

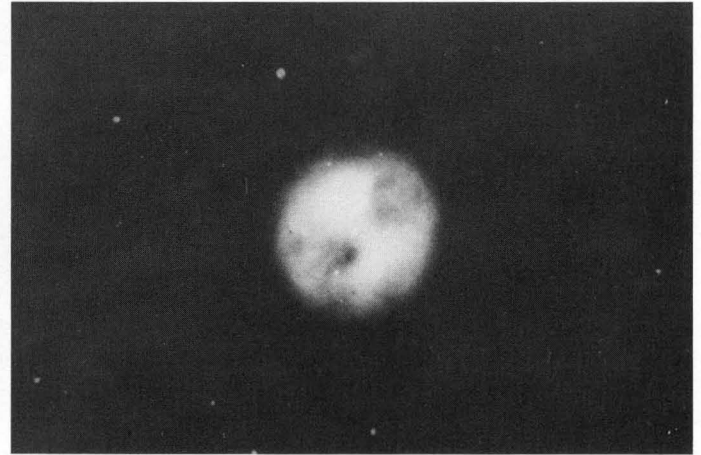
Planetarische Nebel

Teil 3

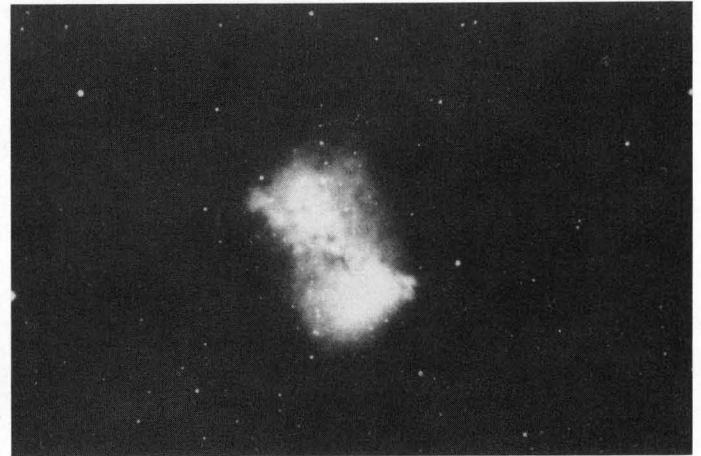
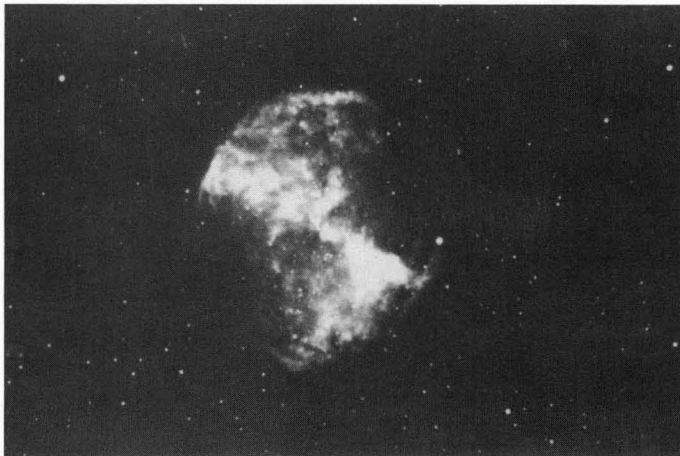
von Frank Giesecking

$H\alpha$ (+[N II])

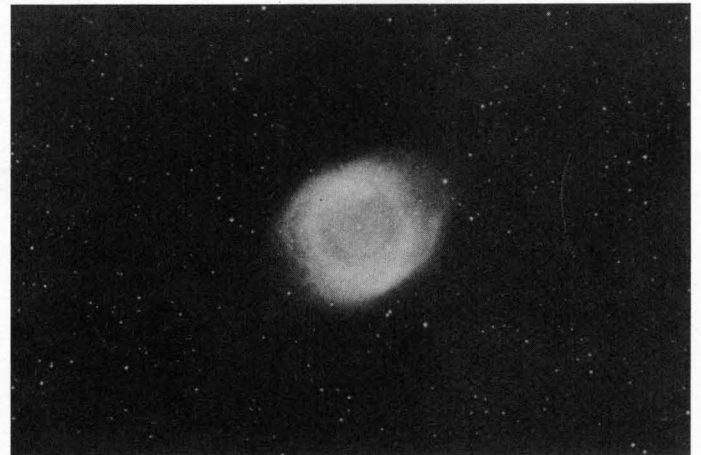
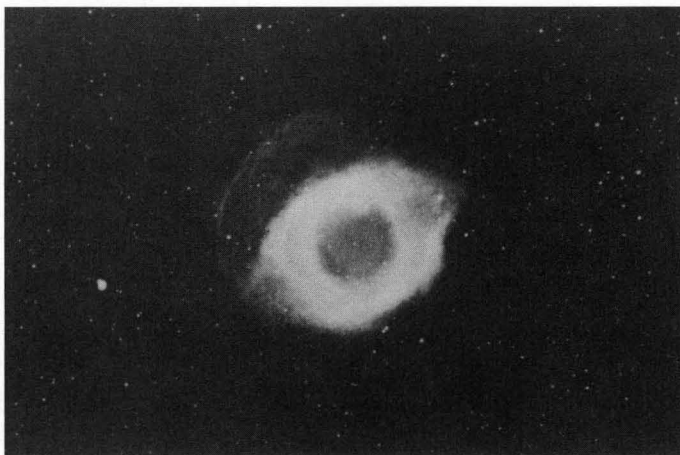
[O III]



NGC 3587



NGC 6853



NGC 7293

Abb. 13: Bilder von 3 typischen planetarischen Nebeln im Lichte der röttesten (bei weitem stärksten) Balmer-Rekombinationslinie des Wasserstoffs und im Lichte zweier „verbotener“ Linien des zweifach ionisierten Sauerstoffs. Obwohl der Sauerstoff gegenüber dem Wasserstoff etwa 2000mal seltener in den HPN vorkommt (die O III-Ionen sind noch seltener), ist die „verbotene Leuchtkraft“ allein der [O III]-Emission von gleicher Größenordnung wie die $H\alpha$ -Leuchtkraft! (Auf die ausgeprägten morphologischen Unterschiede werden wir in anderem

Zusammenhang zurückkommen.) Dabei sind die $H\alpha$ -Bilder noch zusätzlich verstärkt (bzw. „verunreinigt“) durch die allerdings deutlich schwächere ebenfalls verbotene Strahlung des N II (siehe auch Abb. 14). – Solche Aufnahmen werden mit Hilfe von speziellen Filtern (am besten Interferenzfilter) erhalten, die nur sehr schmale Wellenlängenbereiche durchlassen. – Die Abbildung ist entstanden unter Verwendung von Aufnahmen, wie sie von Minkowski beim IAU-Symposium No. 34 gezeigt wurden.

