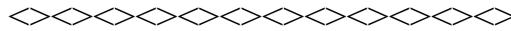


# Eine neue Nicht-Doppler Rotverschiebung

Paul Marmet, Herzberg Institute of Astrophysics  
National Research Council, Ottawa, Ontario, Canada, K1A 0R6

(Letzte Aktualisierung 2009/11/7)

Original aktualisiert von: [Physics Essays](#), Vol. 1, No: 1, p. 24-32, 1988



Original übersetzt von M.Hüfner  
letzte Durchsicht: 22.10.12

## Zusammenfassung

Es ist bekannt, dass viele astronomische Beobachtungen nicht mittels der gewöhnlichen Doppler-Verschiebungs-Interpretation erklärt werden können. Die bloße Prüfung eines neuen Katalogs kosmischer Objekte, die sehr große Rotverschiebungen haben, zeigt, dass unter 109 quasi-stellaren Objekten, für die Absorptions- und Emissionslinien gemessen werden konnten, der Wert der Rotverschiebung in Absorption für ein bestimmtes Objekt immer von dem verschiedenen ist, der in Emission für das gleiche Objekt gemessen wird. Es ist klar, dass solche Ergebnisse nicht als passend zu einer Doppler-Rotverschiebung erklärt werden können.

Es muss nach einem neuen Mechanismus gesucht werden, um jene inkonsistente Rotverschiebungen und viele anderen Beobachtungen zu erklären, die zu der „Rotverschiebungskontroverse“ in Beziehung stehen.

Es ist möglich, ein Phänomen sehr geringfügiger unelastischer Streuung, das mit der beobachteten Rotverschiebungen unter Verwendung der Theorie des Elektromagnetismus und der Quantenmechanik übereinstimmt, zu berechnen, ohne *ad hoc* weitere physikalische Hypothesen einführen zu müssen.

Ein sorgfältiges Studium des Mechanismus der Streuung von elektromagnetischer Strahlung an gasförmigen Atomen und Molekülen zeigt, dass ein Elektron immer als Folge einer Impulsübertragung durch ein Photon kurzzeitig beschleunigt wird. So eine Beschleunigung einer elektrischen Ladung induziert Bremsstrahlung.

Es wird in der vorliegenden Arbeit gezeigt, dass dieses Phänomen in der Vorwärtsrichtung einen sehr großen Wirkungsquerschnitt hat und dass die Energie, die durch Bremsstrahlung verloren geht, eine geringfügige Rotverschiebung verursacht. Es wird auch gezeigt, dass der relative Energieverlust einer elektromagnetischen Welle für einen schwarzen Strahler, wie für viele himmlische Objekte, dem gleichen „ $\Delta v/v = \text{const}$ “-Gesetz folgt, als ob es das Doppler-Gesetz wäre.

Diese Rotverschiebung ist von der Doppler-Verschiebung nicht unterscheidbar, ausgenommen, wenn Resonanz-Zustände im streuenden Gas vorhanden sind. Es wird auch gezeigt, dass die dabei abgestrahlte Energie größtenteils als niederfrequente Radiowellen nachweisbar sein sollte. Der vorgeschlagene Mechanismus führt zu Ergebnissen, die mit vielen Rotverschiebungen in Einklang sind, die in den astrophysikalischen Daten berichtet werden.

## 1. Einleitung

Astrophysikalische Beobachtungen zeigen, dass die elektromagnetische Strahlung, die von den kosmologischen Objekten stammt, häufig rot verschoben ist. Außer einer Hypothese wie der Annahme, dass es eine Gravitations-Rotverschiebung sei, ist das immer als Doppler-Verschiebung interpretiert worden. Bis heute ist die Interaktion des Lichtes mit interstellarem Gas nicht ernsthaft als ein möglicher Mechanismus angesehen worden, der für die beobachtete Rotverschiebung verantwortlich sein könnte, weil kein bisher bekannter Vorwärts-Zerstreuungsprozeß zu einem Effekt führen könnte, der mit den allgemeinen astronomischen Beobachtungen übereinstimmt. Die Rotverschiebung, die in der Astronomie beobachtet wird, die mit der Verschiebung nach dem Doppler-Prinzip übereinstimmt, folgt dem Verhältnis:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \text{constant}, \quad [1]$$

wo  $\Delta\nu$  die Frequenz-Änderung der Strahlung ist und  $\nu$  die Frequenz des ausgestrahlten Lichtes.

Die Thomson-Streuung jedoch führt nicht zu Formel [1]. In diesem Fall emittieren die Elektronen, die durch das elektrische Querfeld der störenden elektromagnetischen Strahlung beschleunigt werden, die Strahlung infolge ihrer transversalen Beschleunigung. Zum Beispiel resultiert die polarisierte blaue Strahlung, die vom Tageshimmel gestreut wird, aus der Querschleunigung der gebundenen Elektronen, hervorgerufen durch das sichtbare Licht. Es ist allgemein bekannt, dass der Wirkungsquerschnitt, der zu einer solchen Streuung führt, sehr schnell als Funktion der Frequenz  $\nu$  anwächst und deshalb nicht zu einer Rotverschiebung nach Formel [1] führen kann.

Wir wollen jetzt den Photonen-Impuls in Richtung der Wellenausbreitung betrachten. Es ist der Impuls, der den Compton-Effekt erzeugt. In diesem Fall wird die Impulsübertragung vom Photon auf das Elektron berücksichtigt. Bisher hat jedoch überhaupt niemand den vollen Betrag der Bremsstrahlung berücksichtigt, den ein Impuls verursacht, der auf eine elektrische Ladung übertragen wird, wenn die Energie der elektromagnetischen Strahlung auf Elektronen oder Atome übertragen wird. Obwohl Boekelheide (1) und Cavanaugh (2) Energieverluste bei sehr hoher Energie wegen der relativistischen Effekte auf die freien Elektronen beobachteten, die „doppelte Compton-Streuung“ genannt wurde, hat niemand (3) eine vollständige Lösung der Streuungs-Matrix gefunden, die die Interaktion der elektromagnetischen Welle auf ein Atom bei sehr niedrigen Energien beschreiben könnte. Es ist diese Wechselwirkung der niedrigen Energien, die uns hier interessiert.

Maxwells Gleichungen sagen voraus, dass die Strahlung als Folge einer Geschwindigkeitsänderung (Beschleunigung) des Elektrons, das infolge der Impulsübertragung angeregt wird, emittiert wird. Dieser Punkt ist in der Quantenelektrodynamik berücksichtigt worden, wie durch Jauch und Rohrlich (3) erklärt, die zeigten, dass solch ein Phänomen stets existiert, wie in ihrem Zitat zum Ausdruck kommt:

**„Diese Bremsstrahlung oder Verzögerungsstrahlung mit der Emission eines einzelnen Photons ist nur innerhalb bestimmter Grenzen ein gut definierter Prozess: Die simultane Emission von sehr weichen Photonen - zu weich, um innerhalb der Genauigkeit der Energiebestimmung des abgehenden Elektrons den Vorfall beobachten zu können - kann nie ausgeschlossen werden. Tatsächlich ist diese Strahlung immer vorhanden sogar im Fall sogenannter elastischer Streuung (3).“**

In diesem Papier betrachten wir dieses Problem bei sehr niedriger Energie und sichtbarem Licht, wo klassische Erwägungen noch größtenteils gültig sind. Wir betrachten weiter die Photonen-Streuung an Atomen bei einer extrem niedrigen Atomdichte, die eine Bedingung ist, die im Weltraum vorherrscht. In der üblichen Behandlung des Compton-Effektes wird die Bremsstrahlung vernachlässigt. Unter diesen Umständen ist bekannt, dass die Wellenlängenänderung  $\Delta\lambda$ <sup>1</sup> gegeben ist zu:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\theta), \quad [2]$$

wo  $h$  = Plancks Konstante,

$m_e$  = Masse des Elektrons,

$c$  = Geschwindigkeit des Lichtes im Vakuum und

$\theta$  = der Streuwinkel sind.

Wir müssen zur Kenntnis nehmen, dass in Formel [2] bei jedem beliebigen Streuwinkel die Bremsstrahlung vollständig vernachlässigt wird. Jedoch wird das Elektron während der Streuung beschleunigt. Um das Grundprinzip zu veranschaulichen, das zu einem Energieverlust infolge der Bremsstrahlung führt, wollen wir den Fall der 90°-Compton-Streuung auf ein freies Elektron überprüfen, das anfangs im Ruhezustand ist. Der Photon-Impuls, der auf das Elektron übertragen wird, wirkt so, dass der Zusammenstoß es in Bewegung versetzt. Wenn das Elektron, das zuerst im Ruhezustand war, nach dem Zusammenstoß in Bewegung ist, muss es irgendwie beschleunigt worden sein.

