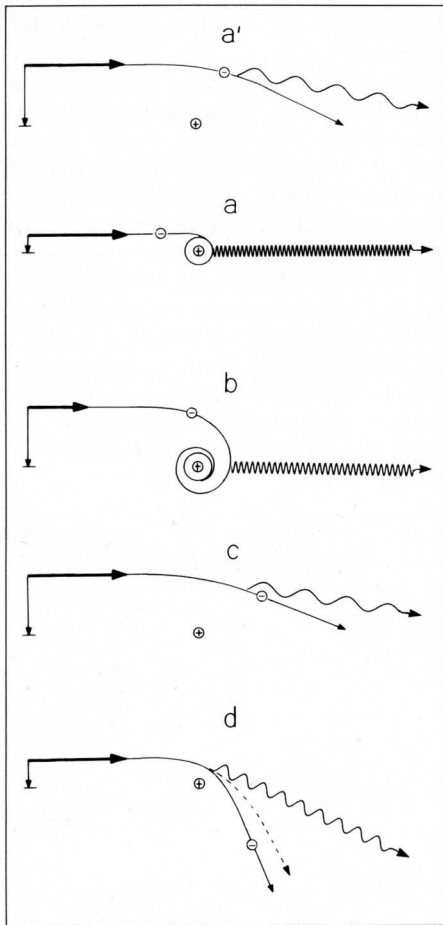


Abb. 21: Zur Entstehung kontinuierlicher Emissionsspektren bei Stößen freier Elektronen mit Protonen. – Wir erinnern uns daran, daß grundsätzlich bei Beschleunigungen (Änderung des Geschwindigkeitsvektors) elektrische Ladungen in elektrischen und magnetischen Kraftfeldern elektromagnetische Strahlung erzeugt wird. – Die Fälle a bis d entsprechen den in Abb. 20 eingezeichneten Übergängen.

(a): Ein freies Elektron trifft auf ein Proton. Für den relativ großen Abstand ist seine Energie (Geschwindigkeit) zu groß, um eingefangen zu werden. (a): Ein solch hochenergetisches Elektron kann erst bei sehr zentralen (und mithin sehr viel selteneren) Stößen mit dem Proton rekombinieren. (b): Bei den häufigeren weiten Vorübergängen (z. B. wie bei a') können jedoch langsamere Elektronen sehr wohl eingefangen werden. Daher sind die Rekombinationen b häufiger als a, und jedes frei-frei-Kontinuum der Abb. 20 wird zu kürzeren Wellenlängen rasch schwächer. (c): Ähnlich wie bei a' entsteht wegen der relativ geringen Beschleunigung des Elektrons ein nur niederenergetisches Quant. (d): Höherenergetische Quanten entstehen erst bei den größeren Beschleunigungen während der schnell seltener werdenden zentraleren Stöße. Daher nimmt das frei-frei-Kontinuum zu kürzeren Wellenlängen so rasch ab, daß es nur im Radiobereich merkliche Beiträge liefert. – In diesem letzten Beispiel wird exemplarisch der tatsächliche physikalische Vorgang noch genauer dargestellt: Hier zeigt die gestrichelte Kurve die hypothetische hyperbolische Bahn, der das Elektron ohne Strahlungsverluste folgen würde. Die tatsächlich jedoch entstehende elektromagnetische Strahlung entzieht dem Elektron einen Teil seiner Bewegungsenergie, und es folgt daher nach dem Vorübergang der eingezeichneten hyperbolischen Bahn erniedrigter Bewegungsenergie.

### 10b) Das Geheimnis der verschwundenen O III Ionen

Bis Ende der sechziger Jahre noch glaubte man, alle physikalischen Abläufe in den HPN nun wenigstens grundsätzlich erfaßt zu haben. Dieses „goldene Zeitalter“ für das Verständnis der HPN wurde im Jahre 1972 überraschend beendet, als man sich einer neuen unerwarteten Problematik gegenüber sah: Diese trat auf, als man daran ging, das Ionisations-Rekombinations-Gleichgewicht in einigen HPN einmal genauer zu untersuchen.

