

Quasare für den Unterricht

Motivation

Im Physiklehrplan für Gymnasien in Bayern kommen Quasistellare Objekte (Quasare) oder Aktive Galaxienkerne (sing. Active Galactic Nucleus – AGN) nicht explizit vor. Sucht man nach Anknüpfungspunkten im Lehrplan, findet man diese auf den ersten Blick nur in der Lehrplanalternative „Astronomie“ der Q12. Geht man allerdings kreativer vor, entdeckt man in fast allen Jahrgangsstufen Themen von denen aus eine Brücke zu QSOs und AGNs geschlagen werden kann.

In dieser Zusammenstellung wird gezeigt, dass die im Physikunterricht neu gelernten, physikalischen Prinzipien auch in ungewohnten, ungewöhnlichen, astronomischen Kontexten, nämlich bei AGNs und QSOs, angewendet werden können. Der Schritt aus dem Klassenzimmer oder Schullabor in den Kosmos ist für Schülerinnen und Schüler spannend und ungewohnt und damit sehr motivierend. Außerdem sind AGNs und QSOs bei den Jugendlichen wenig bekannt und wecken daher Neugier. Die Objekte zeigen in vieler Hinsicht extreme Phänomene (Geschwindigkeit, Masse, Kraft, Energie, Entfernung), was sie interessant macht. Nicht zuletzt zeigt die Erforschung der AGNs sehr klassisch das Prinzip des wissenschaftlichen Arbeitens: Beobachten – Sortieren – Erklären.

Neben den Anwendungsbeispielen, die in den alltäglichen Physikunterricht eingebaut werden können, sind auch Internet-basierte Projektmöglichkeiten für ältere Schülerinnen und Schüler berücksichtigt worden.

Überblick der Anwendungsbeispiele und Anknüpfungen an den regulären Physikunterricht der verschiedenen Jahrgangsstufen:

Jahrgangsstufe 7:

Leider liegen keine ausreichenden mathematischen Grundkenntnisse vor, um komplexere Rechenaufgaben zu lösen. Eine Beschränkung auf phänomenologische Beschreibungen ist notwendig.

Optik: AGNs als Beispiel sehr heller, sehr weit entfernter Objekte (Anwendung Fernrohr)

Geschwindigkeit: scheinbare Überlichtgeschwindigkeit

(Applet: www.physics.purdue.edu/MOJAVE/superluminal.swf)

Jahrgangsstufe 8:

Das Hauptthema Energie ist auch bei AGNs ein zentrales Thema. Das Kapitel Potenzielle/Lage/Höhen-Energie kann mit Überlegungen zu AGNs sehr interessant gestaltet werden. Auch der eingeschränkte Gültigkeitsbereich der Formeln wird sehr schnell deutlich.

Jahrgangsstufe 9:

Der Atomaufbau und vor allem Energieübergänge und die resultierenden Spektren im Lehrplan bieten einen Anknüpfungspunkt zur Astronomie im Allgemeinen und zu AGNs im Speziellen. Ohne Spektralanalyse wäre das Wissen über den chemischen Aufbau des und die physikalischen Bedingungen im Kosmos nur bruchstückhaft. Die Auswertung von realen AGN-Spektren, die frei im Internet verfügbar sind, macht die Bedeutung dieser Analyseverfahren deutlich und führt in die wissenschaftliche Arbeitsweise von (Astro-)Physikern ein.

Jahrgangsstufe 10:

Die mathematischen Fertigkeiten und physikalischen Kenntnisse sind so weit gereift, dass komplexere und tiefergehende Probleme bei AGNs angegangen werden können. Dazu gehören u.a. die Bestimmung der maximalen Akkretionsrate und Leuchtkraft eines AGNs, die durch ein Kräftegleichgewicht hergeleitet werden. Das neu erlernte Wissen über Drehbewegungen kann mit Hilfe der Spektralanalyse zur Untersuchung der Bewegungen in der Akkretionsscheibe gefestigt werden. Damit lässt sich z.B. die Masse des zentralen schwarzen Lochs eines AGNs bestimmen. Ein Beispiel dafür, was die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit bewirkt, sind die scheinbaren Überlichtgeschwindigkeiten von Materieströmungen (Jets), die bei AGNs auftreten können. Mit Hilfe einfacher geometrischer Überlegungen kann dieses Problem gelöst werden.

Jahrgangsstufe 11:

Die Konzentration in Q11 auf elektrische und magnetische Felder und die Bewegung von geladenen Teilchen in diesen, bietet die Möglichkeit sich intensiver mit der Synchrotronstrahlung zu befassen. Diese wird in großem Maße auch in AGNs produziert. Ein Blick auf das gesamte Spektrum von AGNs zeigt im Radio- wie auch im Röntgenbereich nichtthermische Strahlung, die direkt oder indirekt aus Synchrotronstrahlung resultiert.

Jahrgangsstufe 12:

In der Lehrplanalternative sollten AGNs auf jeden Fall im Kapitel Galaxien behandelt werden.

Klasse 8: Energieumwandlungen – Akkretionsphänomene

Bekannte Arten, wie in Materie gespeicherte Energie umgewandelt werden kann:

- Verbrennung: Durch Verbrennung von 1 kg Kohle lassen sich ca. $30 \text{ MJ} = 30 \cdot 10^6 \text{ J}$ gewinnen
- Kernspaltung: Durch Spaltung von ${}^{235}_{92}\text{U} + {}^1_0\text{n} \rightarrow {}^{89}_{36}\text{Kr}^* + {}^{144}_{56}\text{Ba} + 3 \cdot {}^1_0\text{n} + 210 \text{ MeV}$
Umrechnung: $210 \text{ MeV} = 210 \cdot 10^6 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 3,36 \cdot 10^{-11} \text{ J}$
1 kg Uran ($2,56 \cdot 10^{24}$ Atome) erzeugt durch Kernspaltung $86 \text{ TJ} = 8,6 \cdot 10^{13} \text{ J}$
- Kernfusion: Durch Fusion von ${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^1_0\text{n} + 17,6 \text{ MeV}$
Umrechnung: $17,6 \text{ MeV} = 17,6 \cdot 10^6 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 2,82 \cdot 10^{-12} \text{ J}$
1 kg DT-Gemisch ($1,20 \cdot 10^{26}$ Paare) erzeugt durch Kernfusion $0,34 \text{ PJ} = 3,4 \cdot 10^{14} \text{ J}$

Vergleich mit der theoretisch maximal erreichbaren Energiemenge $E = mc^2$

Vorgang	Verbrennung (Kohle)	Kernspaltung (Uran)	Kernfusion (D-T)
Energie / J (pro kg)	$30 \cdot 10^6$	$8,6 \cdot 10^{13}$	$3,4 \cdot 10^{14}$
Energie / mc^2	$3,4 \cdot 10^{-10}$	$9,6 \cdot 10^{-4}$	$3,8 \cdot 10^{-3}$

Transfer: Aus welcher Höhe müsste man 1 kg Kohle fallen lassen, damit obige Energiemengen durch die Umwandlung von potenzieller in kinetische Energie kurz vor dem Aufschlag frei gesetzt werden?
Vorsicht: Benutzung der falschen Höhenenergieformel $E = m \cdot g \cdot h$

Energie / J	$30 \cdot 10^6$	$8,6 \cdot 10^{13}$	$3,4 \cdot 10^{14}$
Höhe / km	3058	8 Mrd.	35 Mrd.

Erkenntnisse:

1. Bei diesen Entfernungen stimmt die Energieformel nicht mehr!
2. Potenzielle Energie scheint keine gute Energieumwandlungseffizienz zu besitzen.

ABER:



Meteor von Tscheljabinsk (Foto: AP/Nasha gazeta) am 15.02.2013 (links) und Einschlag von Shoemaker-Levy 9 auf Jupiter (IR-Aufnahme: ESO) am 25.07.1994 (rechts).

Unter besonderen Umständen kann die potenzielle Energie auch sehr große Werte annehmen und große Leuchtkräfte produzieren.

Daten zum Meteor von Tscheljabinsk

(siehe auch <http://urania.udea.edu.co/sitios/facom/research/chelyabinsk-meteoroid.php?#>):

- Masse: $1,2 \cdot 10^7 \text{ kg}$
- Geschwindigkeit: $1,9 \cdot 10^4 \text{ m/s}$
- Kinetische Energie: $E = \frac{1}{2}mv^2 = 2,2 \cdot 10^{15} \text{ J} = 2,0 \cdot 10^{-9} mc^2$
(60 mal mehr Energiefreisetzung, als wenn er aus Kohle bestanden hätte und verbrannt worden wäre)

Ursprung der kinetischen Energie: Umgewandelt aus potenzieller Energie.

Formel für potenzielle Energie (neu, nicht im Lehrplan aber Bestandteile relativ intuitiv)

$$E_{\text{pot}} = -G \frac{mM}{r}$$

(Ein Körper der Masse m , der sich im Abstand r von einem Körper der Masse M befindet, besitzt die potenzielle Energie E)

Die potenzielle Energie, die vom Fall von r_{Start} bis r_{Ende} umgewandelt wird beläuft sich auf:

$$\Delta E_{\text{Pot}} = G \cdot m \cdot M \left(\frac{1}{r_{\text{Start}}} - \frac{1}{r_{\text{Ende}}} \right)$$

Die Erde kann nicht der Attraktor des Meteors gewesen sein, da $|\Delta E_{\text{Pot}}| < 2,2 \cdot 10^{15} \text{ J}$ für jeden Ausgangspunkt.

Ausgangspunkt des Meteors, wenn die Sonne der Attraktor gewesen wäre:

$$\Delta E_{\text{Pot}} = G \cdot m_{\text{Meteor}} M_{\text{Sonne}} \left(\frac{1}{r_{\text{Sonne-Start}}} - \frac{1}{r_{\text{Sonne-Erde}}} \right) = -2,2 \cdot 10^{15} \text{ J}$$

mit $M_{\text{Sonne}} = 1,99 \cdot 10^{30} \text{ kg}$, $r_{\text{Sonne-Erde}} = 1,50 \cdot 10^{11} \text{ m}$ und $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ (ΔE_{Pot} ist negativ, da dieser Energiebetrag freigesetzt wird)

$$r_{\text{Sonne-Start}} = 1,89 \cdot 10^{11} \text{ m} = 1,26 \text{ AE}$$

Diese Abschätzung stimmt mit denen von Zuluaga, Ferrin & Geens (2013) überein und liegt in der Größenordnung von den Ergebnissen anderer Autoren (z.B. Borovicka et al., 2013; Proud, 2013).

Die Berechnung benutzte vereinfachte Annahmen:

- die angenommene Geschwindigkeit beim Eintritt in die Erdatmosphäre sei die Absolutgeschwindigkeit des Meteors – eigentlich ist sie die Relativgeschwindigkeit des Meteors zur Erde. Je nach Kollisionswinkel kann die Absolutgeschwindigkeit und damit die kinetische Energie des Meteors größer gewesen sein.
- die Bahngeschwindigkeit des Körpers im Aphel sei vernachlässigbar – eigentlich wäre sie im Abstand 1,26 AE etwa 26 km/s.