Entsprechend der Theorie des Elektromagnetismus muss jede beliebige beschleunigte Ladung

<sup>1</sup> Vergleiche hierzu auch die Elementare Theorie des Compton-Effektes in Schpolski Atomphysik Bd1 §125 S.333 ff

Bremsstrahlung ausstrahlen. Da das Compton-Elektron beschleunigt worden ist, muss es also Bremsstrahlung ausstrahlen. Obgleich die ausgestrahlte Energie wegen solcher Beschleunigung extrem gering ist, ist sie doch nicht null und sollte nicht vernachlässigt werden, wie es bei niedrigen Energien üblicherweise getan worden ist. Es wird sich zeigen, dass dieser Energieverlust eine geringfügige Korrektur der Formel [2] hinzufügt. Der Fall der Interaktion bei Vorwärtsstreuung  $\theta = 0$  erfordert das spezielle Überlegungen. Dieser Fall kann entweder als ein Extremfall von Compton-Streuung angesehen werden ( $\theta = 0$ ) oder als die einfache Übertragung der Strahlung durch die Partikel eines Gases. In diesem Fall ist der Streuwinkel im Wesentlichen null Grad, aber die physikalische Realität der Interaktion der Strahlung mit Atomen ist offensichtlich, weil die beobachtete durchschnittliche Lichtgeschwindigkeit in Gasen geringer ist als im Vakuum.

Diese verringerte Lichtgeschwindigkeit in Gasen wird häufig mithilfe des Brechungsindex berechnet. In diesem Papier wird dieser Parameter als die Gruppengeschwindigkeit berechnet und wird unten ausführlicher betrachtet. Die Wechselwirkung während der Übertragung (oder bei dem Streuwinkel  $\theta = 0$ ) ist das einzige, was in diesem Papier behandelt wird, da sie zu messbaren Vorhersagen über das durch den Raum reisende Licht führt.

Um den Energieverlust wegen solch eines Phänomens auswerten zu können, muss man verschiedene Parameter wie die Kohärenz-Zeit der elektromagnetischen Strahlung, den Brechungsindex des Gases und einige andere Größen berechnen. Diese Parameter werden in den Anhängen A und B berechnet.

## **2. Bremsstrahlung infolge achsialer Impuls-Übertragung.**

### **2,1 Der grundlegende Mechanismus**

In der korpuskularen Beschreibung des Lichtes, besteht die Vorstellung, dass ein Partikel, hier ein Photon, von einem angeregten Zustand eines Elektrons nach seiner durchschnittlichen Anregungszeit  $\Delta\tau$  ausgestrahlt wird. Dieses entspricht in der elektromagnetischen Theorie einem oszillierenden Dipol, der ununterbrochen zusammenhängende elektromagnetische Strahlung ausstrahlt, deren Amplitude gleichmäßig auf den Bruchteil  $1/e$  seines Anfangswertes während der Lebenszeit des angeregten Zustandes gedämpft wird. Diese Lebenszeit ist mit der Kohärenz-Zeit der Strahlung gleichwertig. Während der Absorption ist das Phänomen aufgehoben und die Kohärenz-Zeit  $\Delta\tau$  wird die Zeit der Interaktion der Welle mit dem Atom.

Diese Wechselwirkungszeit  $\Delta\tau$  kennzeichnet die Welle als ihre Kohärenz-Zeit. Im Falle der Emission kann diese Eigenschaft als die mittlere Zeit angesehen werden, die durch den Emitter benötigt wird, um ein Photon auszustrahlen. Wenn man eine Wellenbeschreibung verwendet, ist es physikalisch möglich, die Kohärenz-Zeit als die Impulsdauer des Wellenpakets anzusehen. Deshalb scheint  $\Delta\tau$  nicht nur dem Emitter sondern auch der Welle zu gehören.

Man muss noch eine andere Eigenschaft der Wellen erkennen: Elektromagnetische Wellen haben nicht nur Energie sondern auch einen Impuls. Wenn man die Ansicht vertritt, dass die elektromagnetische Welle ihre Energie während einer effektiven Impulsdauer  $\Delta\tau$  zuteilt, muss man sich auch daran erinnern, dass sie ihren Impuls während dieser Zeit ebenfalls übermittelt.

Wenn ein Atom einen Wellenzug (Photon) absorbiert, muss der Gesamtimpuls erhalten bleiben und wird deshalb innerhalb des Atoms erscheinen. Das Elektron wird deshalb infolge der Impulsübertragung vom Photon auf das bewegliche Elektron beschleunigt werden. Der viel kleinere Teil des Impulses, der dem Kern zugeteilt wird, kann hier vernachlässigt werden. Das Elektron wird dann während einer Zeitspanne, die gleich der Kohärenz-Zeit der absorbierten Strahlung ist, beschleunigt. Nach der Absorption des Wellenzuges bleibt die Energie für ein kurzes Zeitintervall im Atom, was die offensichtlich verringerte Lichtgeschwindigkeit in den Gasen erklärt. Schließlich wird der Mechanismus aufgehoben und die Energie, die von der Welle absorbiert war, wird reemittiert. Dieses kurze Zeitintervall erklärt den Brechungsindex der Gase, wie im Anhang B erklärt. Diese selektive Vorwärts-Reemission ist offensichtlich notwendig, um die Transparenz der Gase und die geradlinigen Ausbreitung des Lichtes in ihnen zu erklären.

## 2,2 Übertragung mit Bremsstrahlung.

Es ist bekannt, dass entsprechend der Elektrodynamik, jedes beliebige beschleunigte Elektron Strahlung ausstrahlen muss. Es sei daran erinnert, dass wir hier ein Elektron betrachten, welches durch die axiale Impulsübertragung der elektromagnetischen Strahlung beschleunigt ist. Die klassische elektromagnetische Theorie, die hier verwendet wird, um die Beschleunigung eines Elektrons zu behandeln, sollte zu einem ausgezeichneten Näherungswert führen. Das ist zu vermuten, weil die gleiche klassische Energie zu einer gleichen ausgezeichneten Antwort führt, wenn wir, bei ähnlicher Energie, für ein Elektron innerhalb eines Atoms, die Thompson-Streuen oder den Compton-Effekt berechnen.

Wir müssen feststellen, dass klassische Erwägungen hier wegen des „Korrespondenz-Prinzips“ (4) gültig sind. Das Korrespondenz-Prinzip<sup>2</sup> kann hier angewendet werden, weil es sich um elektromagnetische Strahlung sehr niedriger Energie handelt, die in einem Kontinuum von atomarem Wasserstoff polarisiert wird. Ein besserer Beweis der Gültigkeit dieser halb klassischen Erwägungen wird in Anhang B unter Verwendung eines experimentellen Wertes mit dem Wert, der von dieser Theorie abgeleitet wurde (bei ähnlichen Energien), angeführt.

Wir wollen jetzt die ausgestrahlte Energie infolge der Photonenimpulsübertragung, die dem Elektron mitgegeben wird, berechnen. Die Gesamtenergie, die durch eine beschleunigte Ladung  $e$  ausgestrahlt wird, ist:

$$W = \frac{e^2 \alpha^2}{6\pi \epsilon_0 c^3} \quad (\text{Watt}) \quad [3]$$

wo  $\alpha$  die Beschleunigung  $\alpha = \Delta v / \Delta t$  ist.

Die Kohärenz-Zeit  $\Delta \tau$  wird im Anhang A. berechnet.

Die ausgestrahlte Energie ist:

$$W = \frac{\Delta E}{\Delta \tau} \quad (\text{Watt}) \quad [4]$$

Gleichungen [3] und [4] liefern

$$\Delta E = \frac{e^2 \Delta v^2}{6\pi \epsilon_0 c^3 \Delta \tau} \quad (\text{Joule}) \quad [5]$$

wo  $\Delta E$  = ausstrahlte Energie (Joule) ist und,

$e$  = Elektronenladung (Coulomb),

$\Delta v$  = Änderung der Geschwindigkeit des Elektrons infolge der Impulsübertragung (m/s) ist,

$\Delta \tau$  = Zeit, während der das Elektron beschleunigt wird (S),

$\epsilon_0$  = Dielektrizitätskonstante des Vakuums ist (F/m) und

$c$  = Lichtgeschwindigkeit im Vakuum (m/s).

Der Impuls  $P$  des Wellenzugs ist:

$$P = \frac{h\nu}{c}, \quad [6]$$

wo  $\nu$  die Frequenz der ankommenden Strahlung ist.

Da dieses Phänomen auf das Elektron übertragen wird, ergibt sich die Geschwindigkeitsänderung

---

2 Es existiert ein Widerspruch zwischen der klassischen Mechanik und der Quantentheorie. So ist die Bohrsche Theorie des Atoms weder eine richtige klassische noch eine quantenmechanische Theorie. Das Korrespondenz-Prinzip gilt daher nur für Anregungszustände, die kurz unter der Ionisationsschwelle liegen. Für die Spektrallinien  $H_\alpha$  und  $H_\beta$  sollte es eigentlich nicht zutreffen.

( $\Delta v = P/m$ ) zu:

$$\Delta v = \frac{h\nu}{cm_e} \quad (\text{m/s}) \quad [7]$$

wo  $m_e$  die Elektronenmasse ist.