Entsprechend der Kernladung und der Konfiguration der äußeren Elektronen sind die verschiedenen Atome und ihre Ionen unterschiedlich schwer zu ionisieren. Besonders leicht fällt die Ionisation natürlich wegen der nur einfachen positiven Kernladung beim Wasserstoff. Schwer dagegen fällt sie wegen der zweifachen Kernladung beim ionisierten Helium (Vergleiche hierzu die Ionisationsenergien in den Abbildungen 9 und 18). Ebenso fällt naturgemäß die Ionisation um so schwerer, je fortgeschrittener eine Atomsorte bereits ionisiert ist. Beispielsweise ist die Ionisationsenergie von He II größer als von He I, und diejenige von O III größer als von O II und diese wieder größer als von O I, usw. Je stärker nun die Linien der schwerer ionisierbaren Atome und Ionen gegenüber den Linien der leichter ionisierbaren Atome und Ionen in Erscheinung treten, desto höher ist die HPN angeregt, desto größer ist ihre sogenannte Anregungsklasse. (Die Abb. 19 veranschaulicht dies an 3 Beispielen.) Nach Berücksichtigung etwaiger Unterschiede in der chemischen Zusammensetzung sollte sich dann aus den Intensitätsverhältnissen der Emissionslinien aller Atome und Ionen auch eine einzige konsistente Anregungsklasse ergeben. Die in der Abb. 19 dargestellten Anregungsklassen 1 bis 10, die schon früh zur Klassifikation der HPN herangezogen wurden, sind so grob, daß wir in diesem System keine auffälligen Diskrepanzen erwarten können. Die in einigen HPN Anfang der siebziger Jahre vorgelegten Feinanalysen des Ionisationsgleichgewichtes jedoch zeigten in verschiedenen Fällen unübersehbare Diskrepanzen einiger Ionenverhältnisse: Gemessen an den Emissionslinien einiger höher ionisierter Ionen zeigten sich die Emissionslinien ihrer niedriger ionisierten Artgenossen häufig stärker als theoretisch erwartet. Deutlich ausgeprägt war dies auch bei dem uns wohl vertrauten Sauerstoff: So trat zum Beispiel gegenüber den O III Ionen der einfach ionisierte Artgenosse in manchen HPN häufiger auf als vorhergesagt. Seit 1977 wußte man, daß es nicht zu viele O II Ionen, sondern zu wenig O III Ionen sind. Das Geheimnis der verschwundenen O III Ionen wurde schließlich aufgedeckt, als man neben den Photonen- und Elektronenstößen auch die Stöße der Ionen untereinander genauer untersuchte. Dabei zeigte es sich nämlich, daß bei Stößen einiger Ionen insbesondere mit Wasserstoffatomen deren Elektronen die Neigung haben, zu den Ionen überzuwechseln. Hierdurch wird der Wasserstoff ionisiert und die Ionisationsstufe des beteiligten Ions um eine erniedrigt. Für unseren Sauerstoff sieht das so

aus:  $O III + H I \rightarrow O II + H II$ . Derartige „Ladungsaustauschreaktionen“ können nun tatsächlich merklich werden, wenn sie gegenüber den sehr viel häufigeren Elektronenstößen (mit anschließender Rekombination) eine Rolle zu spielen beginnen, wenn also die Teilchendichte  $N_H$  des neutralen Wasserstoffs einen gewissen Bruchteil der Teilchendichte des ionisierten Wasserstoffs, und mithin der Elektronendichte  $N_e$  überschreitet. So müssen wir oberhalb  $N_H > 10^{-3} N_e$  bereits mit einem nachweisbaren Verschwinden von O III Ionen und einer entsprechenden Vermehrung von O II Ionen rechnen.