Damit ergibt sich die Frage, wie groß die Geschwindigkeit eines Körpers maximal werden kann, wenn er aus dem Unendlichen kommend auf die Sonnenoberfläche stürzt.

$$\Delta E_{Pot} = E_{Kin}$$

$$G \cdot m \cdot M_{Sonne} \frac{1}{R_{Sonne}} = \frac{1}{2} m v^2$$

$$v = \sqrt{\frac{2 G M_{Sonne}}{R_{Sonne}}}$$

mit $R_{Sonne} = 6,96 \cdot 10^8 m$ folgt $v = 618 \text{ km/s}$ und damit $E = 2,1 \cdot 10^{-6} m c^2$

Solche Objekte gibt es (Sunstriker), ihre Häufigkeit und ihr Energieinhalt ist jedoch zu gering um die Energieabgabe der Sonne merklich zu vergrößern.

Um die Geschwindigkeit des Impaktors beim Aufschlag zu vergrößern, kann die Größe des Attraktors R verringert oder die Masse des Attraktors vergrößert werden – insgesamt muss also die Kompaktheit M/R vergrößert werden. Um einen ähnlichen großen Wert der Energieumwandlungseffizienz wie bei der Kernfusion ($4 \cdot 10^{-3}$) zu erreichen, benötigt man

$$\frac{1}{2} m v^2 = 4 \cdot 10^{-3} m c^2$$

$$v = \sqrt{8 \cdot 10^{-3} c^2} = \sqrt{\frac{2 G M}{R}}$$

$$\frac{M}{R} = \frac{8 \cdot 10^{-3} c^2}{2 G} = 5 \cdot 10^{24} \frac{kg}{m}$$

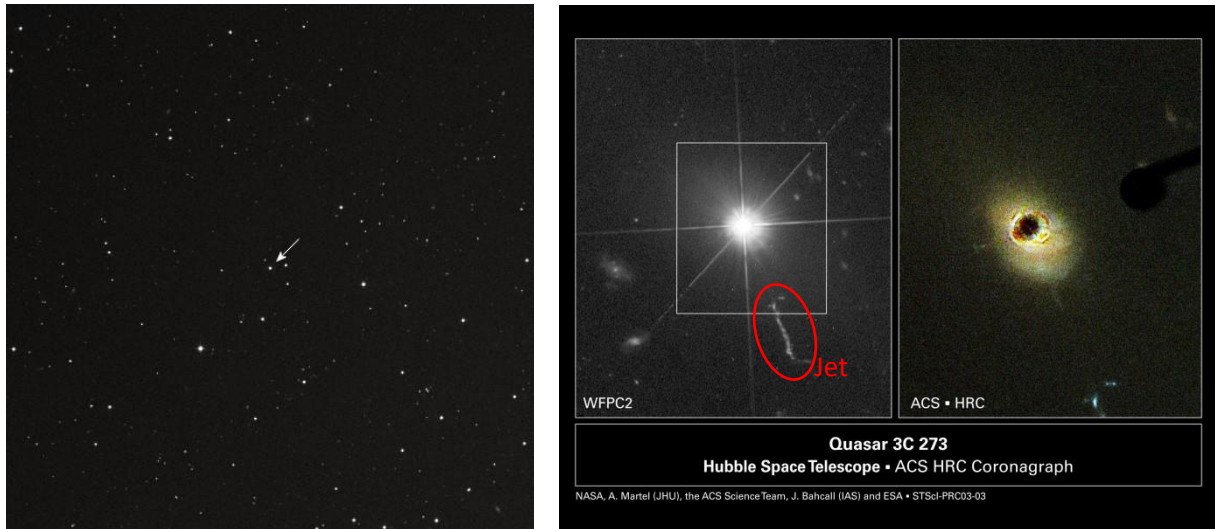
Beispiele:

Wie groß müsste ein Himmelskörper bekannter Masse sein, so dass ein Impaktor beim Einschlag auf die Oberfläche so viel Energie freisetzt, wie ein Deuterium-Tritium-Gemisch mit gleicher Masse bei der Fusion?

Objekt	Erde	Sonne	150 Sonnenmassen
Masse / kg	$5,97 \cdot 10^{24}$	$1,99 \cdot 10^{30}$	$2,98 \cdot 10^{32}$
Radius / km	0,001	398	$5,96 \cdot 10^5$

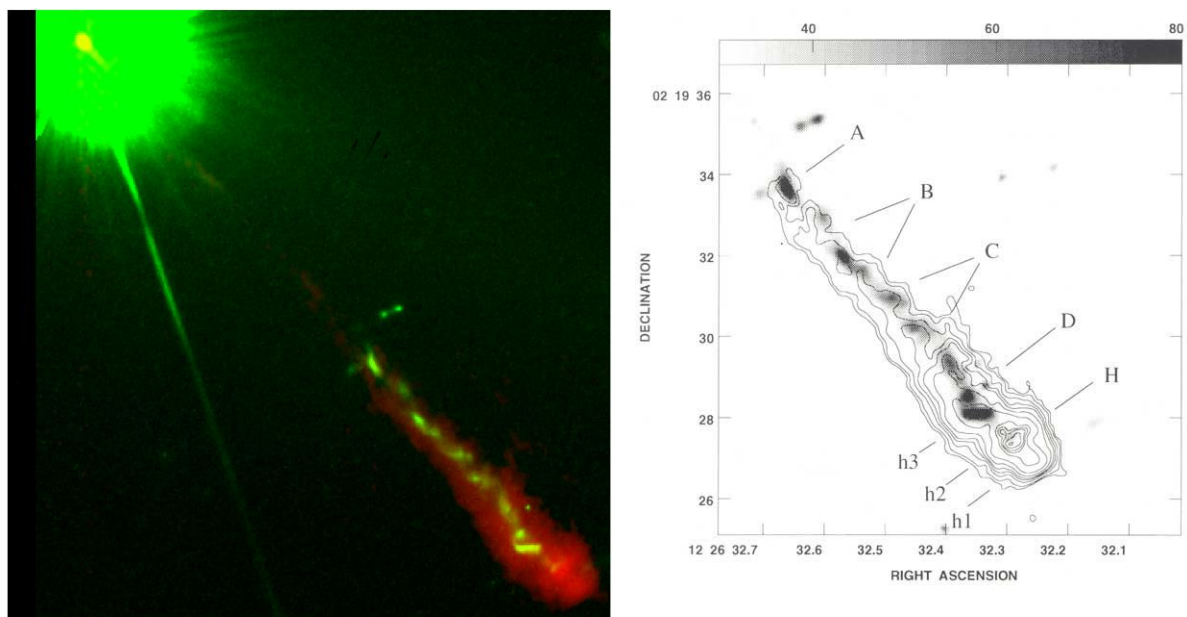
Gibt es solch kompakte Objekte?

Ein unscheinbares, sternartiges (quasistellares) Objekt im Sternbild Jungfrau: Quasar 3C 273 (273. Objekt im dritten Cambridge Katalog von Radioquellen), das einige Überraschungen bereithält:



3C 273 im Sternbild Jungfrau links (Foto: DSS), mit der Wide Field Planetary Camera2 vom HST aufgenommen (Foto: NASA & J. Bahcall (IAS)) und die zugehörige Wirtsgalaxie, die durch Abdecken des Zentrums sichtbar gemacht wurde (Foto NASA, A. Martel (JHU), H. Ford (JHU), M. Clampin (STScI), G. Hartig (STScI), G. Illingworth (UCO/Lick Observatory), ACS Science Team & ESA).

Neben der enormen Helligkeit, die so groß ist, dass der Rest der Wirtsgalaxie überstrahlt wird, wird von 3C 273 Materie in Form eines gebündelten Jets in den Weltraum geschleudert (sichtbar im WFPC2-Bild rechts unterhalb des Quasars). Untenstehendes Falschfarbenbild (links) kombiniert das HST WFPC2-Bild (grün) mit Radiobeobachtungen (Wellenlänge: 18cm) des Jets (rot), die mit Hilfe des MERLIN-Arrays aufgenommen wurden. Rechts daneben ist das optische Bild des Jets in Graustufen mit den Konturlinien der Radiobeobachtungen überlagert dargestellt (Bahcall et al., 1995).



Der Jet von 3C 273: HST WFPC2-Bild (grün) kombiniert mit Radiobeobachtungen (rot) (links) sowie als Graustufenbild (optisch) mit Radiokonturlinien (rechts) (Bahcall et al., 1995)

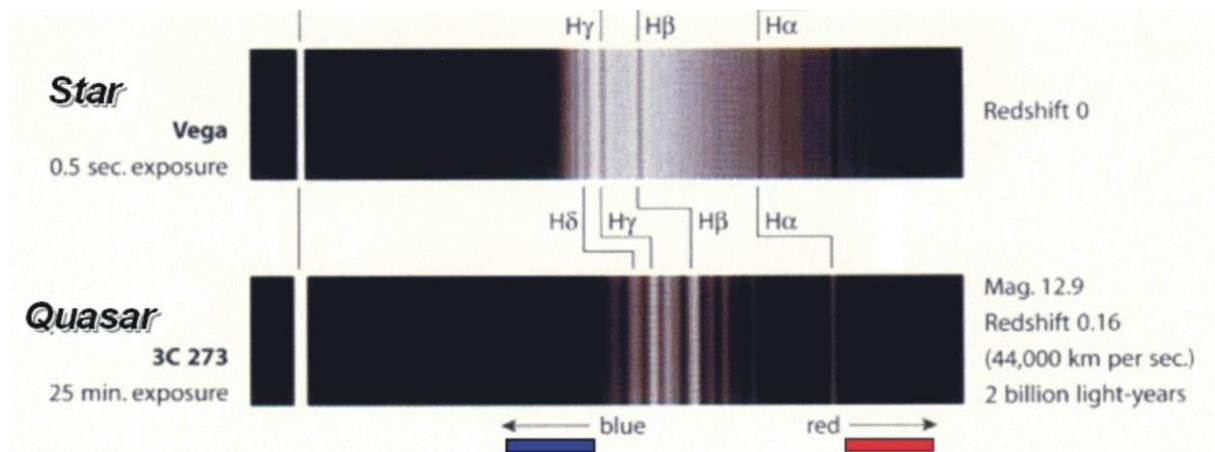
Mit heutiger Teleskoptechnik lässt sich der Kern von 3C 273 nicht auflösen.
Ursache: Es ist tatsächlich nur ein Stern oder das Objekt ist zu weit entfernt.