Setzt man Formel [7] in Formel[5] ein, findet man die abgestrahlte Energie infolge Absorption und der Reemission eines Photons an einem Elektron zu:

$$\Delta E = \frac{e^2 h^2 \nu^2}{3\pi \varepsilon_0 c^5 m_e^2 \Delta \tau} \quad (\text{Joule}) \quad [8]$$

In Anhang A beschreibt die Gleichung [A18] die Kohärenz-Zeit  $\Delta \tau$  (Impulsdauer) eines Wellenpakets, das von der Strahlung eines Schwarzen Körpers emittiert wird. Wir finden:

$$\Delta \tau = \frac{C_4 \nu}{T^2}, \quad [9]$$

wo  $C_4 = 3,71 \times 10^{-23} \text{ (s}^2\text{K}^2\text{)}$ .

Die Kombination von Formel[8] und [9] ergibt:

$$\Delta E = \frac{e^2 h^2 \nu T^2}{3\pi \varepsilon_0 c^5 m_e^2 C_4} \quad (\text{Joule}). \quad [10]$$

Gleichung [10] gibt die Energiemenge der Bremsstrahlung, ausgestrahlt infolge der Impulsübertragung der Strahlung eines Photons beim Zusammenstoß mit einem Elektron. Lassen Sie uns den relativen Energieverlust  $R$  in solch einem Fall berechnen. Von Formel[10] und der Energie eines Wellenzuges

$$E = h\nu, \quad [11]$$

erhalten wir:

$$R = \frac{\Delta E}{h\nu} = \frac{\Delta(h\nu)}{h\nu} = MT^2. \quad [12]$$

wo  $M = e^2 h / (3\pi \varepsilon_0 c^5 m_e^2 C_4)$  ist.

Numerisch berechnen wir, dass  $M = 2,73 \times 10^{-21} \text{ (K}^{-2}\text{)}$  ist.

Dieser Energieverlust kann weder auf das gebundene noch auf das freie Elektron angewendet werden, aber die Wirkungsquerschnitte zwischen diesen zwei Fällen unterscheiden sich gewaltig, wie in Anhang B gezeigt wird.

## 2,3 Eigenschaften der Energieverlust-Gleichung.

Es ist interessant, zu bemerken, dass in Gleichung [12] der relative Energieverlust unabhängig von der Frequenz  $\nu$  der ankommenden Strahlung im angegebenen Fall ist (Strahlung des Schwarzen Körpers). Deshalb macht das ganze Spektrum eine konstante relative Verschiebung der Energie in Richtung zu den niedrigeren Frequenzen durch. Diese Verschiebung des Spektrums ist genau der erzeugten Rotverschiebung ähnlich, die entsteht, wenn eine Strahlenquelle vor dem Beobachter flieht (Doppler-Effekt). Zum Beispiel kann die partitionelle Rotverschiebung (5) für astronomische Objekte

durch die partitionelle Rotverschiebungskonstante beschrieben werden:

$$Z = \frac{\lambda_{\text{obs}} - \lambda_{\text{lab}}}{\lambda_{\text{lab}}} = \frac{v}{c} = \frac{\Delta(h\nu)}{h\nu} = \frac{\Delta\nu}{\nu}, \quad [13]$$

wo  $v$  die Radialkomponente der Fluchtgeschwindigkeit der Lichtquelle ist.

Da der relative Energieverlust in beiden Fällen unabhängig von  $v$  ist, ist die neue Rotverschiebung, beschrieben durch Gleichung[12], von der Doppler-Rotverschiebung nicht unterscheidbar, die durch Formel[13] beschrieben wird. Als Konsequenz daraus folgt, dass alle Absorptionslinien eines Schwarzen Strahlers mit der gleichen Abhängigkeit von  $Z$  rot verschoben werden, solange sie entfernt von Resonanz-Frequenzen sind.

Wenn andererseits schmale Emissionslinien, die eine viel längere Kohärenz-Zeit haben (Anhang A), sich dem Spektrum überlagern, ist ihre Rotverschiebung kleiner als die, die durch Gleichung [12] gegeben wird. Wenn jedoch das ausgestrahlte Licht bei der gleichen Frequenz wie die Resonanz-Absorptionslinie des einwirkende Gases erscheint, wird der Wirkungsquerschnitt sehr viel größer. **Dieses Problem, das sich auf Emissionslinien bezieht (anstelle auf Absorptionslinien) ist viel schwieriger. Es erfordert eine andere Behandlung und ist außerhalb der Betrachtung in diesem Papiers.**

Es kann mindestens erkannt werden, dass die Rotverschiebung in Emission zu der in der Absorption im Allgemeinen verschieden sein sollte und durch die Energie der Quantenzustände, die das Absorptionsmedium kennzeichnen, auch beeinflusst wird.

Man muss dann feststellen, dass eine Rotverschiebung, die an Wasserstoff im Raum erzeugt wird entsprechend Gleichung[12] erfolgt. Diese Rotverschiebung kann man von der Doppler-Rotverschiebung für Strahlung mit einer kurzen Kohärenz-Zeit nicht unterscheiden. Der Energieverlust der Primärstrahlung erscheint separat als sehr niederfrequente Radiowellen.

### 3. Anwendung auf astrophysikalischen Daten.

#### 3,1 Interstellare und intergalaktische Gase.

Nun wollen wir diesen Energieverlust  $R$  auf astrophysikalische Daten anwenden. Zuerst berechnen wir die durchschnittliche Dichte  $D$  (atom/m<sup>3</sup>) des Gases im Raum, die erforderlich ist, um eine Rotverschiebung zu erzeugen, die mit der Hubble-Konstante  $H_0$  harmoniert. Die mittlere Zahl der Zusammenstöße  $N$ , die auf einer Wegstrecke von einem Parsek passieren, ist:

$$N = DP_s \sigma \quad (\text{par sec}^{-1}) \quad [14]$$

wo  $P_s = 3.092 \times 10^{16}$  Meter/Parsek;

$\sigma$  = effektiver Wirkungsquerschnitt auf die elektromagnetische Strahlung für das Atom und

$D$  = Gasdichte im Raum (Atom m<sup>-3</sup>) einwirkt.

Da der Energieverlust pro Zusammenstoß verglichen mit der Maßeinheit sehr klein ist, wollen wir die so genannte Dünn-Target-Bedingung betrachten.

Von Gleichung[12]:

$$\frac{\Delta(h\nu)}{h\nu} = NR \quad (\text{parsec}^{-1}). \quad [15]$$

und von Gleichung [13] für einen Gegenstand bei einem Parsek verwenden wir:

$$Z = \frac{H_0}{c} \quad (\text{parsec}^{-1}) \quad [16]$$

wo  $H_0 = 0,075 \text{ m/s/parsec}$  (Hubble Konstante).

Aus Formel [15] und [16] ergeben sich der relative Energieverlust pro Parsek, sie führen zu:

$$NR = \frac{H_0}{c}. \quad [17]$$

Aus Gleichungen [17] und [14] folgt der Ertrag:

$$D = \frac{H_0}{\sigma R P_s c}. \quad [18]$$

Der relevante Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  wird für atomaren Wasserstoff in Anhang B, mit Gleichung [B8] berechnet. Angenommen, dass der Wasserstoff gleichmäßig in Raum verteilt ist, so wird die mittlere Dichte  $D_H$  (atom/m<sup>3</sup>), die erforderlich ist, um die gleiche Rotverschiebung zu erzeugen, wie sie durch die Hubble Konstante gegeben ist, von Gleichung [18] bestimmt. Die Kombination der Gleichungen [B8] und [18] liefert:

$$D_H = H_0 \frac{2^{(4/3)}}{9\pi r_0^2 R P_s c}. \quad [19]$$

Angenommen das Licht kommt von fernen Sternen mit einer Temperatur von  $T=50\,000$  K. Dieses Licht, das uns erreicht, reist durch den intergalaktischen Raum aber auch durch einige intervenierende Galaxien. Gleichung [19] zeigt dann, dass die Rotverschiebung, die durch den interstellaren Wasserstoff produziert wird, wenn die durchschnittliche Dichte des Wasserstoffs  $D_H = 2,5 \times 10^4$  Atom m<sup>-3</sup> ist, gleich der ist, die unter Verwendung der Hubble-Konstante berechnet wird. Dieser Wert entspricht der durchschnittlichen Dichte des Wasserstoffs, die im Raum benötigt wird, um die Hypothese zu befriedigen. Diese Dichte kann nicht mit der Materiedichte verglichen werden, die unter Verwendung der Hubble-Konstante und der Relativitätstheorie berechnet worden ist weil, wenn diese Dichte des Wasserstoffs existiert, die Expansion nicht existiert und die Bestimmung der Dichte unter Verwendung Einsteins Relativität irrelevant wird.