Im letzten Kapitel (SuW 22, 224 [1983]) haben wir gesehen, wie durch die energiereiche Strahlung der Zentralsterne der Planetarischen Nebel (ZPN) die umgebenden Hüllen (HPN) zu einem mehr oder minder hochionisierten Plasma werden und wie daraus zwangsläufig umfangreiche Rekombinationsspektren der beteiligten Ionen folgen. So konnten wir immerhin schon 2 von 4 Bestandteilen der komplexen Emissionsspektren der HPN verstehen, so auch etwa solche Emissionslinien wie die im sichtbaren Wellenlängenbereich meist am stärksten ausgeprägte rötteste Balmerlinie des Wasserstoffs, die $H\alpha$ -Linie. Hiermit können wir nun jedoch keineswegs zufrieden sein. So zeigen die Beispiele der Abbildung 13 sofort, daß wir noch einen Beitrag zum Leuchten der HPN nicht verstanden haben, der von einer durchaus gleichrangigen Bedeutung sein kann: die „verbotenen“ Emissionen. So sahen wir, daß das stark verdünnte Strahlungsfeld der ZPN in dem dünnen Medium der HPN zur Erzeugung solch kräftiger (bei vielen PN in der Größenordnung der Gesamtleuchtkraft liegenden) Emissionen ausgerechnet der gegenüber dem Wasserstoff und Helium so viel selteneren Sauerstoffionen nicht verantwortlich sein kann.

Die Anregung der beobachteten verbotenen Linien müssen die Hüllen der Planetarischen Nebel offensichtlich selber machen!

Was die HPN noch zum Leuchten bringt

Um das Ausmaß der noch zu klärenden Emissionen der HPN zu veranschaulichen, betrachten wir exemplarisch in Abb. 14 das kurz belichtete spaltlose Spektrum des Planetarischen Nebels NGC 6543, in dem all die verwirrenden Details zurückbleiben und nur die hauptsächlichen Liniengruppen hervortreten. Es zeigt sich erneut, daß der verbotene Anteil der Gesamtleuchtkraft, der im wesentlichen durch Emissionen der zweifach ionisierten Sauerstoff- und Neonionen und der einfach ionisierten Schwefel-, Stickstoff- und Sauerstoffionen verursacht wird, tatsächlich von der gleichen Größenordnung ist wie der erlaubte. – Um nun diesen geheimnisvollen Emissionen nachgehen zu können, benötigen wir einen kurzen Einblick in das physikalische Wesen der „verbotenen“ Strahlung.

a) Noch etwas Atomphysik

Hierzu müssen wir unser bisher verwendetes vereinfachtes Bild des Atomaufbaus ein wenig erweitern. Bisher haben wir nämlich nur die erlaubten Energieniveaus in dem elektrostatischen Kraftfeld der Atomkerne betrachtet (Quantisierung der *Energie*), ohne die „Bewegung“ der Elektronen zu beachten. Wir müssen daher für eine vollständigere Beschreibung des Atoms als zusätzliche Größen noch den Bahndrehimpuls und den Eigendrehimpuls (Spin) der Elektronen hinzunehmen. (Eine noch „feinere“ Be-