Zur Helligkeit des Objekts: Leider sind in der 8. Jahrgangsstufe die Begriffe „scheinbare Helligkeit“ sowie „absolute Helligkeit“ nicht bekannt. Ebenso steht der Logarithmus nicht zur Verfügung. Stattdessen kann auf die physikalischen Größen „Energie“ und „Leistung“ zurückgegriffen werden. Der Schritt von der Strahlungsleistung zu Bestrahlungsstärke ist nicht groß: Vom Objekt fallen $3,28 \cdot 10^{-12} \text{ W}$ (Paltani & Türler, 2005) senkrecht auf einen Quadratmeter Erde (9,7mag bolometrisch; $1,90 \cdot 10^{-13} \text{ W} = 12,8\text{mag}$ visuell (Quelle: NED) – variabel). Im Vergleich dazu kommen von der $1,50 \cdot 10^{11} \text{ m}$ entfernten Sonne 1367 W/m^2 auf der Erde an.

Wenn das Objekt mit der Sonne vergleichbar wäre, müsste es etwa $3,06 \cdot 10^{18} \text{ m} = 99,0 \text{ pc} = 323 \text{ Lj}$ weit entfernt sein, sich also innerhalb der Milchstraße befinden. Problem: Was sind dann die begleitenden Objekte (umgebende Wolke, Jet)?

Wenn es extragalaktisch wäre, müsste das Objekt wesentlich mehr Strahlungsleistung produzieren als die Sonne um trotzdem noch sichtbar zu sein.

Bestimmung der Entfernung mit Hilfe der Rotverschiebung (normalerweise zu kompliziert für diese Jahrgangsstufe – siehe Klassenstufe 9) (Abb.: Maurice Gavin)



Der Vergleich der Wellenlängen der Balmerserie liefert eine Entfernung von 2,44 Mrd. Lichtjahren bzw. 749 Mpc (Uchiyama et al., 2006). Um trotzdem eine Bestrahlungsstärke von $3,28 \cdot 10^{-12} \text{ W/m}^2$ auf der Erde zu erreichen, ist eine Lichtleistung (Leuchtkraft) von $2,20 \cdot 10^{40} \text{ W}$ notwendig (Das entspricht der 2000fachen Leuchtleistung der Milchstraße oder der Andromedagalaxie.)

Objekt	Sonne	Milchstraße	Andromedagalaxie	3C 273
Leuchtkraft / W	$3,85 \cdot 10^{26}$	$8,9 \cdot 10^{36}$ ($2,3 \cdot 10^{10} L_{\text{Sonne}}$)	$1,0 \cdot 10^{37}$ ($2,6 \cdot 10^{10} L_{\text{Sonne}}$)	$2,2 \cdot 10^{40}$ ($5,7 \cdot 10^{13} L_{\text{Sonne}}$)
Masse / kg	$1,99 \cdot 10^{30}$	$2,0 \cdot 10^{42}$ ($1,0 \cdot 10^{12} M_{\text{Sonne}}$)	$2,4 \cdot 10^{42}$ ($1,2 \cdot 10^{12} M_{\text{Sonne}}$)	???

Die Zentralregion von 3C 273 kann selbst mit den modernsten Methoden nicht aufgelöst werden, d.h. sie ist kleiner als $3 \cdot 10^{15} m = 0,1 pc = 114 \text{ Lichttage}$ im Durchmesser.

Die Leuchtkraft von 2000 Galaxien ($L_{3C\,273} \approx 2000 \cdot L_{M31}$) muss in eine Kugel mit 114 Lichttagen Durchmesser. Würde man die Sterne von 2000 Galaxien ($\approx 10^{15}$ Sterne) in einen Würfel mit entsprechendem Volumen ($10^{46} m^3$) bringen, hätten sie einen gegenseitigen Abstand von ca. 0,1 AE. Eine solche Konstellation wäre nicht stabil. Die Leuchtkraft muss eine andere Ursache haben: Einfall von Material und damit Umwandlung von potenzieller Energie in kinetische Energie und schließlich in Strahlungsenergie.

Der Einfall kann aber nicht beliebig groß werden – Analogie: freier Fall mit Luftwiderstand – hier kann die Geschwindigkeit nicht beliebig groß werden. Da der Luftwiderstand mit der Geschwindigkeit (quadratisch) zunimmt, sind ab einer bestimmten Geschwindigkeit die Schwerkraft und die Luftwiderstandskraft gleich groß, so dass sich eine konstante Geschwindigkeit einstellt.

Bei der Akkretion wirken zwei Kräfte:

- Schwerkraft
- Kraft durch den Strahlungsdruck, der aus der produzierten Leuchtkraft resultiert

Ab einer Grenzleuchtkraft (Eddington Leuchtkraft) sind beide Kräfte gleich groß aber entgegengesetzt gerichtet. Sie heben sich folglich auf. Es handelt sich um ein selbstregulierendes System:

Wird die Leuchtkraft zu groß, wird der Materiezustrom gestoppt.

Ohne weiteren Zustrom an Materie sinkt die Leuchtkraft, die Schwerkraft überwiegt und zieht wieder Material ins Zentrum.

Die Herleitung des Gleichgewichts ist für die Klassenstufe zu komplex.

Resultat, wenn die Zentralmasse M in Sonnenmassen M_{Sonne} angegeben ist und einfallendes Wasserstoffgas berücksichtigt wird:

$$L_{\text{Eddington}} = \frac{4\pi G M m_p c}{\sigma_T} \approx 1,3 \cdot 10^{31} \frac{M}{M_{\text{Sonne}}} W$$

(m_p : Protonenmasse, da nur ihre Masse bei der Gravitation berücksichtigt wird – die der Elektronen ist zu gering. σ_T : Thomson-Querschnitt für Elektronen, da nur sie bei der Wechselwirkung mit der Strahlung berücksichtigt werden – der Wechselwirkungsquerschnitt für Protonen ist zu gering)

Wenn der Quasar 3C 273 seine Leuchtkraft durch Akkretion gewinnt, benötigt er bei der Eddington-Leuchtkraft ($L_{3C\,273} = 2,2 \cdot 10^{40} W$) eine Zentralmasse von $M_{\text{Zentral}} = 1,7 \cdot 10^9 M_{\text{Sonne}} = 3,4 \cdot 10^{39} kg$.

Eine solch große Masse auf so kleinem Raum kann nur von einem schwarzen Loch realisiert werden, einem Objekt, dessen Schwerkraft so groß ist, dass selbst Licht nicht mehr entweichen kann. Die Leuchtkraft von 3C 273 entstammt somit nicht dem Zentralkörper selbst, sondern der einfallenden Materie, die in der Nähe des schwarzen Lochs ihre kinetische Energie, die aus potenzieller Energie entstammt, in Strahlungsenergie umwandelt.

Ab welcher minimalen Entfernung entkommt die Strahlung noch dem schwarzen Loch?

Abschätzung: Wenn die (klassische) kinetische Energie eines Teilchens mit Lichtgeschwindigkeit gerade noch ausreicht, das Gravitationsfeld des schwarzen Lochs zu verlassen.

$$\begin{aligned} E_{\text{kin}} &= E_{\text{pot}} \\ \frac{1}{2} m v^2 &= \frac{G \cdot m \cdot M}{R} \\ R_S &= \frac{2G \cdot M}{c^2} \end{aligned}$$

R_S ist der Abstand (Schwarzschildradius) vom Körper mit der Masse M , ab dem kein Licht mehr von diesem Körper zu einem Beobachter kommen kann. Man kann damit angeben, auf welche Größe man ein Objekt zusammenpressen muss, damit diese Objekte zu schwarzen Löchern werden und damit für den Beobachter schwarz erscheinen.

Objekt	Apfel	Erde	Sonne	3C 273
Masse / kg	0,2	$5,97 \cdot 10^{24}$	$1,99 \cdot 10^{30}$	$3,4 \cdot 10^{39}$
R_S / m	$3 \cdot 10^{-28}$ $\ll r_{\text{Proton}}$	$8,86 \cdot 10^{-3}$	$2,95 \cdot 10^3$	$5,0 \cdot 10^{12}$ $= 34 \text{ AE}$

Wenn Materie in Richtung des Zentrums von 3C 273 fällt, hängt die produzierte Leuchtkraft davon ab, in welcher Entfernung zum schwarzen Loch die Energieumwandlung stattfindet:

Entfernung in R_S	1	2	5	10
freigesetzte Energie / mc^2	(0,5 GR notwendig)	(0,25 GR notwendig)	0,1	0,05

Würde das einfallende Material in einem Abstand von fünf Schwarzschildradien seine Energie in Strahlung umwandeln, hätte man eine Umwandlungseffizienz von 10%, d.h. es würde 26mal mehr Energie freigesetzt, als wenn man mit dem einströmenden Wasserstoff eine Kernfusion betreiben würde.

Ausgehend von einer Umwandlungseffizienz von 10% kann man nun abschätzen, wie viel Materie pro Sekunde ins Zentrum von 3C 273 strömen muss, um die Leuchtkraft aufrecht zu erhalten.

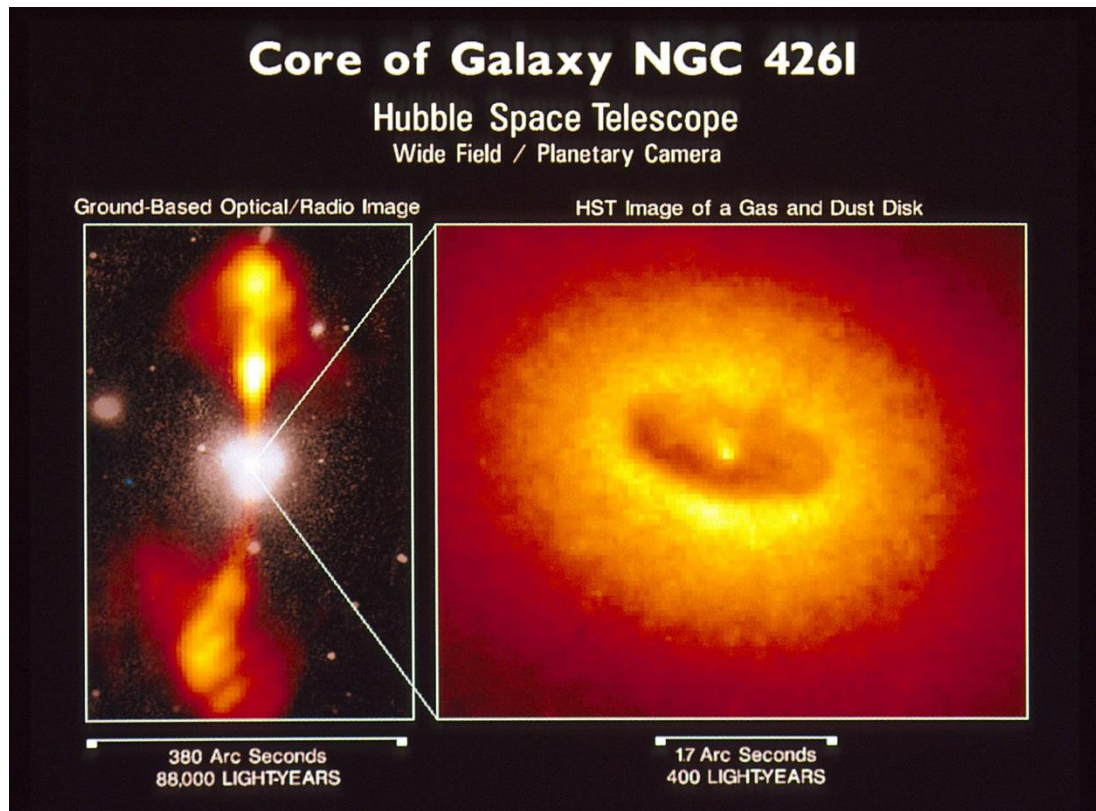
Pro Sekunde wird eine Energiemenge von $2,2 \cdot 10^{40} \text{ J}$ benötigt. Wenn sich ein Kilogramm Materie pro Sekunde bis auf eine Entfernung von $5 R_S$ dem schwarzen Loch nähert, dann setzt diese eine Energiemenge von

$$\Delta E = \frac{G \cdot m \cdot M_{3C273}}{5R_S} = 9,1 \cdot 10^{15} \text{ J}$$

frei. Man benötigt demnach sekundlich eine Masse von $2,4 \cdot 10^{24} \text{ kg} \approx 0,4 m_{\text{Erde}}$.