Dieser Wert enthält den Beitrag der sehr großen gasförmigen Nebelflecke oder der Galaxien, die im Blickfeld liegen oder um die Lichtquelle selbst konzentriert sind. Es ist infolgedessen abhängig von der Temperatur der Quelle und der Art des intergalaktischen Gases eine durchschnittliche Dichte in der Größenordnung von 0,01 Atom pro Kubikzentimeter ausreichend, auf dem Planck-Spektrum einen Effekt zu erzeugen, der zu dem einer Doppler-Verschiebung in Übereinstimmung mit der Hubble-Konstante gleichwertig ist.

### 3,2 Divergenz

Wir wissen aus Experimenten, dass sich Licht in einem Medium wie Wasser oder Luft in geraden Linien ausbreitet. Wir können berechnen, wie nach dem Durchqueren eines Meters von Luft, Photonen auf zahlreiche Moleküle eingewirkt haben, da sie verzögert werden, wie durch den Brechungsindex bestätigt wird. Nach Millionen Zusammenstößen in einer Luft behalten die meisten Photonen jedoch noch eine Parallelrichtung der Ausbreitung bei. Es ist einfach, die Winkelabweichung der einfallenden Strahlung wegen der achsialen Beschleunigung des Elektrons auszuwerten. Es ist bekannt, dass Bremsstrahlung in die Richtung senkrecht zur Beschleunigung des Elektrons ausgestrahlt wird. Da wir

das Problem der Impulsübertragung eines Wellenzugs auf ein Elektron betrachten, das in der gleichen Richtung wie die einfallende Welle beschleunigt wird, ist die gesamte transversale Impulskomponente, die an das Elektron übertragen wird, null (Newtons Gesetz). Dann muss auch die Summe der transversalen Impulskomponente der zwei reemittierten Wellenzüge der elektromagnetischen Welle null sein. Das Anfangsphoton kann keine große Abweichung erhalten, wenn es auf den Wasserstoff einwirkt, weil das Sekundärphoton, das während der Interaktion erzeugt wird, zu geringe Energie und einen zu kleinen Impuls hat, um einen genügenden Rückstoß dem Anfangsphoton zur Verfügung zu stellen. Da die sehr weiche Bremsstrahlung, die bei 90° ausgestrahlt wird, einen Impuls hat, empfängt die initial übertragene Welle einen extrem geringfügigen Rückstoß, um das Gesetz der Erhaltung der transversalen Impulskomponenten zufrieden zustellen. Infolgedessen wird die übertragene Strahlung sehr wenig von der Einfallrichtung abweichen. Von geometrischen Erwägungen und aus Gleichung [12] kann man das sehen:

$$\theta_1 \approx R. \quad [20]$$

Um die Geringfügigkeit von  $\theta_1$  zu veranschaulichen, wollen wir ihn aus [12] und aus [20] für  $T=20\,000\text{ K}$  berechnen. Wir finden:

$$\theta_n \approx 2 \times 10^{-6} \text{ radian.} \quad [21]$$

Für die Photonen, die eine sehr große Zahl von gelegentlichen Zusammenstößen (*d.h.*  $n \gg 10^{12}$  Zusammenstöße) machen, wird eine größere (aber noch extrem kleine) Rotverschiebung erwartet. Die Verbreiterung des Abbildes einer Lichtquelle muss eine effektive statistische Breite haben, die, abhängig von der Richtung, vorgegeben wird:

$$\theta_n \approx \theta_1 n^{(1/2)}. \quad [22]$$

Infolgedessen,

$$\theta_n \approx 2 \times 10^{-6} \text{ radian.} \quad [23]$$

Solch eine gelegentliche Verbreiterung würde einen Punkt mit einem großen Teleskop etwas flockig aussehen lassen, in der Größenordnung wie bei einigen Quasaren beobachtet.

### 3,3 Linien-Verbreiterung

Wir wollen auch kurz besprechen, wie mehrfache Übertragungswechselwirkungen Absorptionslinien breiter und flockiger machen können. Es ist bekannt, dass die Rotverschiebung zur Zahl der Zusammenstöße  $n$  proportional ist, aber nicht alle Photonen haben statistisch die gleiche Zahl Zusammenstöße durchgemacht. So verbreitert die statistische Streuung in der Zahl der Zusammenstöße die Absorptionslinien der sehr stark rot verschobenen Objekte, die schwarze Körperstrahlung ausstrahlen. Solche Beobachtungen wurden durch Hewitt und Burbidge (6) berichtet, die über die quasi-stellaren Objekte berichteten, die mit sehr breiten Absorptionsstrukturen entdeckt wurden.

### 3,4 Rotverschiebung auf der Sonne

Lassen Sie uns die Oberfläche unserer Sonne betrachten. Wenn man ihre Photosphäre in der Mitte der Scheibe beobachtet, kreuzt das uns auf der Erde erreichende Licht viel weniger Gas von der

Sonnenoberfläche als wenn Licht vom Rand kommt und tangential über die Oberfläche reisend uns erreicht. Deshalb sollte entsprechend der Theorie, die oben beschrieben wurde, eine größere Rotverschiebung nahe dem Rand zu beobachten sein.

Solch eine Rotverschiebung nahe dem Rand ist seit ungefähr 80 Jahre (7-12) bekannt und ist durch mindestens 50 unabhängige Papiere bestätigt worden. Sie hat nie eine klare Erklärung erhalten. Wir haben berechnet, dass diese Rotverschiebung quantitativ mit den theoretischen Vorhersagen übereinstimmt, die oben erklärt wurden und die die Temperatur der Sonne und die Menge des Gases über ihrer Oberfläche berücksichtigt. Weitere Einzelheiten zu dieser Arbeit werden an anderer Stelle veröffentlicht.

### **3,5 Doppelsterne**

Da es schwierig ist, eine Doppler-Rotverschiebung von der neuen Rotverschiebung zu unterscheiden, die oben beschrieben wurde, muss man nach speziellen Umständen suchen, in denen die Doppler-Komponente des Phänomens eindeutig identifiziert werden kann. Ein idealer Fall wird in den Doppelsternen gesehen. Die Himmelsmechanik zeigt, dass Spektrallinien von den Komponenten der Doppelsterne um eine zentrale Position oszillieren müssen, da die durchschnittliche Radialgeschwindigkeit der Sterne die selbe sein muss. Beobachtungen von (9) und (13) zeigen, dass das nicht so ist. Heiße Sterne (O-Sterne) zeigen eine größere Rotverschiebung als die kühleren (A und B) Sterne (9), (13) Wenn man die Theorie anwendet, die oben angegeben wird, sieht man, dass die Extrarotverschiebung, die im Hochtemperaturstern beobachtet wird, genau mit dem Wert übereinstimmt, der von solch einem Stern abgeleitet wird, wenn die Temperatur und die Menge des Gases auf seiner Oberfläche berücksichtigt wird. Dieses ist eine andere Bestätigung der oben genannten Theorie.

### **3,6 Der K-Term**

Es ist bekannt, dass heiße Sterne in der Nachbarschaft der Sonne sich von uns in alle Richtungen entfernen, während kühlerer Sterne das nicht tun. Dieses Phänomen ist K-Effekt genannt worden. (9) (14). Die offensichtliche Fluchtgeschwindigkeit ist für heißere Sterne (14) größer. Wir haben berechnet, dass dieser Effekt mit der neuen Rotverschiebungs-Theorie, die oben beschrieben wurde, übereinstimmt, wenn die Menge des Gases auf der Oberfläche des Sternes und die Oberflächentemperatur bekannt sind.

### **3,7 Direkte Entdeckung der Bremsstrahlung**

Wenn sichtbares Licht durch Gase reist, so beschrieb der obige Mechanismus, führt das zu einem Energieverlust, der als Bremsstrahlung mit Wellenlängen von mehrere hundert Meter oder sogar Kilometern in Erscheinung tritt. Grote Reber (15) hat mit seinem Hectometerteleskop Strahlung vom Himmel in diesem Wellenlängenbereich beobachtet. Er ist in der Lage gewesen, die Karte des südlichen Himmels (15) bei 144 Metern Wellenlänge zu messen und erhält jetzt Daten für eine Karte des Nordhimmels. Diese Strahlung stimmt mit der überein, die vom Mechanismus erwartet wird, der oben beschrieben wurde.

### **3,8 Unterschiedliche Rotverschiebung in Absorption und in Emission**

Es ist gezeigt worden [Gleichung 12], dass die Strahlung, die entsprechend Plancks Gesetz ausgestrahlt wird, rot verschoben wird, wenn sie in die Vorwärtsrichtung durch ein einwirkendes Gas übertragen wird. Emissionslinien, die notwendigerweise eine viel längere Kohärenz-Zeit als die Strahlung des schwarzen Körpers haben, werden auch in den Spektren einiger Galaxien oder Quasare beobachtet. Ihre Kohärenz-Zeit  $Dt$  ist im Allgemeinen viel länger als die der schwarzen Körperstrahlung. Infolgedessen zeigen die Emissionslinien wegen des Phänomens, das oben beschrieben wurde, eine andere Rotverschiebung als die schwarze Körperstrahlung.