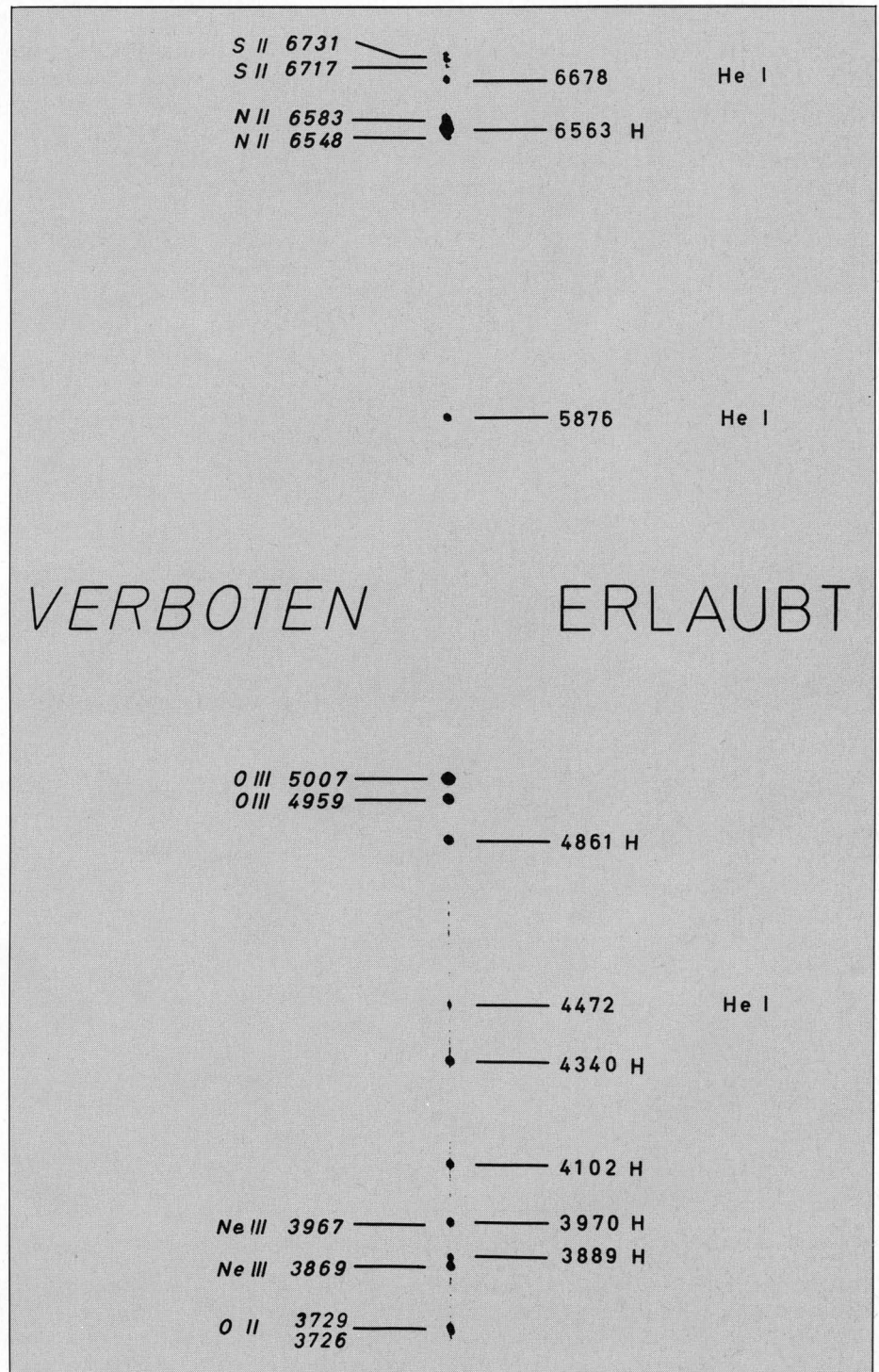


Abb. 14: Gegenüberstellung der „verbotenen“ und „erlaubten“ Emissionen am Beispiel des planetarischen Nebels NGC 6543. – Während letzterer Anteil als Rekombinationsstrahlung verstanden wird, verlangt der erstgenannte vergleichbar leuchtkräftige Anteil eine besondere Deutung. Verbotene Emissionen treten in der Hauptsache durch Ionen des Schwefel, Stickstoff, Sauerstoff (II von III) und Neon auf. – Das dargestellte „spaltlose“ Spektrum von NGC 6543 wurde mit dem Cassegrain-Spektrographen am 106-cm-Teleskop des Observatoriums Hoher List erhalten.

schreibung enthält sogar den Spin des Atomkerns.) Nun lehrt die Quantenmechanik, daß neben der Energie auch noch andere physikalische Größen „quantisiert“ (beschränkt auf bestimmte Werte) sind. Zu ihnen gehört der *Drehimpuls*. Bahndrehimpulse und Spindrehimpulse der Elektronen addieren sich vektoriell zu resultierenden Gesamtdrehimpulsen der Atomhülle. Während die Verhältnisse nun bei Einelektronen-Systemen (wie

dem Wasserstoffatom und dem einfach ionisierten Helium) noch übersichtlich bleiben, werden sie bei Mehrelektronen-Systemen äußerst kompliziert. Hier können sich nämlich die einzelnen möglichen Bahn- und Spin-Drehimpulse der Elektronen in bestimmten unterschiedlichen Orientierungen zueinander zu möglichen Gesamtdrehimpulsen addieren. Jedem Wert des Gesamtdrehimpulses einer Konfiguration von Elek-

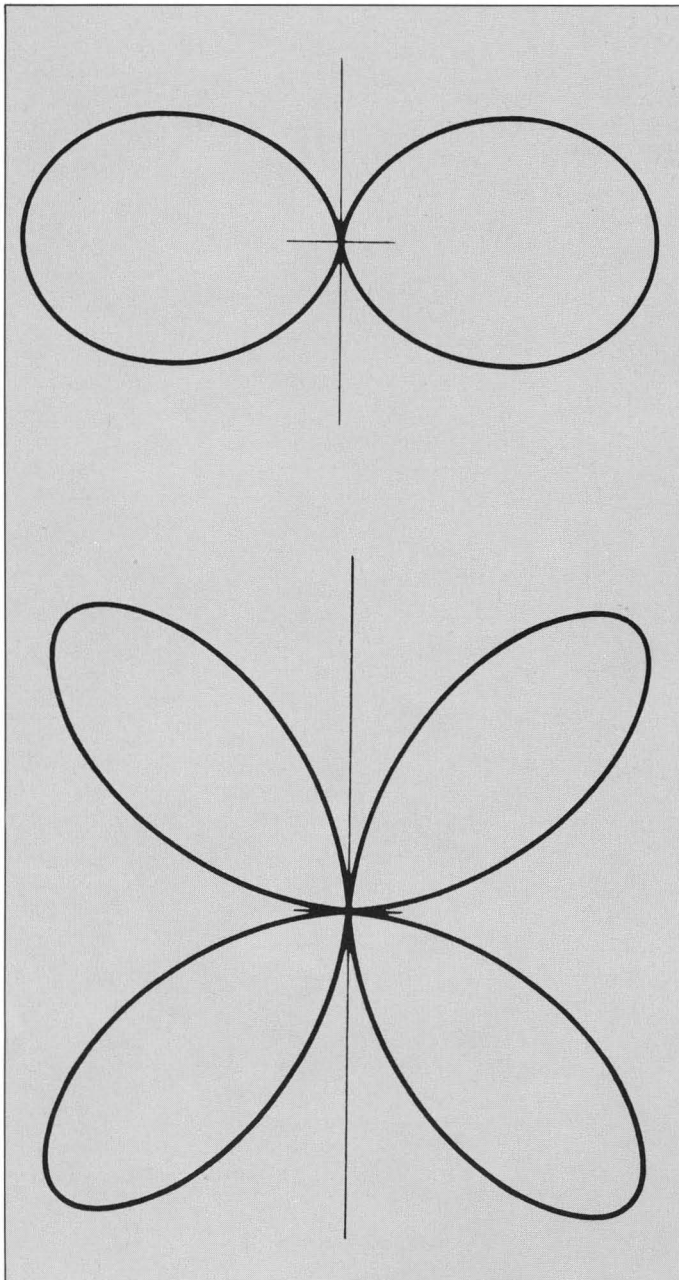


Abb. 15: Strahlungscharakteristik elektrischer Quadrupolstrahlung (unten). Zum Vergleich die vertraute Strahlungscharakteristik der „gewöhnlichen“ elektrischen Dipolstrahlung.