Heute glauben wir, daß viele Unstimmigkeiten bezüglich der Ionisationsstruktur der HPN beseitigt werden können durch Einbeziehung der allgemeinen Ladungsaustauschreaktion  $X^{n+} + H \rightarrow X^{(n-1)+} + H^+$  wobei n+ eine n-fache Ionisation bedeutet. Zur Aufklärung noch verbleibender Diskrepanzen, wie etwa das mitunter beobachtete zu kleine C III/C II-Verhältnis, wurde in den letzten Jahren die dielektronische Rekombination herangezogen. Diese besteht in einem strahlungslosen Einfang des Elektrons durch ein C III-Ion in einen selbstionisierenden Zustand des jetzt entstandenen C II-Ions. Dieses geht dann durch beobachtbare Strahlungsübergänge in tiefere Terme. Eine genauere Behandlung dieses Vorganges würde über den Rahmen dieser Übersicht hinausgehen.

### 11. Schwierigkeiten mit dem Kontinuum

Nachdem wir nun das Linienspektrum der HPN mit einiger Mühe in Ordnung gebracht haben, bleibt nur zu hoffen, daß uns ihr kontinuierliches Emissionsspektrum nicht ebensolche Schwierigkeiten bereitet. Vermessen wir einmal genauestens seinen spektralen Intensitätsverlauf und vergleichen diesen mit dem theoretisch erwarteten, wie er sich aus der mit Hilfe des Linienspektrums abgeleiteten Ionisationsstruktur ergibt. Dabei müssen wir natürlich alle möglichen Komponenten berücksichtigen:

Die dominierende Rolle sollte dabei erwartungsgemäß wieder der Wasserstoff spielen. Betrachten wir hierzu die Abb. 20 (als Ergänzung der früheren Abb. 9), so können wir sofort zwischen zwei Sorten von Kontinua unterscheiden: Eine Serie von Kontinua jeweils unterhalb der angegebenen Wellenlängen, die bei Übergängen freier Elektronen in die verschiedenen diskreten Terme des Wasserstoffatoms entstehen und ein komplexes Kontinuum, das bei Übergängen freier Elektronen innerhalb des kontinuierlichen Energiebereiches entsteht. Die Abb. 21 gibt eine Veranschaulichung der zugrunde liegenden physikalischen Abläufe. Sie enthält ebenfalls den Schlüssel zum Verständnis der zu erwartenden relativen Intensitätsverteilung der Kontinua: Das Frei-Frei-Kontinuum tritt hiernach offensichtlich erst bei sehr langen Wellenlängen, den Radiowellen, in Erscheinung. Weiter sollte innerhalb eines bestimmten Frei-Gebunden-Kontinuums die Intensität zu kleinen Wellenlängen mehr oder weniger rasch abfallen, und

Abb. 22: Zur Entstehung des kontinuierlichen Spektrums der Zwei-Photonen-Emission des Wasserstoffs. – In 10000facher Vergrößerung ist die Feinstruktur-Aufspaltung des zweiten Wasserstoff-Terms gezeigt. (Zur Natur und Nomenklatur der Terme siehe Abb. 16 und Kap. 9a.) Die Elektronen in dem metastabilen  $2S_{1/2}$ -Term gehen über einen beliebigen, nicht diskreten „virtuellen“ Term in den Grundzustand. Dies hat die Emission jeweils zweier Photonen entsprechender Wellenlängen zur Folge. In einem großen Teilchensystem kommen so viele Übergänge über die verschiedensten virtuellen Terme vor, daß wir eine kontinuierliche Strahlung beobachten. Wegen der um eine Winzigkeit geringeren Energie des  $2S_{1/2}$ -Terms beginnt dieses Kontinuum die Winzigkeit von etwa  $0.05 \text{ \AA}$  oberhalb der  $L\alpha$ -Linie.