Dieses stimmt sehr gut mit der Tatsache überein, dass die beobachteten Rotverschiebungen in Absorption zu denen verschieden sind, die in der Emission für alle 109 quasi-stellaren Objekte beobachtet werden, für die Absorption und Emissionslinien (des gleichen Gegenstandes) (6) gemessen worden sind. Es wird beobachtet, dass die Rotverschiebung in der Absorption immer größer als die in der Emission ist.

### 3,9 Paare von Quasaren und multiple Absorptions-Rotverschiebung

Walsh, Carswell und Weymann (16) haben vor kurzem über die Entdeckung eines nahen Quasar-Paares berichtet, welche die gleiche Absorptionsrotverschiebung haben. Sie argumentieren, dass dieses extrem unwahrscheinlich sei. Jedoch entsprechend dem vorgestellten Modell muss eine doppelte Quelle, die innerhalb oder hinter dem gleichen sehr starken und dichten Nebelfleck liegt, eine ähnliche Rotverschiebung zeigen.

Oke (17) hat vor kurzem berichtet, dass „sich überraschend“ die Zahl der Quasaren erhöht, sowie sich die Rotverschiebung erhöht. Den Mechanismus der Rotverschiebung annehmend, der oben beschrieben wurde, ist es klar, dass ein Gegenstand, der von einer extrem große Menge Gas umgeben wird, eine starke Rotverschiebung anzeigt und automatisch interpretiert wird, als sei er in einem großen Abstand. Dieses könnte den offensichtlichen Mangel an Quasaren in kurzen Abständen erklären.

Es wird auch von Oke (17) angegeben, dass in einigen Fällen verschiedene rot verschobene Absorptionslinien beobachtet werden, die auf dem Spektrum von ein und dem selben Stern überlagert sind. Quasar 0424-131 zeigt laut (6) so viel wie 18 verschiedene Rotverschiebungen in dem gleichen Spektrum. Wir können nicht ignorieren, dass 18 Sterne mit verschiedenen Temperaturen und durch die selbe Menge des Gases umgeben solch einen ähnlichen Effekt erzeugen würden. Das gleiche Phänomen kann den gut-beobachteten Wald von  $H_{\alpha}$ -Spektral-Linien auch erklären.

### 3,10 Auswirkungen auf das Big-Bang-Modell

In Abschnitt 3,1 sieht man, dass eine durchschnittliche Konzentration von ungefähr 100 Partikel pro  $\text{cm}^3$  von einem Gases genügen, um eine Rotverschiebung zu erzeugen, die vom Effekt aus der Doppler-Verschiebung resultierend, nicht unterscheidbar sein würde, die der Expansion des Universums zugeschrieben wurde. Solch eine durchschnittliche Konzentration des intergalaktischen Gases ist größer als normalerweise angenommen, obgleich von einer fast ähnliche Konzentration ( $10^3 \text{ cm}^{-3}$ ) des Gases vor kurzem in einigen intergalaktischen Wolken in (18) berichtet worden ist. Jedoch kommt die angenommene Dichte aus der Hypothese einer Doppler-Interpretation unter Verwendung Einsteins Relativitätstheorie heraus. Solch eine Berechnung der Dichte der Materie im Raum ist hier irrelevant, da sie auf der Doppler-Interpretation der Rotverschiebung basiert, während die Ergebnisse, die hier erzielt werden, auf Energieverlusten infolge Wechselwirkung der Strahlung mit dem interstellaren Gase basieren, was eine Nicht-Doppler Interpretation ist. Deshalb ist die Dichte, die berechnet wird, fehlerhaft, wenn das Universum sich nicht ausdehnt, so wie es zu sein scheint.

Die tatsächliche Dichte der beobachteten Gase führen zu höhere Dichten als vorausgesagt. Mittlere Konzentrationen in der Größenordnung von einem Partikel pro  $\text{cm}^{-3}$  sind in den Galaxien gemessen worden. Infolgedessen würde die Strahlung, die einen Weg über dem Durchmesser einer Galaxie hat und durch solch eine große Dichte des Gases reist, eine messbare spektrale Rotverschiebung durchmachen. Außerdem haben Scoville und Sanders (19) enorme molekulare Wolken mit Massen bis zu  $10^6$  Sonnenmassen und bis zu Durchmessern von 80 Parsek gemessen, die eine Dichte von 200 Wasserstoffmolekülen  $\text{cm}^{-3}$  hatten. Die Menge des entdeckten Gases innerhalb und außerhalb von Galaxien wird in zunehmendem Maße wichtig. Sollten wir neue Entdeckungen erwarten können? Ist das die fehlende Masse, die Galaxien stabilisieren würde? Durch die zunehmende Rate von Entdeckungen von Gasen im Raum sieht es nicht unwahrscheinlich aus, dass ein bestimmter Lichtweg sein Licht genügend oft in der Vorwärtsrichtung wechselwirkt, um eine wichtige atomare oder molekulare Rotverschiebung zu erzeugen.

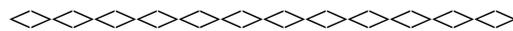
Wenn sich jedoch die Rotverschiebung, erhalten aus Messungen der Absorptionslinien, unterscheidet von der, die von den Emissionslinien erhalten wird, wie es zu sein scheint nach den Ergebnissen, die von Hewitt und Burbidge (6) und von Arp und Sulentic (20) gemeldet werden, muss daraus geschlossen werden, dass dieses eine weitere Übereinstimmung mit diesem Papier ist. Viele andere interessanten Beobachtungen (21) sollten betrachtet werden, um neue Beweise für das neue Modell zu finden, die zu einer neuen Interpretation der Rotverschiebung führen. Das ist mit der Beobachtung im Einklang, dass großräumige Strukturen des Universums immer größer werden(22), so dass „... **Theoretiker von keinem Weg gehört haben, wie solch ein Monster in der Zeit, die seit dem Big-Bang vergangen ist, hätte kondensieren können...**“ (22). Diese neue Nicht-Doppler

Rotverschiebung öffnet einen neuen Forschungsbereich bezüglich Bremsstrahlung.

## 4. Laborüberprüfung solch einer Rotverschiebung.

Es könnten einige Laborexperimente betrachtet werden, um tatsächliche Rotverschiebungen in Gasen zu prüfen. Könnten aber in einem Labor die notwendigen Bedingungen für Rotverschiebungen erzeugt werden, um dieses Phänomen zu demonstrieren? Könnte dieses Phänomen gemessen werden, wenn Strahlung Luft mit atmosphärischem Druck durchquert? Es ist allgemein bekannt, dass Laserlicht über große Abstände in Luft sehr leistungsfähig geprüft werden kann, um Mikro-Rotverschiebungen zu ermitteln. Wir haben gesehen, dass eine bedeutendere Rotverschiebung produziert wird, wenn die Kohärenz-Länge kurz ist. Deshalb ist die lange Kohärenz-Zeit, die eine grundlegende Eigenschaft der Laser ist, für Messung von Rotverschiebungen in Gasen besonders ungeeignet. Deshalb ist solch ein Test unbrauchbar, weil die Kohärenz-Zeit von Laserstrahlung viel zu lang ist.

Obgleich schmale Absorptionslinien genau zu messen schwieriger ist, würde es möglicherweise helfen, dieses Problem zu lösen. Jedoch zeigen weitere Erwägungen, dass sie nicht viel Hoffnung zu geben scheinen, eine positive Messung anzubieten, wenn sie durch lange Abstände in einer Luft übertragen werden. Da der durchschnittliche Abstand zwischen Molekülen bei atmosphärischem Druck viel kleiner als die Kohärenz-Länge von der verwendeten Strahlung ist, wird das elektromagnetische Feld in der Phase auf viele Moleküle angewendet. Deshalb wird der Photonenimpuls gleichzeitig auf die Gesamtmasse der Moleküle verteilt. Ein ähnliches Phänomen wird von Feynmann, Leighton und Sande (23) für die Thompson-Streuen des Lichtes in einer Luft erklärt. Dieses Phänomen deckt sich auch mit einer Beschreibung des Mössbauer-Effekts bei niedriger Temperatur, in dem die Atome in die Phase zurückdrängen. Infolgedessen ist die Bremsstrahlung, die in einem Gas unter Hochdruck produziert wird, extrem klein, weil die Strahlung gleichzeitig viele Elektronen in der Phase innerhalb der Kohärenz-Länge der Strahlung beschleunigt. Deshalb strahlt die vereinte Masse aller Elektronen viel weniger Bremsstrahlung aus. Solch ein Experiment würde unter niedrigerem Druck als dem atmosphärischem erfolgen müssen, aber die Weglänge würde entsprechend lang sein müssen, um ein nachweisbares Signal zu erzeugen.