Drehimpulse besitzen und entsprechende Drehimpulsdifferenzen auch übernehmen können. (Zur Veranschaulichung ist in Abb. 15 beispielsweise die Strahlungscharakteristik der elektrischen Quadrupolstrahlung dargestellt.) Diese Strahlung wird jedoch mit zunehmender Ordnung außerordentlich rapide unwahrscheinlicher: Gerät ein Elektron in irgendeiner Weise auf einen Term, von dem nur ein verbotener Übergang in den ersehnten Grundzustand führt, so wartet es häufig viele Sekunden oder gar mehrere Tage (10^{-7} bis 10^{-8} Sekunden bei erlaubten Übergängen!) auf einen Multipol-Strahlungsübergang: Solche Terme sind also „fast stabil“, sie sind „metastabil“. So viel Zeit haben die Elektronen jedoch nur bei den extrem geringen Dichten (und mithin extrem großen mittleren Zeiten zwischen zwei aufeinander folgenden Stößen eines Teilchens) im interstellaren Medium. Unter normalen terrestrischen Laborbedingungen etwa sind sie nämlich bereits nach einem winzigen Bruchteil dieser Wartezeit durch die im Mai-Heft behandelten äußerst häufigen Stöße 2. Art längst glanzlos abgeregt. Strahlungsübergänge von metastabilen Termen aus sind also unter normalen terrestrischen Bedingungen tatsächlich unbeobachtbar und heißen daher dort zu Recht „verboten“.

b) Wann die verbotenen Linien sich zu zeigen erlauben

Stellen wir die Bedingungen für die Beobachtbarkeit verbotener Linien einmal zusammen:

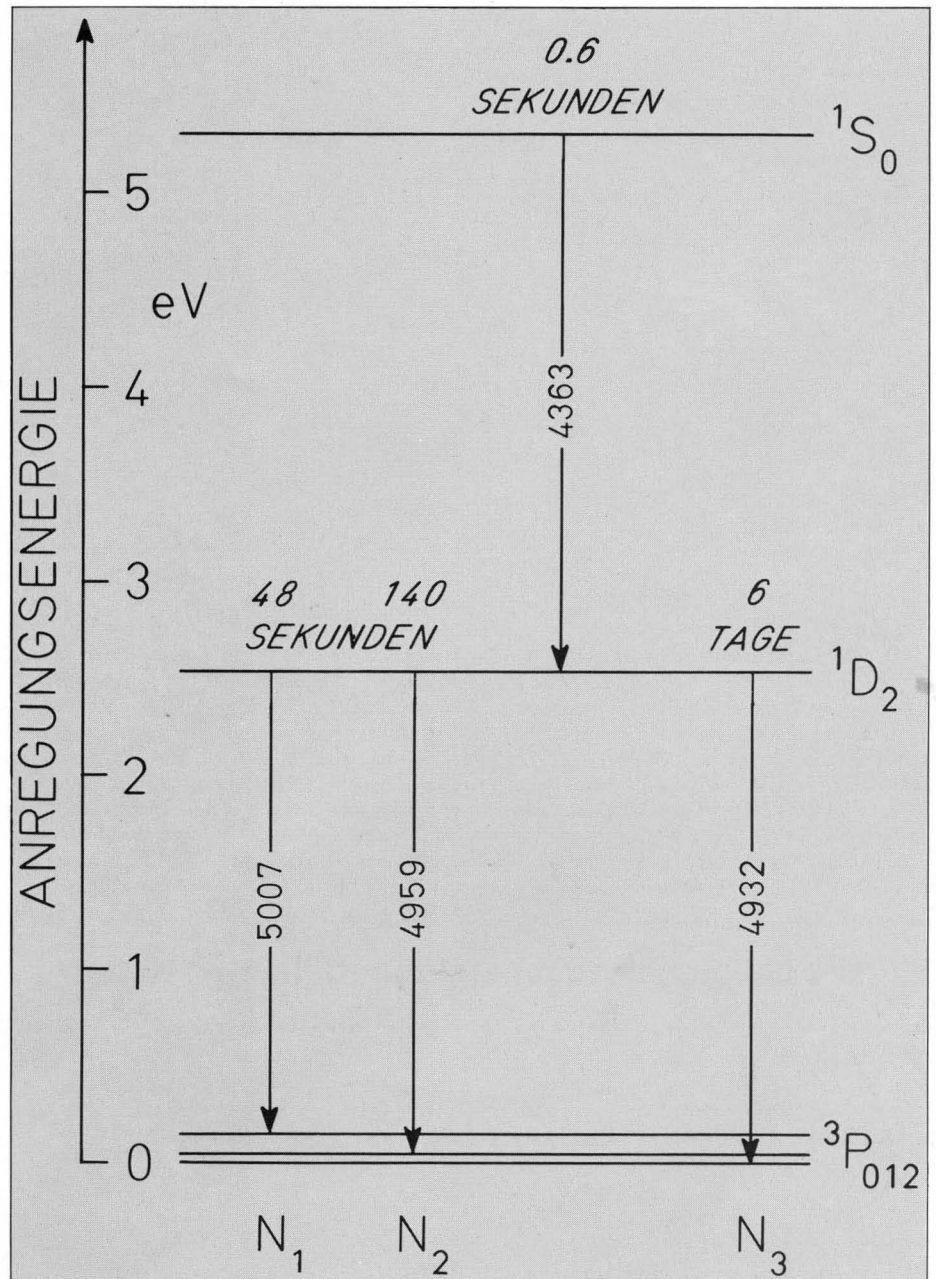
1) Die fraglichen angeregten Terme müssen metastabil sein. Das heißt genauer, daß unter allen möglichen Strahlungs-Übergängen in tiefere Terme kein einziger erlaubter ist. Auch dann müssen nicht immer alle möglichen verbotenen Übergänge beobachtbar sein: Sind etwa von einem metastabilen Term mehrere verbotene Übergänge möglich, so ist, falls sie ungestört ablaufen, ihre Häufigkeit (also auch die erwartete Linienintensität) erwartungsgemäß proportional ihren Übergangswahrscheinlichkeiten A_{mn} . (Dies wird später in Abb. 16 an dem Beispiel eines „äußerst verbotenen“ gegenüber einem „weniger verbotenen“, und daher natürlich bevorzugten Übergang weiter veranschaulicht.)