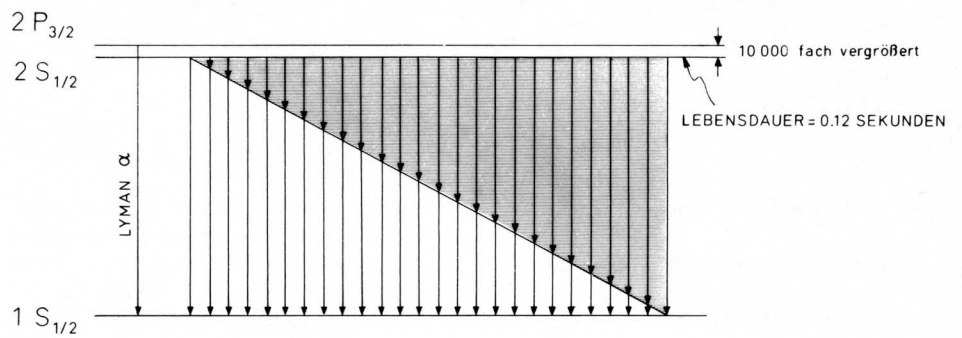
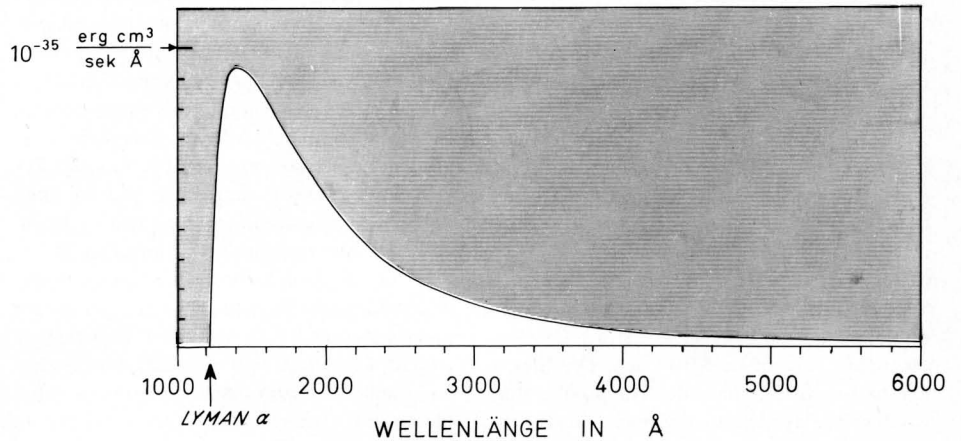


Abb. 23: Das theoretisch erwartete Spektrum der Zwei-Photonen-Emission des Wasserstoffs für  $T_e = 15000^\circ \text{ K}$  und  $N_e \leq 10^3 \text{ cm}^{-3}$ . – Obwohl das Maximum im fernen Ultravioletten bei  $1400 \text{ \AA}$  auftritt und die Intensität zum sichtbaren Spektralbereich hin rasch abfällt, ist sie noch unterhalb  $4800 \text{ \AA}$  vergleichbar mit der des Paschen-Kontinuums.



es sollten wegen des im vorigen Kapitel erörterten, zu höheren Termen hin schnell kleiner werdenden Rekombinationskoeffizienten, die längerwelligeren Kontinua entsprechend rasch schwächer werden. So sollte das Lyman-Kontinuum das stärkste sein (ob wir es auch zu Gesicht bekommen, wird im nächsten Kapitel erörtert), und das Pfund-Kontinuum sollte unter den in der Abbildung gezeigten das schwächste sein. Beides bestätigt sich qualitativ in Abb. 7, in der das Balmer-Kontinuum planmäßig unterhalb  $3646 \text{ \AA}$  einsetzt mit zum Ultravioletten hin absinkender Intensität, in der weiter die kurzwelligen Reste des ungleich schwächeren Paschen-Kontinuums nur noch mit Mühe zu erkennen sind.