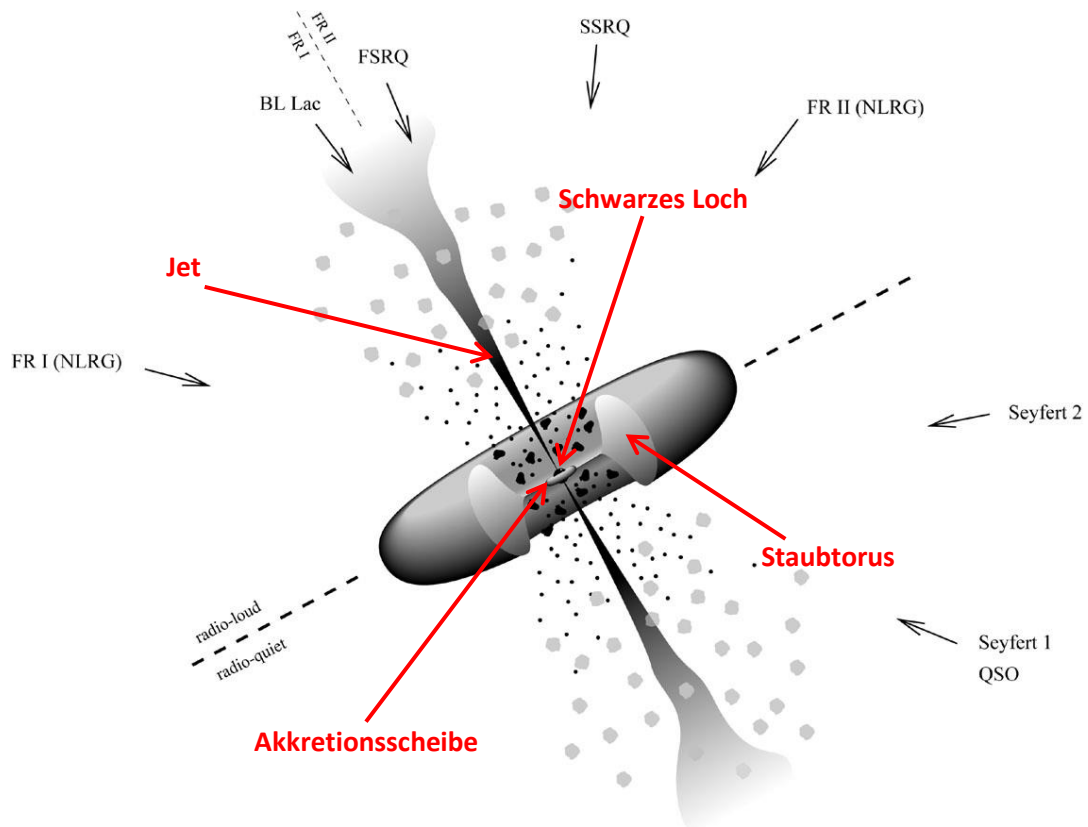
Um die Leuchtkraft von 3C 273 aufrecht zu erhalten, muss jede Sekunde ca. eine halbe Erde ins schwarze Loch fallen. Hochgerechnet auf ein Jahr, bedeutet dies $7,6 \cdot 10^{31} \text{ kg} \approx 38 M_{\text{Sonne}}$. Literaturwerte zur Massenakkretionsrate von 3C 273 liegen im Bereich um 3 Sonnenmassen pro Jahr, was auf eine geringere Umwandlungseffizienz hindeutet.

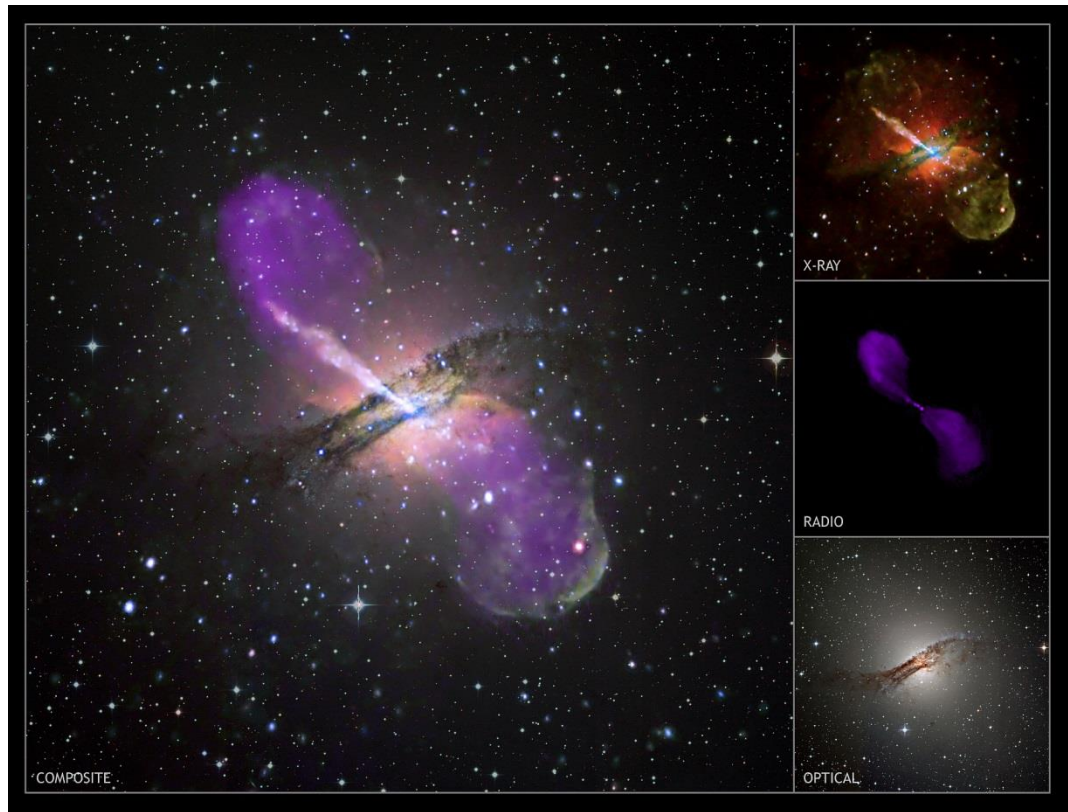
Aufnahmen von aktiven Galaxien, insbesondere deren Zentrum - wenn es aufgelöst werden kann, zeigen den Aufbau dieser besonderen Art von Galaxien. Das zentrale schwarze Loch bleibt weiterhin unbeobachtbar. Die einfallende Materie strömt jedoch nicht sphärisch ins Zentrum, sondern bildet eine Scheibenstruktur aus, die weiter entfernt vom Stern in einen Staubtorus übergeht. Die Ursache für die Scheibenbildung liegt in der Drehbewegung des Materials um das Zentrum der aktiven Galaxie. Die Rotationsgeschwindigkeit muss sich zuerst verringern, bevor die Materie den radialen Abstand vom schwarzen Loch verkleinern kann (Drehimpulserhaltung). In der Zwischenzeit kann sie aber an Höhe verlieren, also eine Scheibe bilden. In der Scheibe finden dann physikalische Prozesse statt (umgangssprachlich: Reibung), die die Rotationsgeschwindigkeit so weit reduzieren, dass ein weiterer Einfall Richtung Zentrum möglich wird. Häufig wird zusätzlich, senkrecht zur Scheibe, Materie mit großer Geschwindigkeit in Form eines Jets aus der Galaxie getrieben.



Die Aktive Galaxie NGC 4261 mit Gas- und Staubscheibe (rechts), sowie Jets (links). Foto: Walter Jaffe/Leiden Observatory, Holland Ford/JHU/STScI, NASA.

Schematischer Aufbau des Zentrums einer aktiven Galaxie (übernommen aus Urry & Padovani, 1995):





Die aktive Galaxie Centaurus A als Collage dreier Aufnahmen (Röntgen-, Radio-, optischer Bereich).
(Foto: Röntgen – NASA/CXC/CfA/R.Kraft et al; Radio – NSF/VLA/Univ.Hertfordshire/M.Hardcastle;
Optisch – ESO/WFI/M.Rejkuba et al.)

Klasse 9: Spektren – Rotverschiebung, Dopplereffekt, Dopplerverbreiterung

Als bekannt wird vorausgesetzt:

- Entstehung von Emissionsspektren
- Entstehung von Absorptionsspektren

Grundlagen – Auswertung von Spektren mit einfachen Mitteln:

Mit heutiger Technik (z.B. Handykamera) ist es sehr einfach möglich, Spektren aufzunehmen, indem man ein Transmissionsgitter direkt vor die Linse der Optik hält. Die Auswertung mit Hilfe des Computers bietet eine Abwechslung im Unterricht bzw. die Möglichkeit der Wiederholung des Umgangs mit Bildverarbeitungsprogrammen (z.B. Irfanview), Word und Excel, die aus dem Informatikunterricht bekannt sein sollten.

Workflow:

1. Längsschnitt durch das Spektrum (Ausschnitt des Spektrums mit nur einem Pixel Breite)
2. Umwandlung in ein Graustufenbild (Extraktion der Helligkeitsinformation)
3. Umwandlung in das Portable Graymap (pgm) Format (Jedem Pixel wird je nach Helligkeit eine Zahl zwischen 0 und 255 zugewiesen und im ASCII-Format gespeichert)
4. Aufbereitung der Zahlenkolonne in Word
5. Darstellung der Zahlenkolonne in Excel

1. Das Bild wird im kostenlosen Bildverarbeitungsprogramm Irfanview geladen. Mit dem Cursor wird die y-Position ermittelt, an der der Längsschnitt durch das Spektrum angelegt werden soll. Ein Klick auf die linke Maustaste zeigt die Position des Cursors in der linken oberen Ecke des Irfanview-Fensters an (hier: x: 254; y: 41).