## Anhang A:

### Kohärenz-Zeit oder Impuls-Dauer der Schwarzkörper-Strahlung.

Es gibt einige Methoden der Berechnung der Kohärenz-Zeit von elektromagnetischer Strahlung. Ob die elektromagnetische Strahlung von einem angeregten Zustand kommt, der eine Lebensdauer von  $10^{-8}$  s hat oder ob sie eine breite Planck-Verteilung hat, besitzt die ausgestrahlte Energie eine Kohärenz-Zeit, die mittels einer Fourier-Analyse ihres Emissionsspektrums (siehe M. Françon and S. Slansky(24)) berechnet werden kann. Die Impulsform der Welle, die durch einen Schwarzen Körper ausgestrahlt wird, wird durch die inverse Fourier-Transformation  $f(t)$  der Planck-Funktion gegeben. Das Planck-Spektrum, gegeben als die Amplitudendichte  $\delta A(\nu)$  ausgestrahlt pro Flächeneinheit, ist als Funktion des Frequenz  $\nu$  gegeben zu:

$$\delta A(\nu) = \sqrt{\frac{8\pi h \nu^3}{c^3 (e^{\beta \nu} - 1)}} \partial \nu, \quad [A1]$$

wo  $\beta = h/(kT)$ ;

$k$  = Boltzmann Konstante;

$T$  = Kelvin Temperatur sind.

Ein Impuls des Planck-Spektrums  $F(\nu) = \delta A(\nu)$  hat eine Amplitude  $f(t)$  als Funktion der Zeit  $t$

gegeben durch:

$$f(t) = \sqrt{\frac{8\pi h}{c^3}} \int_0^\infty \sqrt{\frac{\nu^3 (e^{i2\pi\nu\tau})}{e^{\beta\nu} - 1}} \delta\nu \quad [A2]$$

Betrachtet man nur den Realteil von [A2] erhält man:

$$f(t) = \sqrt{\frac{8\pi h}{c^3}} \int_0^\infty \sqrt{\frac{\nu^3 \cos(2\pi\nu\tau)}{e^{\beta\nu} - 1}} \delta\nu. \quad [A3]$$

Nur der Realteil enthält die Energie. Der Imaginärteil enthält das Phasen-Verhältnis. Es kann gezeigt werden, dass das Integral von [A3] ungefähr gleich

$$f(t) = J + P, \quad [A4]$$

ist, wo  $J = -24\pi h (c^3 t^4)$  und  $P = [8\pi^5 h / (c^3 \beta^4)] [\operatorname{csch}^2(2\pi^2 t / \beta)] [2 + 3 \operatorname{csch}^2(2\pi^2 t / \beta)]$ ;  
Die Grenze  $f(t)$  für  $t=0$  ist:

$$F(0) = \frac{8\pi^5 h}{15 c^3 \beta^4} \quad (\text{joule } m^{-3}). \quad [A5]$$

Die umgekehrte Fourier-Transformation [A4] kann in eine normalisierte Form geschrieben werden, die eine Amplitude von 1 am Ursprung hat, indem man das Verhältnis R so nimmt, dass:

$$R = \frac{f(t)}{f(0)} \quad [A6]$$

Um die Eigenschaften dieser Funktion zu bestimmen, wollen wir die Variablen:

$$W = \frac{2\pi^2 k}{h} \quad \text{und} \quad Z = t T. \quad [A7]$$

verwenden. Die normalisierte Fourier-Transformation R wird:

$$R = -\frac{45(2\pi)^4}{Z^4 W^4} + 15 [\operatorname{csch}^2(WZ)] [2 + 3 \operatorname{csch}^2(WZ)]. \quad [A8]$$

Gleichung [A8] ist eine analytische Funktion, die einen ausgezeichneten Näherungswert darstellt. Sie gibt eine Beschreibung des Phänomens der Nicht-Doppler-Rotverschiebung(25). Ein sehr genaues Ergebnis (das ziemlich ähnlich ist), kann unter Verwendung der numerischen Fourier-Transformation erzielt werden. Die Planck-Funktion wird grafisch dargestellt, während Kurve A in Abbildung 1 und in seiner numerischen umgekehrten Fourier-Transformation in Amplitude als Kurve B und in der Energie als Kurve C grafisch dargestellt wird. Von dieser numerischen umgekehrten Fourier-Transformation findet man, dass die Impulsbreite ( $\Delta t$ ) auf der halben Höhe (in der Energie) für Planck-Spektren ist:

$$\Delta\tau = \frac{C_1}{T}, \quad \text{A9}$$

wo  $C_1 = 2.183 \times 10^{-12}$

Die wahrscheinlichste Frequenz  $\nu_{\max}$  ausgestrahlt in Plancks Spektrum ist:

$$\nu_{\max} = C_2 T \quad \text{A10}$$

wo  $C_2 = 5.88 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}\text{K}^{-1}$

Das Zeitintervall  $\Delta t$ , das in [A9] beschrieben wird, ist charakteristisch für die Dauer des Wellenpakets, das durch den Schwarzen Körper bei einer gegebenen Temperatur  $T$  ausgestrahlt wird und deshalb wird es hauptsächlich durch den ausgestrahlte Teil  $\nu_{\max}$  der wahrscheinlichsten Frequenz beeinflusst. Infolgedessen wird die effektive Impulsdauer der wichtigsten Frequenzkomponente  $\nu_{\max}$  betrachtet als die effektive Impulsdauer, die oben für  $\nu_{\max}$  berechnet wurde. Diese Impulsdauer ist umgekehrt proportional zur Temperatur der ausstrahlenden Oberfläche, wie wir in [A10] gesehen haben.

Wir möchten auch zeigen, dass innerhalb eines Spektrums bei einer gegebenen Temperatur Plancks Quantenpostulat zu verschiedenen Werten der Impulsdauer führt, abhängig von der betrachteten Wellenlänge. Entsprechend Planck ist das Spektrum eines Schwarzen Körpers aus einer begrenzten Anzahl von Frequenzen (26) zusammengesetzt, resultierend aus den stehenden Wellen, die von einem Hohlraum ausgestrahlt werden. Diese Frequenzen sind durch den Ausdruck gegeben:

$$\nu = \frac{c n}{2 a} \quad \text{[A11]}$$

wo  $a$  = Länge des Hohlraumes und  $n = 1, 2, 3, 4, \dots$  sind.

Als Folge der begrenzten Zahl von Frequenzen, muss Plancks Spektrum als Summe getrennter Frequenzen dargestellt werden. Alle diese Frequenzkomponenten müssen kohärent sein und das Signal darf während des vollen Zeitintervalls der Emission nicht unterbrochen werden, da es notwendig ist, das Plancks Spektrum genau zu reproduzieren.

Wir wollen zwei unabhängige Emittoren elektromagnetischer Strahlung bei unterschiedlichen Frequenzen  $\nu_1$  und bei  $\nu_2$  betrachten. Diese Emittoren erzeugen eine ununterbrochene Welle mit der gleichen Amplitude (deshalb die gleiche Energie) während des gleichen Zeitabschnitts. Jede elektromagnetische Welle kreuzt Gasatome mit einer Resonanz-Absorptionslinie, die bei der gleichen Frequenz wie die der Welle liegt. Der Absorptionsmechanismus ist so, dass die elektromagnetische Strahlung absorbiert wird, wenn sie auf ein Atom einwirkt. Das ist eine Konsequenz der Quantelung der Atomzustände. Die Zeit  $\Delta\tau$  der Interaktion der Welle ist die, die erforderlich ist, um genügend Energie anzusammeln, um das Atom anzuregen. Schließlich ist die Energie des Lichtstrahls von dem Gas absorbiert. Man findet, dass das Produkt des Zeit  $\Delta t$ , während der die Welle unterbrochen wird (welche die Interaktionszeit ist), mal Anzahl der angeregten Atome pro Sekunde festsetzt gleich der Zeiteinheit sek ist.

$$\Delta\tau_1 N_1 = \Delta\tau_2 N_2 = 1, \quad \text{[A12]}$$

Wo  $\Delta\tau_1$  = Zeit der Unterbrechung der Welle wegen der Absorption durch  $N_1$  Atome ist;

$\Delta\tau_2$  = Zeit der Unterbrechung der Welle wegen der Absorption durch  $N_2$  Atome ist;

$N_1$  = Zahl der Atome des Gases 1;

$N_2$  = Zahl der Atome von Gas 2.

Nach dem Gesetz der Energieerhaltung gilt:

$$\text{Energy} = N_1 h\nu_1 = N_2 h\nu_2. \quad [\text{A13}]$$

Die Kombination von [A12] mit [A13] ergibt:

$$\Delta\tau_1 = C_3 h\nu_1, \quad [\text{A14}]$$

Wo  $C_3 = (\Delta\tau_2)/(h\nu_2)$  eine Konstante für einen gegebenen experimentellen Zustand ist.

Gleichung [A14] zeigt, dass innerhalb eines gegebenen Spektrums der Strahlung eines Körpers die effektive Wellendauer  $\Delta\tau$  zu ihrer Frequenz  $\nu$  proportional ist.