2) Strahlungsfreie Übergänge in tiefere Terme müssen genügend selten sein: Offensichtlich dürfen Stöße zweiter Art nicht zu häufig vorkommen. Genauer sollte die Wahrscheinlichkeit A_{mn} eines spontanen Multipolüberganges von einem metastabilen Term m in einen tieferen Term n größer sein als die Wahrscheinlichkeit b_{mn} eines Überganges durch einen Stoß zweiter Art: $A_{mn} > b_{mn}$. Dabei ist b_{mn} einerseits gegeben durch die kinematischen Eigenschaften der wichtigsten Stoßparameter, der Elektronen (und mithin durch T_e), und durch die physikalischen Eigenschaften der betroffenen Ionen (Konfiguration ihrer Elektronenhülle in dem

tronen entspricht eine bestimmte relative Orientierung ihrer Bahnbewegungen, daher eine bestimmte elektrische Wechselwirkung und mithin eine bestimmte Energie. Weiterhin werden „spinnende“ elektrische Ladungen zu kleinen Magneten, die ebenfalls in ihren verschiedenen Orientierungen mehr oder minder geringfügig unterschiedliche Energien besitzen. Diese elektrischen und magnetischen Spin-Spin-, Spin-Bahn- und Bahn-Bahn-Wechselwirkungen bewirken daher, daß die bisher kennengelernten Haupt-Energieterne vielfältig aufgespalten sind. (Diese Eigenschaften der Atome werden allein bestimmt durch die Konfiguration gewisser äußerer Elektronen, der „Valenzelektronen“, während sich bei den darunter in „abgeschlossenen Schalen“ befindlichen Elektronen sämtliche Drehimpulse zu Null addieren.) So entsteht für jede Atom- und Ionensorte (die ja jeweils eine charakteristische Elektronenkonfiguration besitzt) auch ein charakteristisches umfangreicheres kom-

plizierteres Termschema, wobei jedem Term jetzt auch ein bestimmter Drehimpuls zugeordnet werden muß. Übergänge von einem Term zu einem anderen sind also auch Drehimpulsübergänge. Da nun die „gewöhnliche“ elektromagnetische Dipolstrahlung selbst einen bestimmten angebbaren Drehimpuls besitzt, sind daher wegen des allgemeingültigen Drehimpulserhaltungssatzes auch gewöhnliche Strahlungsübergänge nur erlaubt zwischen solchen Termen, deren Drehimpulse sich gerade um den Betrag unterscheiden, den die Dipolstrahlung besitzt und mithin übernehmen kann. Übergänge, für welche die Dipolstrahlung nicht den passenden Drehimpuls besitzt, heißen daher „verboten“. – Sind sie wirklich streng verboten? Ist nicht vielleicht eine Strahlung noch anderer, „höherer Art“ denkbar? Bereits die klassische Elektrodynamik gibt die Antwort: Neben der Dipolstrahlung wird auch sogenannte Multipolstrahlung höherer Ordnungen erwartet, die andere charakteristische

Abb. 16: Aufspaltung des Grundzustandes des O III-Ions in metastabile Terme. – Die 5 energetisch mehr oder weniger unterschiedlichen Terme ergeben sich durch die unterschiedlichen möglichen Drehimpulszustände der beiden äußersten Elektronen dieses Ions. Ihre herkömmliche historisch bedingte Bezeichnung ist jeweils rechts angegeben: Hier bedeuten die Buchstaben S, P und D die Gesamtbahndrehimpuls-Einheiten 0, 1 und 2 (Vielfache einer Naturkonstanten), die hochgestellte Zahl den Grad der weiteren noch feineren Aufspaltung des Terms durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung (seine „Multiplizität“) und die tiefgestellte Zahl die Gesamtdrehimpuls-Einheiten. Der Grundzustand ist der 3P_0 -Term. (Die Aufspaltung des Triplets 3P ist um einen Faktor 4 übertrieben dargestellt.) – Strahlungsübergänge sind nur durch Multipolstrahlung extrem geringer Übergangswahrscheinlichkeiten möglich, so daß die in der Abbildung angegebenen Lebensdauern der Elektronen in den Termen bezüglich dieser Übergänge extrem groß werden. Der leicht durch Elektronenstöße anregbare Term 1D_2 gibt Anlaß zu den bekannten „Nebuliumlinien“. (Die den N_1 - und N_2 -Emissionen folgenden Übergänge in den Grundzustand erzeugen Emissionslinien im Infraroten, auf die wir in einem späteren Kapitel zurückkommen wollen.) – Wegen der vergleichsweise sehr langen mittleren Lebensdauer des 1D_2 -Terms bzgl. des N_3 -Überganges werden die „weniger verbotenen“ N_1 - und N_2 -Übergänge deutlich bevorzugt, so daß die 4932 Å Emission äußerst schwer nachzuweisen ist und daher auch im Spektrum der Abb. 14 nicht auftritt. Da die Elektronen in dem 1D_2 -Term bzgl. des N_2 -Überganges im Mittel dreimal so lange leben wie bzgl. des N_1 -Überganges, wird letzterer dreimal wahrscheinlicher und mithin dreimal häufiger. Dadurch fällt denn auch die 5007 Å-Emission immer dreimal so stark aus wie die 4959 Å-Emission, wie man zum Beispiel in Abb. 14 leicht nachprüft.



in Frage kommenden Anregungszustand). Andererseits ist b_{mn} natürlich direkt proportional der Häufigkeit der Stöße, und mithin der Elektronendichte n_e . Betrachten wir in einer mittleren HPN einen bestimmten Energieübergang eines bestimmten Ions, so sind erstere Parameter festgelegt, und sowohl A_{mn} als auch der sogenannte „Wirkungsquerschnitt“ der Stöße durch quantenmechanische Näherungsverfahren wenigstens für die einfachen Ionen bereits mit sehr großer Genauigkeit vorhersagbar. Damit wird die obige Ungleichung zu einer oberen Schranke von n_e allein. So lassen sich für verschiedene metastabile Terme größte Elektronendichten abschätzen, bis zu denen entsprechende Strahlungsübergänge beobachtbar bleiben. – Beispielsweise rechnet man für die Beobachtbarkeit typischer uns im folgenden interessierender verbotener Emissionen höchste zulässige Elektronendichten von 10^6 bis 10^8 pro cm^3 aus. (Erinnern wir uns, daß die Teilchendichte der unteren Erdat-

mosphäre etwa $3 \cdot 10^{19}$ pro cm^3 beträgt.) Dabei fordern wir naturgemäß umso geringere Dichten, je größer die Lebensdauer (Kehrwert der Übergangswahrscheinlichkeit) der Terme ist, je größer also die Chance einer Stoßabregung wird.