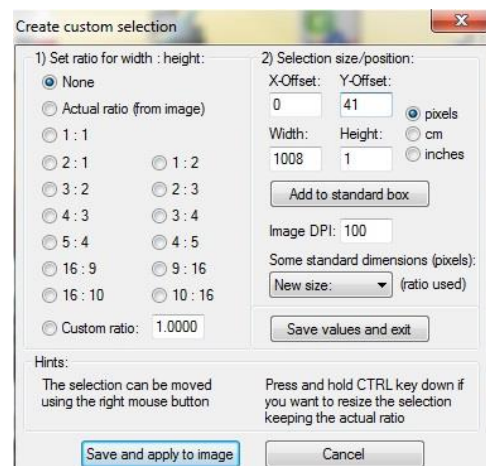
Über *Edit – Create custom crop selection...* öffnet sich ein Fenster, in dem man den Ausschnitt des Spektrums wählen kann:

Als Y-Offset wird die ermittelte Mausposition eingetragen, die Breite (Width) des Bildes ist die Maximalbreite des Bildes und die Höhe (Height) wird auf **ein** Pixel gesetzt.

Nach drücken des *Save and apply to image* Buttons wird der Ausschnitt (fast nicht sichtbar) markiert.

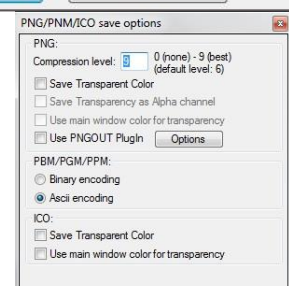
Über *Edit – Cut-area outside the selection* wird der Ausschnitt vollzogen.

Über *Edit – Auto crop borders* wird die Bildgröße angepasst



2. Über *Image – Convert to Grayscale* wird aus der farbigen Linie eine Linie mit ausschließlich Helligkeitsinformationen.

3. Über *File – Save as* wird das Bild als Graustufenbild gespeichert: Dazu wird als Dateityp *PGM – Portable Graymap* gewählt. Der Kompressionslevel wird maximal eingestellt und als encoding die ASCII-Einstellung gewählt.

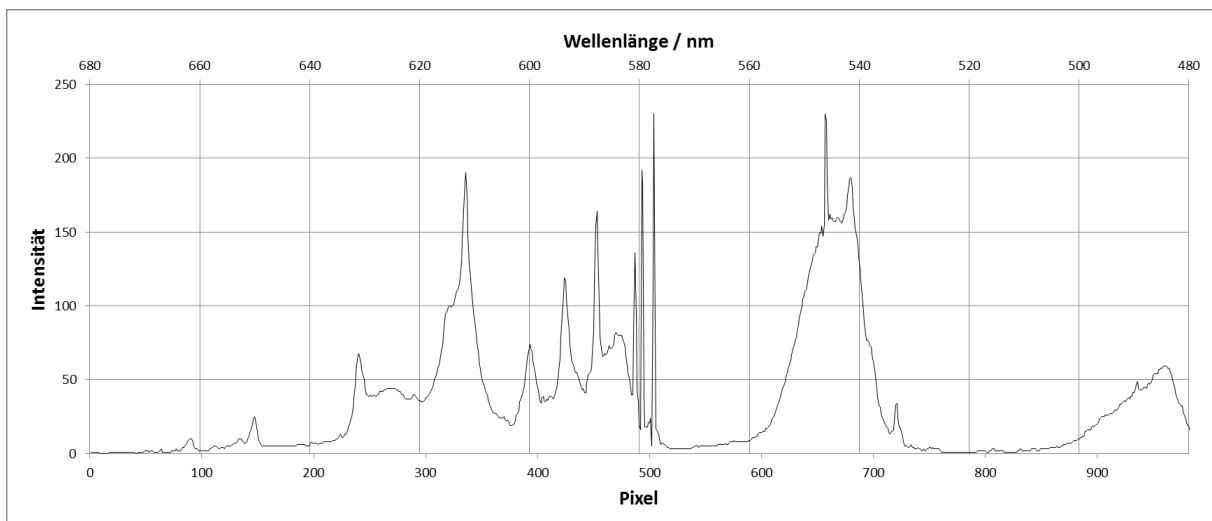


4. Das PGM-File wird in Word geöffnet um die Formatierung zu ändern. Das Dokument beginnt mit „P2“, der Information, dass es sich bei diesem File um ein PGM-File in ASCII-Codierung handelt. Nach der Hersteller-Information in der zweiten Zeile folgt die Größe des Bildes in Pixeln und in Zeile drei der maximal vorkommende Helligkeitswert „255“. Die weiteren Zeilen beinhalten die Helligkeitswerte der Pixel. Das nächste Ziel ist, die Absatzzeichen am Ende jeder Zeile umzuwandeln. Dazu wird über den *Ersetzen* Button in der Startleiste ein Dialogfenster geöffnet. Die Zeichen, die zu suchen und zu ersetzen sind, findet man unter *Erweitern – Sonderformat: Absatzmarke*. Es wird ein „^p“ erzeugt. Diese Absatzmarke soll durch ein Komma ersetzt werden. Das Drücken des *Alle ersetzen* Buttons führt zum gewünschten Ergebnis. Über *Speichern unter* wird das neue txt-File gespeichert. In einem weiteren Fenster wird nach der Dateikonvertierung gefragt: Hier wird die *MS-DOS* Textkodierung gewählt. Alle anderen Möglichkeiten werden ignoriert.

5. In Excel wird im *Daten* Menü das Untermenü *Externe Daten abrufen – aus Text* geöffnet. Das entsprechende txt-File, das vorher mit Word erzeugt wurde, wird importiert. Der Textkonvertierungs-Assistent öffnet sich. Der *Ursprüngliche Datentyp* soll *Getrennt ab Zeile 1* mit *Dateiursprung MS-DOS* importiert werden. Nach drücken des *Weiter* Buttons wählt man im nächsten Schritt als *Trennzeichen* sowohl *Tabstopp*, als auch *Komma* und *Leerzeichen*. Mit *Fertig stellen* beendet man dieses Menü und beginnt mit der Eintragung der Daten ab der gewünschten Zelle. Die Daten werden in einer Zeile in getrennten Zellen eingetragen.

Mit den bekannten Hilfsmitteln von Excel können die Daten als Graph visualisiert werden. Sind die Wellenlängen einiger Emissionslinien bekannt, kann das Spektrum kalibriert werden, d.h. jeder Zelle bzw. jedem Pixel eine Wellenlänge zugeordnet werden.

Das Spektrum der Energiesparlampe in der Excel-Auswertung sieht dann folgendermaßen aus:



Auf gleiche Weise kann ein Absorptionsspektrum (z.B. Natriumabsorption) aufgenommen und ausgewertet werden, oder wie unten abgebildet, das Sonnenspektrum.

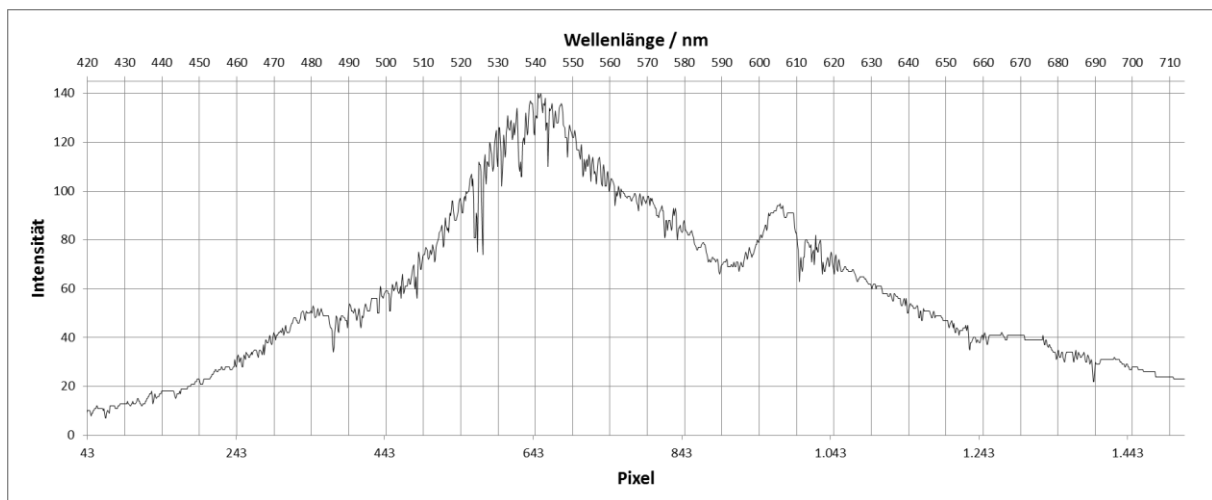
Das Sonnenspektrum eignet sich aus zweierlei Gründen:

- viele Absorptionslinien sind sichtbar
- der grobe Verlauf der Intensitätsverteilung eines Sterns ist erkennbar

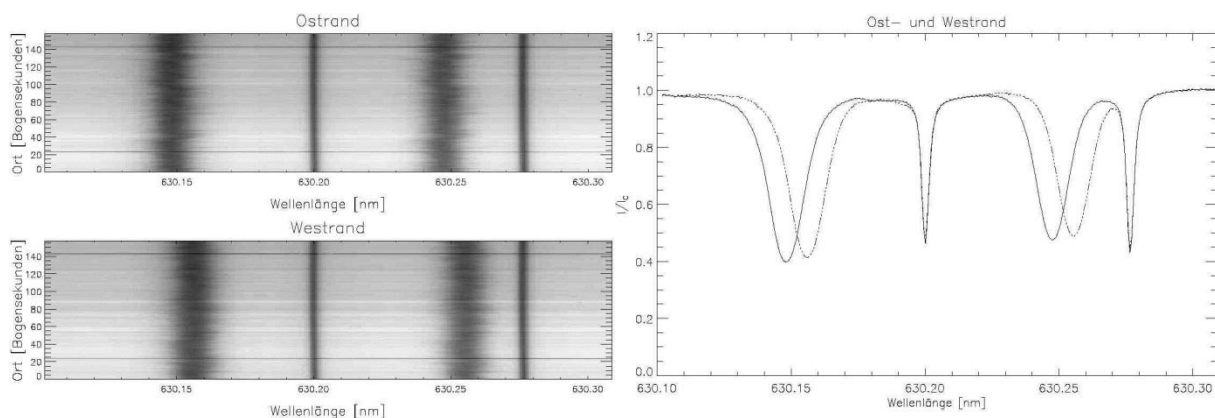
Das Sonnenspektrum mit Absorptionslinien:



Das ausgewertete Sonnenspektrum mit Excel:



Beobachtet man unterschiedliche Orte auf der Sonnenoberfläche, stellt man Unterschiede in den Wellenlängen der Absorptionslinien fest. Die untenstehenden Spektren (links) sind an gegenüberliegenden Seiten des Sonnenrands aufgenommen worden und zeigen jeweils zwei verwaschene Absorptionslinien des Elements Eisen, sowie zwei schmalere Absorptionslinien, deren Ursprung in der Erdatmosphäre liegt. Die Eisenlinien sind gegeneinander verschoben. Im Vergleich mit der entsprechenden Eisenlinie im Labor sind die Linien vom Ostrand zu kleineren Wellenlängen hin verschoben, die vom Westrand zu größeren Wellenlängen hin.