Es bleibt, [A9] und [A14] zu kombinieren. Wir wollen [A14] überprüfen. Für  $\nu = \nu_{\max}$  finden wir

$$\Delta\tau(\nu_{\max}) = C_3 h\nu_{\max} = \frac{C_1}{T}; \quad [\text{A15}]$$

Deshalb ist

$$C_3 = \frac{C_1}{Th\nu_{\max}}. \quad [\text{A16}]$$

und Gleichung [A10] gibt in [A16]

$$C_3 = \frac{C_1}{hC_2 T^2}. \quad [\text{A17}]$$

Das in [A14] eingesetzt, liefert:

$$\Delta\tau = C_3 h\nu = \frac{C_1 h\nu}{hC_2 T^2} = \frac{C_4}{T^2} \nu, \quad [\text{A18}]$$

wo  $C_4 = C_1/C_2 = 3.71 \times 10^{-23} \text{ s}^2\text{K}^2$ .

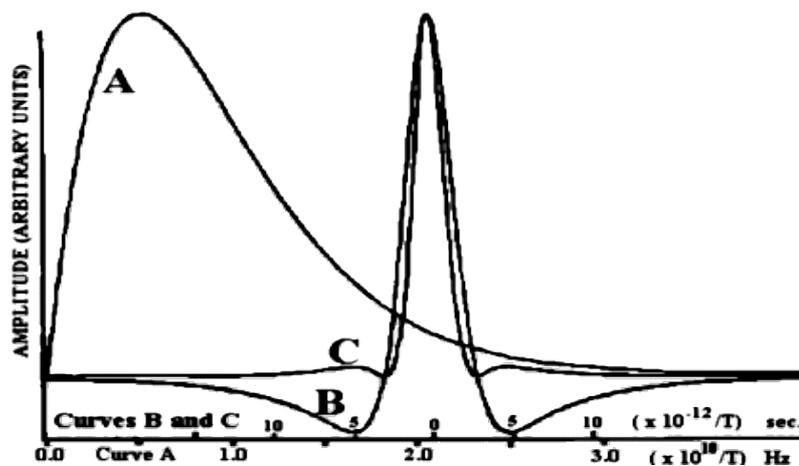


Abbildung 1: Kurve A ist die Amplitude der Schwarzkörperstrahlung (Planck-Funktion) als Funktion der Frequenz  $\nu$  bei der Temperatur  $T$ .  
 Kurve B zeigt die Amplitude der umgekehrten Fourier-Transformation von A als Funktion der Zeit  $t$ . Die Skala kann für jede beliebige Temperatur  $T$  angepasst werden  
 Kurve C ist das Quadrat von B. Sie gibt die Energie bei jeder beliebigen Temperatur  $T$  als Funktion der Zeit  $t$  wieder.

Man muss schließlich daran erinnern, dass diese Schlussfolgerungen direkt von der Tatsache abhängen, dass das Spektrum aus diskreten Werten erzeugt wird, die dem Planckschen Quantenpostulat folgen, das in [A11] beschrieben ist. Infolgedessen gibt [A18] die Beziehung zwischen der Kohärenz-Zeit  $\Delta\tau$  für jede beliebige Frequenz  $\nu$  im Falle der Schwarzkörperstrahlung wieder.



## Anhang B: Relevanter Wirkungsquerschnitt des Wasserstoffs.

Wir wollen den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  berechnen, für den die einfallende Welle ihre Energie dem Atom durch Polarisation abgibt und davon abgeleitet den Mechanismus der Übertragung der Strahlung durch Gase. Dieser Querschnitt wird unter Verwendung der gleichen Erwägungen wie für die Berechnung der Dielektrizitätskonstante der Gase erhalten.

Wir wollen den Wasserstoff bei einem extremen Niederdruck betrachten, der im Weltraum vorherrscht. Wenn die Strahlung nur einen Zusammenstoß pro Woche durchmacht, ist es völlig unangemessen anzunehmen, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit einfach etwas kleiner als  $c$  sei. In diesem Fall ist es offensichtlich, dass der Brechungsindex während sechs von sieben Tagen und auch 23 von 24 Stunden und so weiter während der letzten Minute, Sekunde und ihres Bruchteils des außergewöhnlichen Tages genau eins ist, bis man ein ganz kleines Zeitintervall der Wechselwirkung zwischen Absorption der Strahlung und ihrer Reemission erreichen muss.

Zwischen Absorption und Reemission müssen die Atome die absorbierte Energie und den Impuls dann kurzzeitig behalten. Dieser Mechanismus führt zu identischen Zeiten der Ausbreitung, egal ob man eine Änderung des Brechungsindex oder individuelle Zusammenstöße mit verzögerter Energie-Reemission betrachtet. Deshalb gibt es zweifellos eine Verzögerung während der Interaktion des Photons mit dem Partikel. Das letztere Modell ist jedoch näher an der atomaren Natur der Materie.

Es ist bekannt, dass der Brechungsindex  $n$  eines transparenten Mediums das Verhältnis:

$$n = \frac{c}{v_p}, \quad [B1]$$

ist, wo  $v_p$  = die Phasengeschwindigkeit der Strahlung im Medium ist.

Man weiß auch, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Energie der Gruppengeschwindigkeit  $v_g$  entspricht. Um die Parameter hervorheben zu können, die in die Bewertung des Wirkungsquerschnitts  $\sigma$  mit einbezogen werden, wollen wir die Gruppengeschwindigkeit des Lichtes im atomaren Wasserstoff unter Verwendung einer Methode berechnen, die der von Feynmann, Leighton und Sande (23) vorgeschlagenen entspricht, um die Dielektrizitätskonstanten der Gase zu studieren, die ähnlich von ihrer Polarisierbarkeit abhängen.

Es ist allgemein bekannt (23), dass der Brechungsindex für sichtbares Licht im Wasserstoff:

$$n = 1 + \frac{a}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad [B2]$$

ist, wo  $a = Ne^2/(2\epsilon_0 m_0)$ ;

$\omega_0$  = Winkelgeschwindigkeit eines Resonanzelektrons im Wasserstoff;

$\omega$  = Winkelgeschwindigkeit der ankommenden Strahlung;

$N$  = Zahl der Atome pro  $m^3$ .

Da wir wissen, dass die Energie mit einer Geschwindigkeit übertragen wird, die der Gruppengeschwindigkeit  $v_g$  gleich ist, kann unter Verwendung der Feynmann Methode (23) gezeigt werden, dass

$$v_g = \frac{c}{1 + 8\pi N r_0^3}, \quad [B3]$$

ist.

Alle Details findet man unter (23) und (25). Aus quantenmechanischen Erwägungen gibt es eine verhältnismäßig geringe Korrektur wegen der Polarisierbarkeit des Wasserstoffs. Es ist bekannt, dass der Koeffizient 8 in der Gleichung [B3] durch 9 ersetzt werden muss und das ergibt:

$$v_g = \frac{c}{1 + 9\pi N r_0^3}. \quad [B4]$$

Da [B4] nur im Energiebereich  $\omega_0^2 \gg \omega^2$  gültig ist, wollen wir überprüfen, ob diese Näherung im Energiebereich gültig ist, der durch das übliche Spektrum des Schwarzen Körpers gegeben ist. Wir wollen den durch [B4] vorausgesagten Brechungsindex  $n$  des Wasserstoffs mit experimentellen Daten vergleichen. Bei atmosphärischem Druck haben wir gefunden, dass [B4] für  $n = 1,00012$  liefert. Der beste experimentell verfügbare Wert ist der des Moleküls  $H_2$ , der ungefähr gleich dem des atomaren Wasserstoffs ist. In  $H_2$  ist der gemessene Wert  $n = 1,00013$  für sichtbares Licht. Das stimmt ausgezeichnetes mit Gleichung [B4] überein, die folglich für die sichtbaren und längeren Wellenlängen gültig ist.

In der hier abgeleiteten Gleichung [B4] ist hervorzuheben, dass die dem Nenner hinzugefügte Quantität  $9\pi r_0^3$ , das Maß eines Volumens hat. Das Gesamtvolumen ist direkt proportional zur Dichte der Atome  $N$ , die auf dem Strahlenweg liegen. Infolgedessen benimmt sich Strahlung, als ob jedes Atom ein zusätzliches  $9\pi r_0^3$  des virtuellen Volumens zum Lichtweg hinzufügt.

Deshalb zeigt Gleichung [B4], dass die Zeit, die die elektromagnetische Strahlung benötigt, um eine bestimmte Distanz innerhalb eines Volumens mit  $N$  Atome pro Kubikmeter zu überwinden, gleich der Zeit ist, die das Licht im Vakuum benötigen würde, wenn es das gleiche Volumen plus je ein virtuelles Volumen  $V_v$  pro Partikel durchqueren müsste, welches gleich ist:

$$V_v = 9\pi r_0^3. \quad [B5]$$

Dieses letzte Ergebnis könnte bequem verwendet werden, um die Hypothese der Absorption und Reemission der Strahlung zu stützen (wie schon vorgeschlagen), da das virtuelle Gesamtvolumen zur Zahl der Atome mal dem virtuellen Volumen pro Atom  $V_v$  proportional ist.