3) Natürlich darf auch keine bedeutende Entvölkerung der metastabilen Terme in höhere Energieniveaus stattfinden, von denen dann möglicherweise erlaubte Strahlungsübergänge in den Grundzustand erfolgen können. Diese kann wiederum entweder durch ein Strahlungsfeld oder auch durch Stöße 1. Art bewirkt werden. Wie nachfolgend begründet, wird aus energetischen Gründen der letztere Mechanismus nur im Falle energetisch unmittelbar benachbarter höherer Terme wichtig. (Wir werden auf ihn allerdings noch in einem späteren Kapitel zurückkommen müssen.) Im Zusammenhang mit der hier anstehenden Deutung der kräftigen verbotenen Emissionen der Abb. 14 je-

doch kommt nur die etwaige Entvölkerung durch ein Strahlungsfeld in Frage (praktisch nur wieder Ionisation, diesmal aus dem fraglichen metastabilen Term heraus), so daß diese 3. Bedingung also im wesentlichen nur eine obere Grenze der Dichte eines solchen Strahlungsfeldes verlangt: Nur bei genügend verdünnter Strahlung wird die Strahlungsanregung hinreichend selten. Je größer die Lebensdauer des metastabilen Terms ist, umso größer wird die Chance einer Strahlungsanregung, eine umso größere Strahlungsverdünnung müssen wir daher fordern. – Für einige typische bei PN in Frage kommenden metastabilen Terme benötigen wir eine Größenordnung von 10^{14} bis 10^{15} facher Strahlungsverdünnung.

Wir kommen hiermit zu der Schlußfolgerung, daß in typischen HPN sowohl Elektronendichten als auch Strahlungsdichten in der Tat besonders günstige Bedingungen für die Beobachtbarkeit verbotener Linien schaffen.

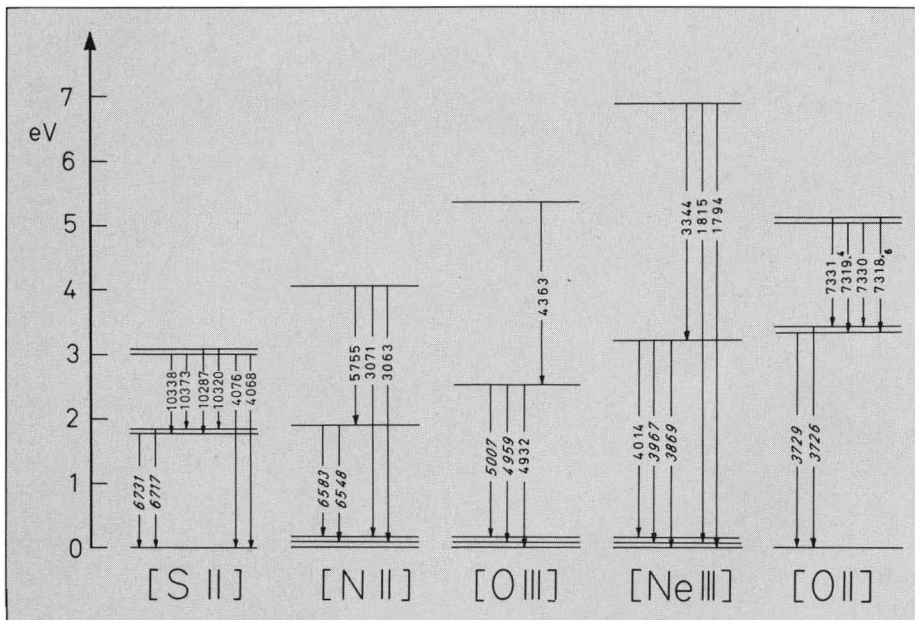


Abb. 17: Zusammenstellung relevanter Termschemata der für die Erzeugung von verbotenen Linien in den HPN wichtigsten Ionen. Sie sind von links nach rechts sortiert nach zunehmender Anregungsenergie der D-Terme und somit nach abnehmender Wellenlänge der durch Übergänge von diesen entstehenden Linienemissionen. Die erwarteten Wellenlängen sind in Å. Die schräg geschriebenen bezeichnen die in Abb. 14 identifizierten Emissionen. Übergänge von den schwerer anregbaren obersten Termen treten erst in den heißeren HPN in Erscheinung. Die (unterschiedlichen) Intensitäten der Emissionen sind gegeben durch den Grad der Bevölkerung der angeregten Terme, die Übergangswahrscheinlichkeiten und die relative Häufigkeit der Ionen. (Die Feinstrukturaufspaltungen sind wiederum übertrieben dargestellt.)

Die hellsten nördlichen Planetarischen Nebel

Bezeichnung	α (1950) h m s	δ (1950) (°)	r (")	m_{Neb}	
NGC 40	120 + 9°1	00 10 17	+72 15	18	10.2
NGC 246	118 -74°1	00 44 30	-12 09	118	8.5
NGC 1535	206 -40°1	04 11 54	-12 52	9	9.3
IC 418	215 -24°1	05 25 12	-12 44	7	8.5
IC 2149	166 +10°1	05 52 36	+46 07	5	9.9
NGC 2392	197 +17°1	07 26 11	+21 01	23	8.3
NGC 3242	261 +32°1	10 22 22	-18 23	20	9.0
IC 4593	25 +40°1	16 09 54	+12 12	6	10.2
NGC 6210	43 +37°1	16 42 24	+23 53	8	9.7
NGC 6369	2 + 5°1	17 26 18	-23 43	28	9.9
NGC 6543	96 +29°1	17 58 36	+66 38	10	8.8
NGC 6572	34 +11°1	18 09 41	+06 50	7	9.6
NGC 6720	63 +13°1	18 51 44	+32 58	35	9.3
BD +30°3639	64 + 5°1	19 32 48	+30 24	2	9.6
NGC 6818	25 -17°1	19 41 06	-14 16	9	9.9
NGC 6826	83 +12°1	19 43 27	+50 24	13	8.8
NGC 6853	60 - 3°1	19 57 24	+22 35	100 x 180	7.6
NGC 7009	37 -34°1	21 01 30	-11 34	14	8.4
NGC 7027	84 - 3°1	21 05 09	+42 02	7	10.4
NGC 7293	36 -57°1	22 26 54	-21 03	330 x 400	6.5
NGC 7662	106 -17°1	23 23 29	+42 16	8	8.9

r ist der Radius des Nebels in Bogensekunden.

m_{Neb} ist die photographische Gesamthelligkeit des Nebels.

c) Doch noch Elektronenstöße?