Verschobene Eisenlinien im Sonnenspektrum an zwei verschiedenen Orten der Sonnenoberfläche sowie unverschobene atmosphärische Absorptionslinien (links) und die entsprechende Auswertung (rechts). Das Spektrum des Ostrandes ist mit durchgezogener Linie, die des Westrandes mit strichpunktierter Linie dargestellt (entnommen aus Janßen, 1999).

Die zugehörige Formel für den optischen Dopplereffekt für eine Geschwindigkeit v lautet:

Bei Verkleinerung des Abstands zwischen Sender und Empfänger (Blauverschiebung):

$$f_{\text{Beobachter}} = f_{\text{Sender}} \cdot \sqrt{\frac{c-v}{c+v}} \quad \text{bzw.} \quad \lambda_{\text{Beobachter}} = \lambda_{\text{Sender}} \cdot \sqrt{\frac{c+v}{c-v}}$$

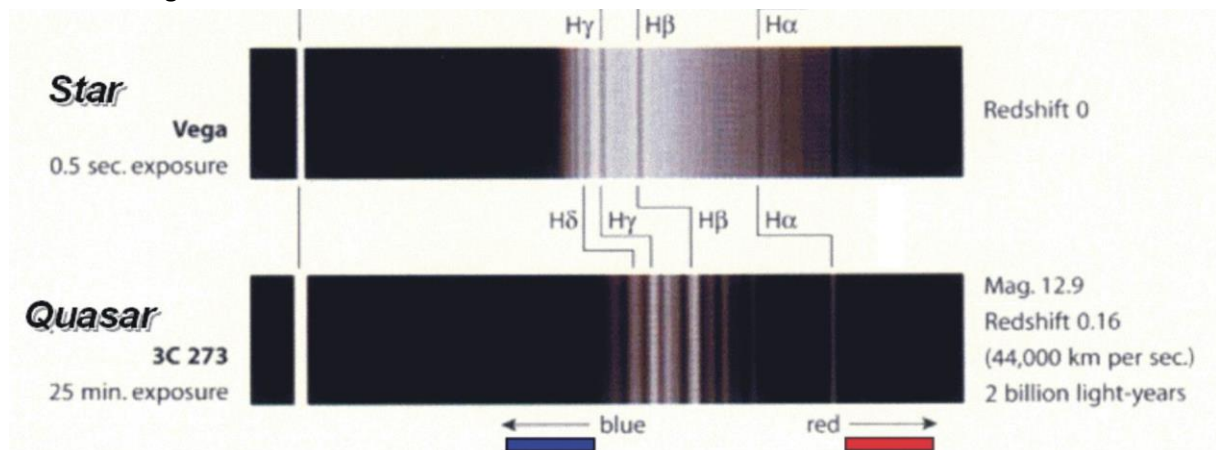
Bei Vergrößerung des Abstands zwischen Sender und Empfänger (Rotverschiebung):

$$f_{\text{Beobachter}} = f_{\text{Sender}} \cdot \sqrt{\frac{c+v}{c-v}} \quad \text{bzw.} \quad \lambda_{\text{Beobachter}} = \lambda_{\text{Sender}} \cdot \sqrt{\frac{c-v}{c+v}}$$

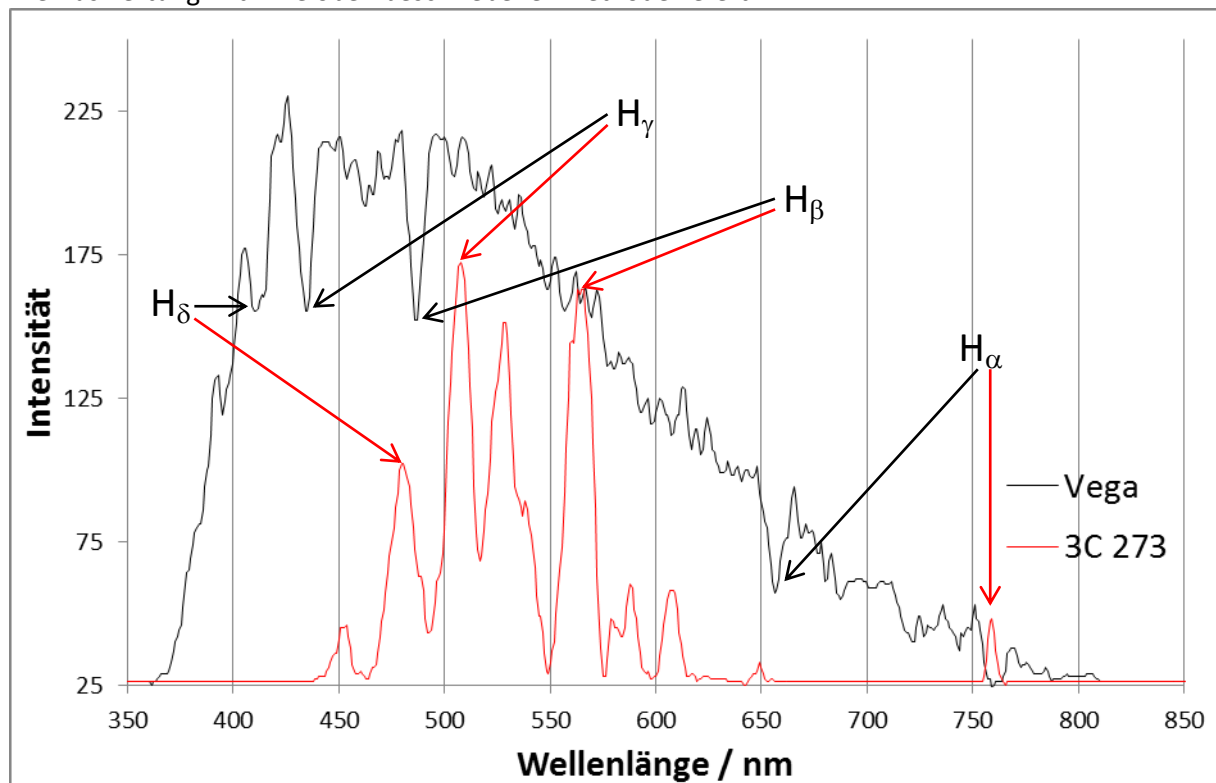
Unter der Annahme, dass sich der Ostrand der Sonne genauso schnell zum Beobachter hin, wie sich der Westrand vom Beobachter weg bewegt, liefert die gegenseitige Verschiebung eine Geschwindigkeit von 1,88 km/s.

Anwendung auf extragalaktische Objekte:

Das Spektrum des Quasars 3C 273 (Abb.: Maurice Gavin) unterscheidet sich von dem des Sterns Vega auf den ersten Blick durch die Präsenz von Emissionslinien, die den Vergleich mit einem Emissionsnebel nahelegen.



Die Auswertung mit Hilfe oben beschriebener Methode liefert:

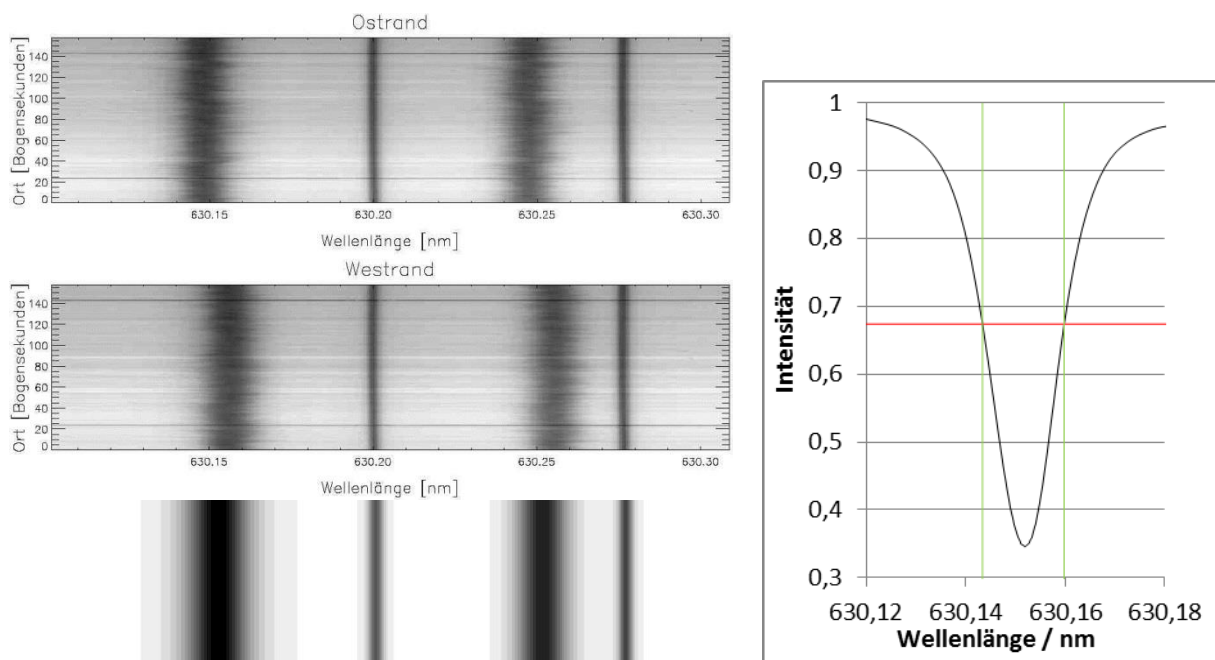


Vergleicht man die unverschobenen Wasserstofflinien der Balmer-Serie im Absorptionsspektrum von Vega mit den Balmer-Emissionslinien von 3C 273 ergibt sich folgendes Bild:

	Vega (unverschoben)	3C 273	$v_{3C\ 273}$
H_{α}	656,27nm	759,06 nm	$0,144 \cdot c$
H_{β}	486,13 nm	564,92 nm	$0,149 \cdot c$
H_{γ}	434,04 nm	507,48 nm	$0,155 \cdot c$
H_{δ}	410,17 nm	479,63 nm	$0,155 \cdot c$

Der Literaturwert liegt bei 0,158 (NED), was einer Leuchtkraftentfernung von 2,44 Mrd. Lichtjahren entspricht.