In unserer Kontinuumssammlung sollten auch Rekombinationsspektren anderer Atome und Ionen nicht fehlen. Beispielsweise erwarten wir bei der Rekombination des He II Frei-Gebunden-Kontinua auch im sichtbaren Wellenlängenbereich. Zur Veranschaulichung blättern wir zurück zur Abb. 18, linker Teil: Unterhalb  $3644 \text{ \AA}$  tritt hiernach ein „He-Brackett“-Kontinuum und unterhalb  $5694 \text{ \AA}$  ein „He-Pfund“-Kontinuum auf. Diese sind jedoch entsprechend der selteneren Ionisation des He II, der geringeren chemischen Häufigkeit des Heliums und der relativ kleinen Rekombinationskoeffizienten in die vergleichsweise höheren Terme 4 und 5 bedeutend schwächer als die Wasserstoff-Kontinua im vergleichbaren Wellenlängenbereich.

In der Hoffnung, den beobachteten Inten-

sitätsverlauf darstellen zu können, wollen wir nun sämtliche so erwartete Kontinua addieren und überlagern. – Und abermals scheinen wir wieder einmal etwas vergessen zu haben! Denn das beobachtete Kontinuum leuchtet in dem gesamten sichtbaren Wellenlängenbereich häufig eine Winzigkeit heller als theoretisch erwartet, gerade so viel, daß wir es nicht mehr übersehen können. Auf der Suche nach einer möglichen Ursache für diese unerwartete neue Leuchtkraft stoßen wir auf einen bemerkenswerten physikalischen Vorgang, dessen Grundlagen bereits 1929 die damals 23jährige Maria Göppert-Mayer in einer Arbeit mit dem Titel „Über die Wahrscheinlichkeit des Zusammenwirkens zweier Lichtquanten in einem Elementarakt“ ausgearbeitet hat. Bei der Anwendung dieser theoretischen Überlegungen erkannte man bald, daß eine „Zwei-Photonen-Emission“ des Wasserstoffs von besonderem Interesse sein könnte, die bei einem schrittweisen Übergang von dem metastabilen Term  $2S_{1/2}$  über einen beliebigen „virtuellen“ Term in den Grundzustand  $1S_{1/2}$  auftreten sollte (siehe hierzu die Abb. 22). Mehr als weitere 20 Jahre sollte es allerdings dauern, bis dieser Mechanismus auf das interstellare Medium angewendet wurde, auf jenes Milieu, welches wiederum durch seine unerreicht geringe Dichte die Beobachtbarkeit dieses vormals nur von akademischem Interesse gewesenen physikalischen Effektes favorisiert. Wegen der winzigen benötigten Anregungsenergie könnten die in dem  $2S_{1/2}$ -Zustand befindlichen Elektronen

müheles durch Elektronenstoßanregung auf den  $2P_{3/2}$ -Term befördert werden, aus dem dann spontan unter Emission der Lyman- $\alpha$ -Linie der Übergang in den Grundzustand erfolgt. Es sei denn, diese Stöße sind, gemessen an der mittleren Lebensdauer des  $2S_{1/2}$ -Terms, genügend selten, um den verbotenen Übergang in den Grundzustand unter Zwei-Photonen-Emission zu ermöglichen. Dieses ist bei Elektronendichten unterhalb  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  der Fall. Dadurch werden die HPN erneut zu idealen Laboratorien, in denen dieser physikalische Vorgang unter optimalen „Versuchsbedingungen“ untersucht werden kann. (Hierbei erweisen sich die HPN übrigens den meisten interstellaren Wolken als überlegen, da in letzteren oft ein durch Streuung von Sternstrahlung an dem interstellaren Staub erzeugtes kräftiges Kontinuum störend überlagert ist.) Bei Annahme typischer Werte für  $T_e$  und  $N_e$  erwarten wir ein Zwei-Photonen-Kontinuum, wie es in der Abb. 23 gezeigt wird. Obwohl der überwiegende Anteil offenbar im fernen Ultravioletten liegt, wird seine Intensität schon unterhalb  $4800 \text{ \AA}$  vergleichbar mit derjenigen des Paschen-Kontinuums.

Heute wissen wir, daß die Zwei-Photonen-Emission des Wasserstoffs tatsächlich den noch fehlenden gesuchten Beitrag zu den kontinuierlichen Emissionsspektren der Hüllen der Planetarischen Nebel darstellt.

(Fortsetzung folgt)