Es bleibt nun noch die Frage zu klären, wie es den HPN aus eigener Kraft gelingt, die metastabilen Terme auch anzuregen. Be-

trachten wir hierzu zunächst die historisch bedeutsame Liniengruppe, die „Nebuliumlinien“, die vor 55 Jahren durch Ira S. Bowen als verbotene Linien des O III identifiziert wurden, wodurch er die völlig neue Ära der

spektroskopischen Interpretation des interstellaren Mediums einleitete. Abb. 15 zeigt die nur wenige eV über dem Grundzustand liegenden für die Erzeugung der Nebuliumlinien verantwortlichen metastabilen Terme des O III. Blättern wir einige Seiten zurück, so zeigt uns die Abbildung 10 sofort, daß wir nach einer Energiequelle für die paar Elektronenvolt nicht lange suchen müssen: So stehen diesmal (im Gegensatz zu den früher enttäuschten Hoffnungen) endlich genügend viele Elektronen zur Verfügung, die schnell genug sind, um etwa die benötigten 2.5-eV-Stöße zu bewirken. Die 5.3-eV-Stöße fallen da schon sichtlich schwerer!: Da die 4363 Å-Emission in Abb. 14 nicht nennenswert in Erscheinung tritt, scheint die Hülle von NGC 6543 beispielsweise offensichtlich ein wenig zu kühl zu sein, um solch energiereichere Stöße in ausreichendem Maße zu ermöglichen. Später werden wir sehen, daß dieses Objekt tatsächlich einer der kühlest PN ist. (Durch die unelastischen Stöße mit den O III-Ionen verlieren die Elektronen einen Teil ihrer Bewegungsenergie. Dadurch verändert sich ihre ursprüngliche Geschwindigkeitsverteilung: Schon eine 0.01-prozentige Beimischung von O III-Ionen wirkt als ein äußerst effektiver interstellarer „Kühlschrank“. Die Bewegungsenergien der Abb. 10 bleiben jedoch ständig verfügbar, da in dieser die letztendliche Geschwindigkeitsverteilung dargestellt ist, die als ein Gleichgewichtszustand nach Einbeziehung sämtlicher Wechselwirkungen – auch der O III-Stöße – angestrebt wird.)

Wir wollen nun auch bei anderen Ionen nach verbotenen Linien suchen: Unter den in einer typischen HPN mit größter Häufigkeit vorkommenden Ionen liefert uns die Quantenmechanik auch bei dem einfach ionisierten Schwefel, dem einfach ionisierten Stickstoff, dem dreifach ionisierten Neon und bei dem einfach ionisierten Sauerstoff Schemata metastabiler Terme ähnlicher Lebensdauern, die wiederum nur einige Elektronenvolt über dem Grundzustand mühelos von den vorhandenen Elektronen angeregt werden können und stärkere verbotene Emissionslinien im sichtbaren Wellenlängenbereich ergeben können. Die Abbildung 17 zeigt die Wellenlängen möglicher Strahlungsübergänge, von denen wir wiederum nur diejenigen mit den größten Übergangswahrscheinlichkeiten beobachten können. Häufigere Übergänge von den obersten Termen erwarten wir nur bei den „heißen“ HPN, in denen diese Terme erst ausreichend bevölkert werden können. – Hiermit ist das verbotene Emissionslinienspektrum der Abb. 14 aufgeklärt!

Gleichzeitig fällt uns nun auch die Lösung unseres in Kapitel 5 formulierten zweiten Rätsels in den Schoß: Die stark verdünnte Strahlung der ZPN vermag die höheren Terme der Ionen in den HPN, von denen erlaubte Strahlungsübergänge stattfinden können, nicht nennenswert zu bevölkern. Dagegen können die unmittelbar oberhalb des Grundzustandes liegenden metastabilen Terme

einiger Ionen durch Elektronenstoßanregung stark bevölkert werden, von denen aus unter den Bedingungen der HPN verbotene Strahlungsübergänge stattfinden. Somit begünstigen die Bedingungen in den HPN die Entstehung verbotener gegenüber erlaubter Linien dieser Ionen. Bei genügend geringer Stoß- und Strahlungsentvölkerung bleiben die Elektronen in den metastabilen Termen praktisch ungestört und können daher in diesen außerordentlich stark akkumulieren. Da die Intensität einer Emissionslinie unter anderem der Raumdichte der in dem oberen Term des entsprechenden Übergangs befindlichen Elektronen proportional ist, können so einige verbotene Linien sogar mit der stärksten Rekombinationslinie des um mehr als 3 bis 4 Größenordnungen häufigeren Wasserstoffs konkurrieren.

d) Zauberwort „Fluoreszenz“

Bei der qualitativen Deutung der HPN-Spektren fehlt uns nun nur noch die Aufklärung ihrer 4. Komponente: Jenes rätselhaft kräftige Leuchten des O III und N III bei verstärkter Anwesenheit (also erhöhter „Bestrahlung“ mit) der 4686 Å Emission des He II. So formuliert, fällt uns sofort eine altbekannte Parallele aus der Laborphysik ein: Fluoreszenz! Jene Leuchterscheinung, die zuerst bei Fluorit (einer Verbindung des Calcium mit 2 Atomen Fluor) beobachtet wurde: Bestrahlt man Minerale, die eine gewisse Beimengung von CaF₂ enthalten, mit kurzwelliger Strahlung, so werden diese angeregt, während der Bestrahlung in längerwelligem Licht zu leuchten. – Aber was finden denn die O III und N III Ionen so Anregendes an der bereits relativ langwelligen 4686 Å Emission des He II? Die Abb. 18 gibt uns die Antwort: Nicht das geringste! Denn offensichtlich verursacht jene Emission selbst gar nicht diese Erscheinung. Die ursächlichen Zusammenhänge sind vielmehr die folgenden: Sollte eine HPN so hoch angeregt sein, daß es das Strahlungsfeld des ZPN schafft, nicht nur viele Heliumatome einfach zu ionisieren, sondern von diesen Ionen wiederum viele auch ein zweites Mal zu ionisieren (was angesichts der erforderlichen 54 eV schon höchste Anforderungen an die Härte der Strahlungsquanten stellt), dann entsteht ein kräftiges Rekombinationsspektrum des He II. Unter allen im sichtbaren Wellenlängenbereich liegenden Rekombinationslinien ist die 4686-Å-Linie am stärksten. (Die genauere Begründung hierfür entnehme man aus der in einem späteren Kapitel folgenden Diskussion der Intensitätsverhältnisse der Wasserstoff-Balmerlinien.) So wird diese Linie allein schon zu einem Gradmesser der Anregung der HPN. Da nun ein bestimmter Bruchteil der Elektronen in n=3 unter Emission einer 1640-Å-Linie in n=2 geht, hat eine starke 4686-Å-Emission auf jeden Fall letztlich auch eine starke im extremen Ultravioletten liegenden 304-Å-Emission zur Folge. Diese jedoch besitzt praktisch exakt die passende Energie, um das O III-Ion auf den