Der Quasar lässt sich mit heutiger Beobachtungstechnik nicht räumlich auflösen, so dass man einzelne rot- bzw. blauverschobene Emissions- bzw. Absorptionslinien nicht erkennen kann. Das aufgenommene Spektrum ist demnach ein Summenspektrum aus allen emittierten bzw. absorbierten Linien der beobachteten Region. Beobachtet man z.B. die Sonne aus einer Entfernung, so dass man sie nicht mehr räumlich auflösen kann, so verschmieren die blauverschobene Eisenlinien am Ostrand mit der rotverschobenen Eisenlinie am Westrand zu einer Linie. Alle anderen Eisenlinien auf der restlichen Sonnenscheibe, mit einer Dopplerverschiebung, die zwischen den beiden oben beobachteten Extremwerten liegt, kommen dazu. Ein entfernter Beobachter registriert deshalb nur eine Eisenlinie, die allerdings verbreitert erscheint (unterstes Spektrum):



Verschobene Eisenlinien an beiden Sonnenrändern (oben & mitte). Aus dem Solar Flux Atlas (Kurucz et al. 1984) ermitteltes Linienspektrum (unten) der gesamten Sonnenscheibe sowie die zugehörige Eisenlinie (rechts) zur Ermittlung des FWHM-Werts.

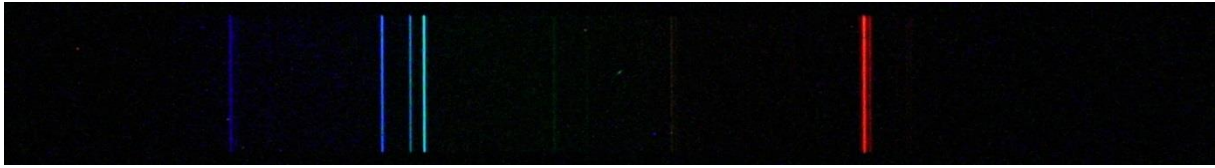
Aus der Linienbreite auf halber Höhe der Absorptionslinie (FWHM) $\Delta\lambda_{1/2}$ lässt sich die Geschwindigkeit des absorbierenden Elements berechnen:

$$v = \frac{\Delta\lambda_{1/2}}{\lambda_0} \cdot c = \frac{630,1598 \text{ nm} - 630,1434 \text{ nm}}{630,1516 \text{ nm}} \cdot c = 2,6 \cdot 10^{-5} \cdot c$$

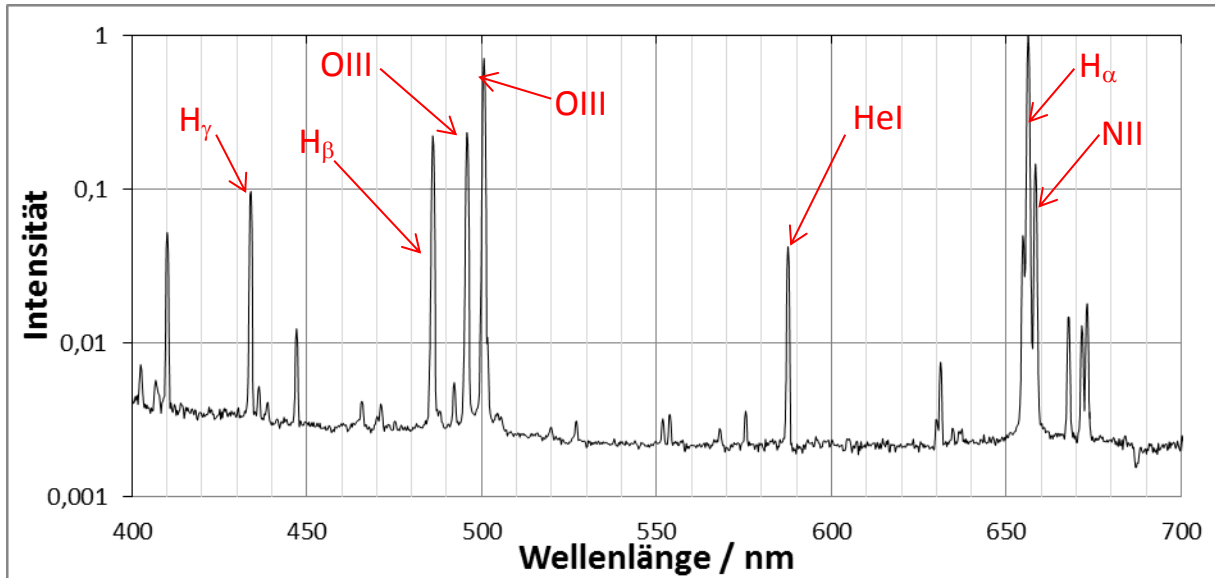
Die sich ergebende Geschwindigkeit von ca. 7,8 km/s setzt sich aus verschiedenen Geschwindigkeitskomponenten zusammen (Rotation, Turbulenz, thermische Geschwindigkeit etc.).

(Mit Hilfe von bas2000.obspm.fr lassen sich die unterschiedlichsten Absorptionslinien der Sonne untersuchen.)

Nicht nur mit Hilfe von Absorptionslinien kann der physikalische Zustand eines Objekts untersucht werden. Auch zum Leuchten angeregtes Gas in Emissionsnebeln wird auf gleichem Weg analysiert. In der Milchstraße befinden sich viele HII-Regionen, in denen interstellares Gas von sehr jungen, massereichen Sternen durch ihre energiereiche Strahlung zum Leuchten angeregt wird. Ein prominentes Beispiel, das auch mit schulischen Mitteln spektroskopiert werden kann, ist der Orionnebel M42, dessen Emissionsspektrum unten dargestellt ist:



Mit bekannter Technik wird daraus eine graphische Darstellung:

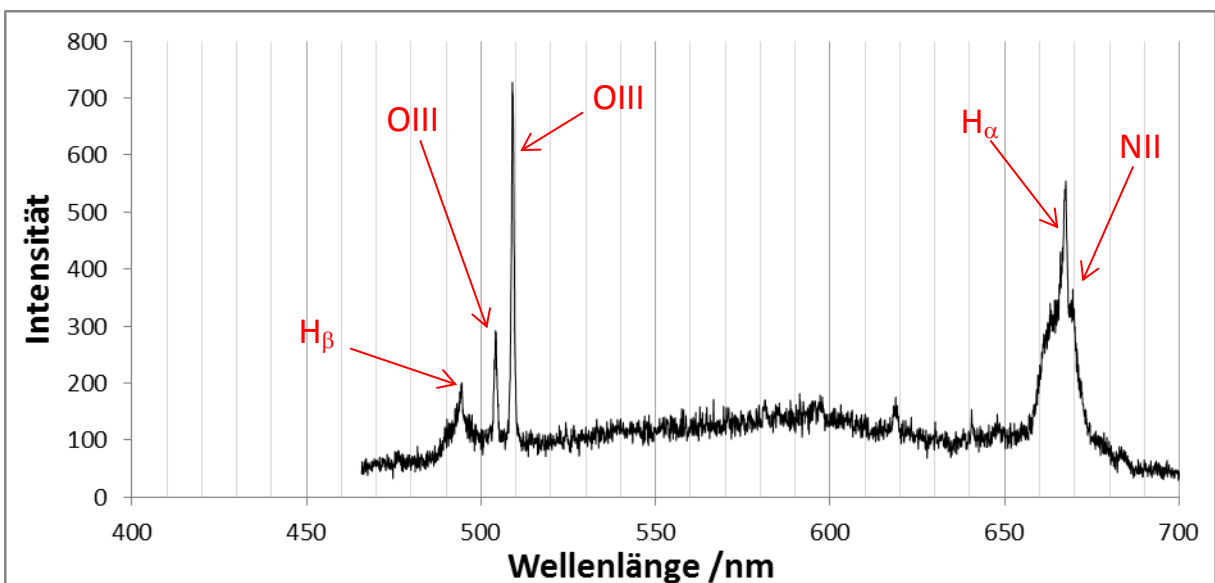


Mit der vorhandenen spektralen Auflösung von ca. 1 nm lassen sich keine Aussagen über die tatsächlichen Geschwindigkeiten im Orionnebel machen, denn für $\Delta\lambda_{1/2} = 1 \text{ nm}$ ergäbe sich für die H_{β} -Linie (486,13 nm):

$$v = \frac{\Delta\lambda_{1/2}}{\lambda_0} \cdot c = \frac{1 \text{ nm}}{486,13 \text{ nm}} \cdot c = 2,1 \cdot 10^{-3} \cdot c = 6,2 \cdot 10^2 \text{ km/s}$$

Typische Geschwindigkeiten, die aus hochaufgelösten Spektren ermittelt wurden, liegen in Größenordnungen von einigen 10 km/s (Gibbons, 1976).

Ein Ausschnitt des Spektrums der aktiven Galaxie NGC 5548, aufgenommen vom Mt. Hopkins 1,5m Teleskop (Falco et al., 1999), zeigt ähnliche Emissionslinien wie die HII-Region des Orion Nebels, d.h. auch in AGNs wird Gas zum Leuchten angeregt (von der Kontinuumsstrahlung des AGN):



Auffällig am Spektrum von NGC 5548 ist zum einen die Rotverschiebung der Spektrallinien, zum anderen die Breite der Balmerlinien, während die Sauerstofflinien sehr schmal sind.

Die Rotverschiebung lässt sich an Hand der beiden Sauerstofflinien, die unverschoben bei 495,9 nm bzw. 500,7 nm liegen, bestimmen. Die beobachteten Linien befinden sich bei 504,3 nm bzw. 509,0 nm. Damit ergibt sich eine Rotverschiebung von 0,0168 bzw. 0,0164 (Literaturwert: 0,0171 – Nicastro et al., 2000).

Die Breite der Balmerlinien deutet darauf hin, dass das emittierende Wasserstoffgas eine hohe Temperatur oder Geschwindigkeit besitzt. Diese Dopplerverbreiterung der H α -Linie kann im Folgenden weiter untersucht werden.

Die Daten für das Spektrum von NGC 5548 zur Bestimmung der Rotverschiebung, wie die für den folgenden Ausschnitt der H α -Linie können von der NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) aus dem Internet heruntergeladen werden. Unter <http://ned.ipac.caltech.edu/> wählt man *Spectra* an

The screenshot shows the NED homepage with a navigation table. A red arrow points to the 'Spectra' link in the 'DATA' column.

OBJECTS	DATA	LITERATURE	TOOLS	INFO
By Name	Images by Object Name Region	References by Object Name	Coordinate Transformation & Extinction Calculator	Introduction Latest News/Updates
Near Name	Photometry & SEDs	References by Author Name	Velocity Calculator	Features FAQ
Near Position	Spectra	Text Search	Cosmology Calculators	Overview (pdf)
IAU Format	Redshifts	Knowledgebase	Extinction-Law Calculators	Source Nomenclature
By Parameters	Redshift-Independent Distances	Galaxy Distance Tabulations (NED-D)	Galaxy Environment by Precomputed Parameters Radial Velocity Constraint	Web Links
By Classifications Types, Attributes	Classifications by Object Name	Abstracts	X,Y offset to RA/DEC	Glossary & Lexicon
By Refcode	Positions	Thesis Abstracts	Batch Job Submission Help Pick Up Results	Team
Object Notes	Diameters		Build Data Table from Input List By Name Near Name/Position (Cross-Matching)	Contact Us or Comment

und gibt auf der folgenden Seite das gewünschte Objekt ein:

The screenshot shows the NED search page with the 'Object names' field containing 'NGC 5548'. A red arrow points to this field.