Da die Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Elektrons um ein Wasserstoffatom im Grundzustand kugelsymmetrisch ist, wollen wir den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_H$  für den Wasserstoff berechnen, der einen virtuellen Radius  $r_v$  und ein virtuelles Volumen  $V_v$  hat. Wir erhalten:

$$V_v = \frac{4\pi}{3} r_v^3 = 9\pi r_0^3 \quad [B6]$$

und da

$$\sigma_H = \pi r_v^2, \quad [B7]$$

ist, ergeben Gleichungen [B6] und [B7] den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_H$  für Wasserstoff. Infolgedessen ist:

$$\sigma_H = \frac{9\pi}{2^{4/3}} r_0^2 = 3.14 \times 10^{-20} \text{ m}^2. \quad [B8]$$

Gleichung [B4], die zu [B8] führt, zeigt, dass innerhalb eines Näherungswertes, der verwendet wird, um [B4] zu erhalten,  $\sigma_H$  unabhängig von der Wellenlänge ist. Dieses Ergebnis ist nicht verwunderlich und ist früher (23) in vergleichbaren Fällen für die Dielektrizitätskonstante der Gase erzielt worden. Das vorausgesagte Ergebnis, das zu einem konstanten virtuellen Volumen verschieden von Null führt, wenn  $w \rightarrow 0$  geht, ist experimentell bestätigt worden, da die Dielektrizitätskonstanten der Gase größer als die des Vakuums sind ( $k=1$ ), selbst wenn  $w$  verschwindend klein wird.

Es zeigt sich, dass das virtuelle Volumen eine Funktion der Polarisierbarkeit des Atoms ist. Man darf nicht überrascht sein, dass dieser Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  hier begrenzt bleibt und  $\sigma \neq 0$ , wenn  $v \rightarrow 0$  geht. Dieser Wirkungsquerschnitt ist selbstverständlich von dem Streuquerschnitt, der bei der Thomson-Streuung verwendet wird, völlig verschieden. Das hängt mit dem Brechungsindex zusammen, für den Licht sich in geraden Linien ausbreitet.

Schließlich kann für den Fall von einem einzelnen freien Elektron der Thomson-Streuquerschnitt betrachtet werden. Er ist mit  $\sigma = 6.65 \times 10^{-29} \text{ m}^2$  ungefähr neun Größenordnungen kleiner als der, der oben für das Wasserstoffatom errechnet wurde und infolgedessen ist er von keinem praktischen Interesse in diesem Papier.

## **Neue Bestätigung und stützender Beweis.**

Verschiedene neue Aufsätze mit experimentellen Beweisen, die den Energieverlust der Photonen wegen Spuren von Wasserstoff im Raum stützen, sind vor kurzem veröffentlicht worden. Zum Beispiel **erklärt ein Papier betitelt: *The Cosmological Constant and the Red Shift of Quasars* (27), die Konsequenzen einer Rotverschiebung infolge von Spuren von Wasserstoff im Weltraum.**

**Außerdem zeigt ein anderes Papier betitelt: *Non-Doppler Redshift of Some Galactic Object*" (28),** dass der Unterschied der Rotverschiebung zwischen den Komponenten von Doppelsternsystemen nur durch den Unterschied der Temperatur erklärt werden kann, wofür die Änderung der Kohärenz der Schwarzkörperstrahlung verantwortlich sei, wie oben erklärt wurde. Außerdem zeigt das gleiche Papier, dass der K-Effekt und andere astronomische Beobachtungen verlangen, dass Photonen beim Bewegen durch Spuren von Wasserstoffgas rot verschoben werden. Auch die Sonnenatmosphäre zeigt eine Rotverschiebung, die als Funktion des Radialabstands schwankt, wie von der Erde aus beobachtet werden kann. Das wird im Papier (29): „*Redshift of Spectral Lines in the Sun's Chromosphere*“ erklärt. Diese Rotverschiebung blieb solange unerklärlich, bis verstanden wurde, dass der Wasserstoff in der Sonnenatmosphäre genau die richtige Konzentration hat, um diese Rotverschiebung zu erklären (wie oben erklärt). Schließlich sind viele weitere Beschreibungen dieses Phänomens (30) dargestellt worden.



=====  
Hintere Abdeckung des Buches (im Juni 1981 gedruckt)  
**Eine neue Nicht-Doppler Rotverschiebung.**

Es gibt jetzt 109 QSO, für die die Rotverschiebungswerte  $Z$  unabhängig in Emission sowie in Absorption bestimmt worden sind. In allen 109 Fällen ist die Rotverschiebung in Emission zu der in Absorption verschieden (für ein und das gleiche Objekt).

Das ist offenbar zur Doppler-Hypothese konträr. Viele weitere Beobachtungen führen zu Ergebnisse, die mit der Interpretation unvereinbar sind, dass die Rotverschiebung an den relativen Geschwindigkeiten

liegen.

Dieses Buch stellt dar, dass die Berücksichtigung der Impulsänderung der Elektronen der Gasmoleküle, die Licht im Raum streuen, zur Bremsstrahlung und zu einer etwas unelastischen Vorwärtszerstreuung führt.

Das ist die erste Nicht-Doppler Rotverschiebungstheorie, die kombiniert mit dem üblichen Doppler-Phänomen, durchweg alle Spektralverschiebungen erklären könnte, die in der Astronomie beobachtet wurden.

## Literaturhinweise.

1. I. F. Boekelheide, Ph. D. Thesis, State University of Iowa, June 1952.
2. P. E. Cavanaugh, Phys. Rev. **87**, 1131, 1952.
3. J. M. Jauch and F. Rohrlich, *The Theory of Photons and Electrons*, Addison-Wesley, Cambridge, Mass, 1955.
4. L. I. Schiff, *Quantum Mechanics*, 2<sup>nd</sup> ed. p.417. McGraw-Hill, 1955.
5. G. Field, H. Arp, and J. N. Bahcall, *The Redshift Controversy*, W. A. Benjamin, Inc., Reading, Mass, 1973.
6. A. Hewitt and G. Burbidge, *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **43**, 57, 1980.
7. J. Halm, *Astron. Nachr.* **173**, 273, 1907.
8. W. S. Adams, *Ap. J.* **31**, 30, 1910.
9. E. Finley-Freundlich, *Phil. Mag.* **7**, 303, 1954.
10. L. A. Higgs, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **121**, 167, 1960.
11. F. Cavallini, G. Ceppatelli, and A. Righini, *Astron. Astrophys.* **143**, 116, 1985.
12. E. Schatzman and C. Magnan, *Astron. Astrophys.* **38**, 373, 1975.
13. L. V. Kuhi, J. C. Peker, and J. P. Vigier, *Astron. Astrophys.* **32**, 111, 1974.
14. C. W. Allen, *Astrophysical Quantities*, 3<sup>rd</sup> ed. The Atlone Press, p.253, 1973.
15. G. Reber, *Endless, Boundless, Stable Universe*, University of Tasmania, Australia, Occasional paper No: 9, 1977.
16. D. Walsh, R. F. Carswell, and R. J. Weymann, *Sky & Telescope* **58**, 427, 1979.
17. J. B. Oke, *Sky & Telescope*, **58**, 508, 1979.
18. W. L. Sargent, P. J. Young, A. Boksenberg, and D. Tytler, *Abstract of Astrophysics. J., Suppl. Ser.* **42**, 41, 1980.

19. N. Z. Scoville and D. B. Sanders, *Physics Today* **33**, 17, 1980.
20. H. Arp and J. W. Sulentic, *Astrophys. J.* **229**, 496, 1979.
21. H. Arp, *Quasars, Redshifts and Controversies*, Interstellar Media, Berkeley, Calif., 1987.
22. M. M. Waldrop, *Science* **238**, 894, 1987.
23. R. P. Feynmann, R. B. Leighton, and M. Sands, *Lectures on Physics*, Addison-Wesley, Reading, Mass., 1964.
24. M. Françon and S. Slansky, *Cohérence en optique*, Centre national de la recherche scientifique, Paris, 1965.
25. P. Marmet, *"A New Non-Doppler Redshift"*, (book), Département de Physique, Université Laval, Québec, Canada, 1981.
26. R. Eisberg and R. Resnik, *Quantum Physics of Atoms, Molecules, Solids, Nuclei and Particles*, Wiley, 1974.
27. P. Marmet, *The Cosmological Constant and the Redshift of Quasars*" *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 20 No. 6, p. 958-964, 1992.
28. P. Marmet, *Non-Doppler Redshift of Some Galactic Objects*. *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 18, No. 1, p. 56-60, 1990.
29. P. Marmet, *Redshift of Spectral Lines in the Sun's Chromosphere*, *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 17. No. 2, p. 238-244, 1989.
30. P. Marmet, *Big Bang Cosmology Meets an Astronomical Death*. *21<sup>st</sup> Century, Science and Technology*, Vol 3, No: 2, 1990.