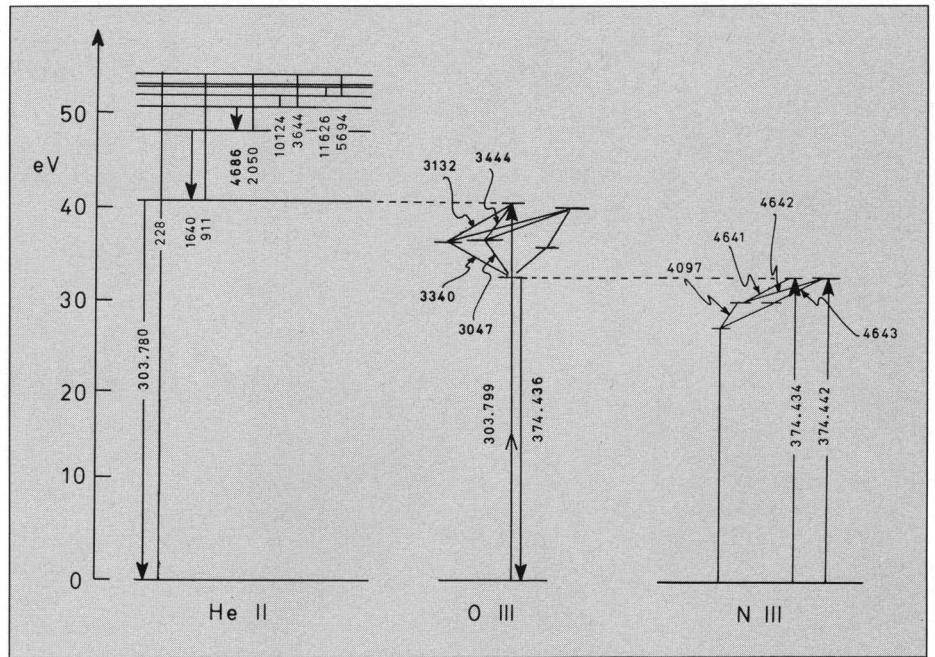


Abb.18: Entstehung der O III- und N III-Fluoreszenzlinien durch zweifache Übereinstimmung von Term-Energiedifferenzen. – Links das Termschema und eine kleine Auswahl von Strahlungsübergängen des ionisierten Helium. Dieses Einelektronenatom besitzt ein ähnlich einfaches Termschema wie der Wasserstoff. Im Gegensatz zu letzterem jedoch spürt das Elektron nun eine doppelt so große anziehende Kernladung (2 Protonen), so daß im Bohrschen Atommodell seine Umlaufgeschwindigkeit in jedem Abstand vom Kern um die Wurzel aus zwei größer werden muß. Dies führt zu einer äquivalenten Verkleinerung der de Broglie Wellenlänge und mithin zu engeren erlaubten Bahnen. Es läßt sich sofort ausrechnen, daß beides – das größere elektronische Kraftfeld und die engeren Bahnen – bewirkt, daß die Terme des He II gegenüber dem H I gerade genau um einen Faktor 4 höherenergetisch sind, wie ein Vergleich mit Abb. 9 bestätigt. Einige Linienserien (Pickering-Serien) sind durch Angabe der Wellenlängen ihrer röttesten Linien und Seriengrenzen veranschaulicht. Die schließlich auftretende 304 Å-Emission läßt das O III-Ion im Lichte der angegebenen (größeren) Wellenlängen fluoreszieren. Die notwendig auftretende 374 Å-Emission des O III ihrerseits bringt das N III-Ion in 3 weiteren prominenten längerwelligeren Linien zum Leuchten. Diese 7 kräftigsten Fluoreszenzlinien finden sich erwartungsgemäß auch in dem Spektrum der Abb. 7 und überstrahlen dort sämtliche anderen erlaubten Linien dieser Ionen. Die komplizierten Termschemata der O III- und N III-Ionen entstehen wiederum durch die verschiedenen möglichen Drehimpulszustände, zwischen denen die hier eingezeichneten Übergänge diesmal erlaubt sind.

in der Abbildung angegebenen höheren Term anzuregen! (Wegen der „natürlichen Energiebreite“ der Terme und der durch die Bewegung der Teilchen untereinander ohnehin auftretenden kleinen Dopplerverschiebungen, reicht die Genauigkeit der vorliegenden Übereinstimmung der Wellenlängen aus, um viele O III-Ionen tatsächlich auch anregen zu können.) Die anschließende Rückkehr in den Grundzustand erfolgt unter anderem auch durch die erlaubten Übergänge wie sie in der Abbildung dargestellt sind. So entstehen erlaubte Linien bei den angegebenen (längeren) Wellenlängen mit einer gegenüber sämtlichen Rekombinationslinien des O III unangemessenen Stärke. Diese Übergänge werden schließlich zwangsläufig gefolgt von der 374-Å-Emission, durch die das Elektron wieder in den angestrebten Grundzustand gelangt. Und wieder fluoresziert das Plasma! Denn diesmal paßt die Strahlungsenergie exakt zur Anregung der N III-Ionen. Das in Abb. 7 gezeigte Spektrum von NGC 7009, dessen Hülle offensichtlich genügend hoch angeregt ist, um unter anderem

auch die 4686-Å-Rekombinationslinie des He II hervorzubringen, sollte uns auch dieses nunmehr enträtselte vierte Leuchten der Hüllen planetarischer Nebel zeigen: Und tatsächlich suchen wir vergeblich nach erlaubten Linien des O III und N III, die auch nur annähernd die Stärke der Linien erreichen, in denen diese Ionen bei erhöhter Bestrahlung mit dem Rekombinationslicht des ionisierten Helium fluoreszieren.

(Fortsetzung folgt)

*

Ergänzung zum Kapitel Shklovsky-Entfernungen (SuW 22, S. 74):

Die in den HPN mit überwiegender Mehrheit vorkommenden Ionen sind Wasserstoffionen. Die teilweise auch mehrfach ionisierten schwereren Atomsorten sind vergleichsweise so viel seltener, daß wir in dem fraglichen Zusammenhang in ausreichender Näherung die Dichten der Elektronen und Wasserstoffionen als etwa gleich ansehen konnten, und dies natürlich unabhängig vom Ausmaß der Ionisation.