Object names: NGC 5548

Extended name search? ☐ Only if input name has 'multiple-components' ☐ Never ☒ Always

Result type: ☒ Simplified (with links to details) ☐ Detailed only

Show slit and spectrum previews? ☐ Yes ☒ No

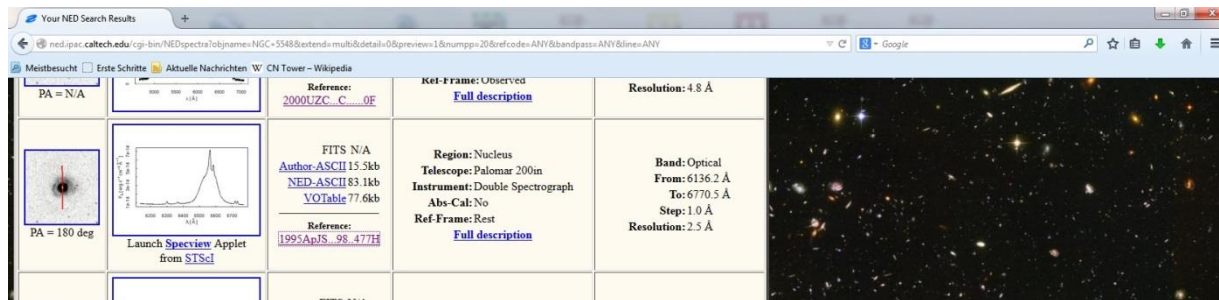
Number of spectra per page: 20

Submit Query Reset

Optional Search Filters:

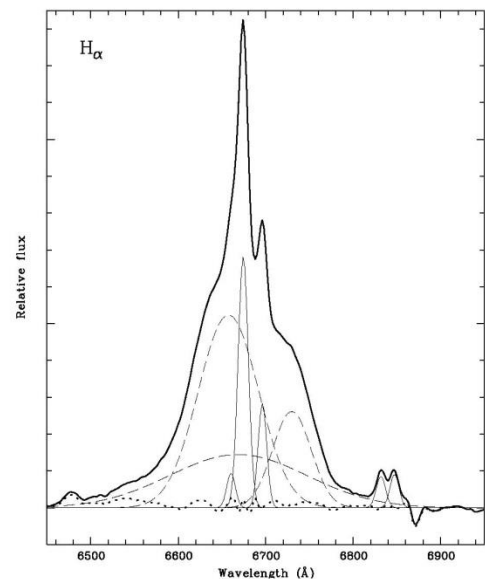
Im Folgenden kann man unter verschiedenen Spektren wählen, deren Daten man auf den eigenen Computer überspielen kann. Diese werden als txt-Datei gespeichert und können mit Hilfe von Excel weiterbearbeitet werden.

Für die Auswertung der H α -Linie bieten sich die Daten vom Palomar 200in Teleskop an, die im NED-ASCII-File abgelegt sind.

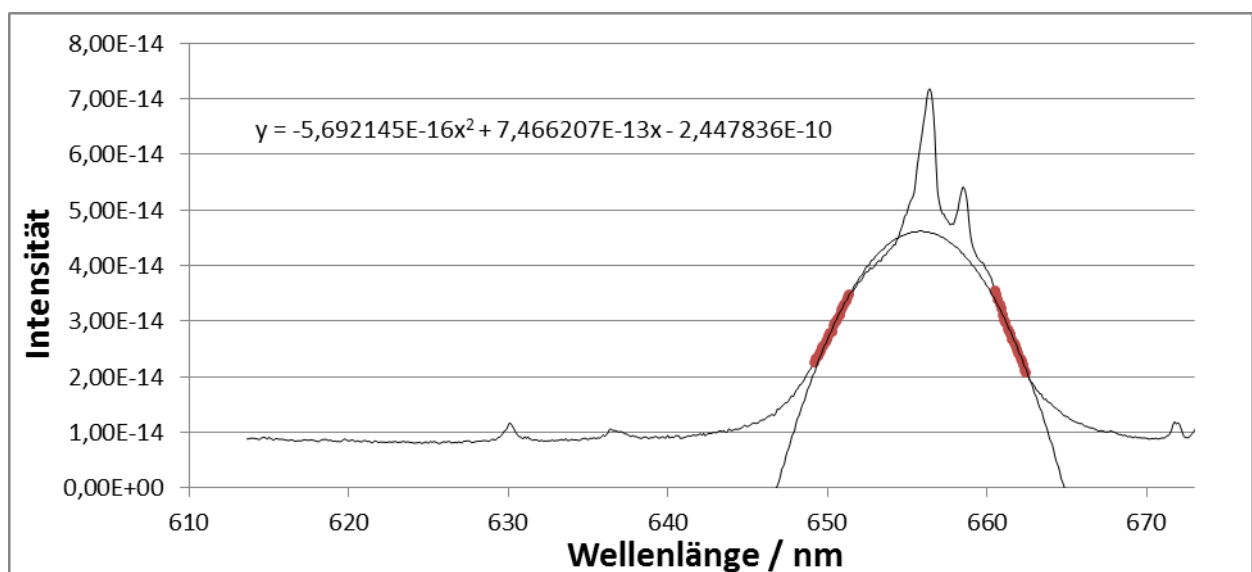


Der breite H α -Linien-Komplex (rechts) besteht aus verschiedenen Bestandteilen (Shapovalova et al., 2004). Neben den sehr breiten H α -Linien, die sowohl rot- wie auch blau verschoben sind (gestrichelt), spielen sehr schmale NII, SII und die unverschobene, schmale H α -Linie (durchgezogen) eine Rolle.

Um die Linienbreite auf halber Höhe der Emissionslinie (FWHM) $\Delta\lambda_{1/2}$ zu bestimmen, dürfen die schmalen Emissionslinien nicht berücksichtigt werden. Um dies zu erreichen, wird nur an den Seiten des H α -Linien-Komplexes eine Parabel angepasst. Aus den von Excel gelieferten Parametern wird die Höhe der Emissionslinie ohne Berücksichtigung der schmalen Linienanteile ermittelt: Sie beläuft sich auf $4,61 \cdot 10^{-14}$. Unter Abzug des Kontinuums bei ca. $1 \cdot 10^{-14}$ ergibt sich eine halbe Höhe bei $2,81 \cdot 10^{-14}$, die bei Wellenlängen von 650,2 nm bzw. 661,5 nm erreicht werden. Für die Geschwindigkeit bedeutet dies:



$$v = \frac{\Delta\lambda_{1/2}}{\lambda_0} \cdot c = \frac{11,3 \text{ nm}}{656,3 \text{ nm}} \cdot c = 1,72 \cdot 10^{-2} \cdot c = 5,16 \cdot 10^3 \text{ km/s}$$

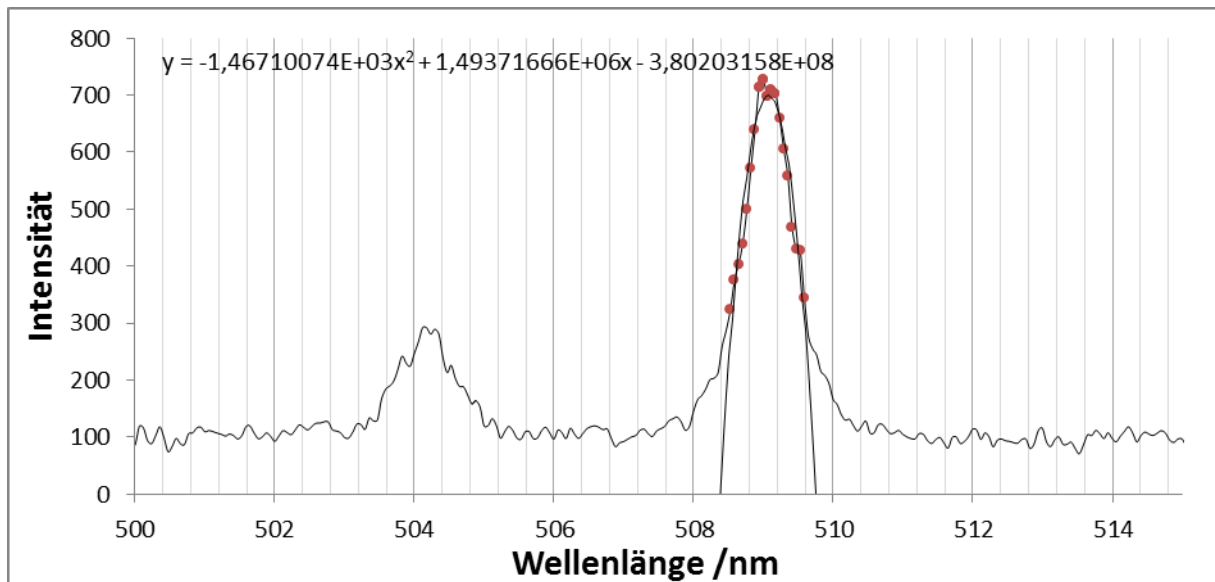


Die Ursache dieser hohen Geschwindigkeiten liegt nicht in einer hohen Temperatur, da $v_{th} = \sqrt{\frac{2kT}{m_H}}$

und damit bei $T = \frac{1}{2} m_H v^2 / k = 1,6 \cdot 10^9 K$ alle Atome ionisiert vorliegen müssten. Es handelt sich somit um sehr schnelles Wasserstoffgas, das sich um das Zentrum des AGN bewegt. Diese Region wird broad line region (BLR) genannt, da in ihr die breiten Emissionslinien entstehen. Über diese Region lassen sich weitere Angaben machen:

Es werden nur erlaubte oder halb-verbotene, verbreiterte Emissionslinien beobachtet, keine verbotenen verbreiterten Linien. Daraus lässt sich auf eine minimale Dichte der Emissionsregion schließen, da es durch Stöße zur Abregung der Atome kommt, bevor verbotene Linien entstehen können. Eine genauere Betrachtung impliziert eine Elektronendichte von $n_e \approx 10^{9,5} cm^{-3}$. Die vorkommenden Ionisationsstufen sprechen für Temperaturen von $T \approx 2 \cdot 10^4 K$. Der Vergleich der Anzahl tatsächlich ausgesandter Photonen aus der BLR mit der theoretisch möglichen Anzahl lässt darauf schließen, dass nur ein kleiner Prozentsatz (Füllfaktor $\approx 10^{-7}$) des Volumens der BLR Strahlung emittiert, d.h. die Emissionslinien aus Gaswolken in der BLR stammt. Typische Werte hierfür: Etwa 10 Mrd. Wolken mit einem Durchmesser von 1 Mio. km (Peterson, 1997).

Neben den breiten Emissionslinien können mit derselben Methode auch die schmalen, verbotenen OIII-Linien untersucht werden.



Die Analyse ergibt

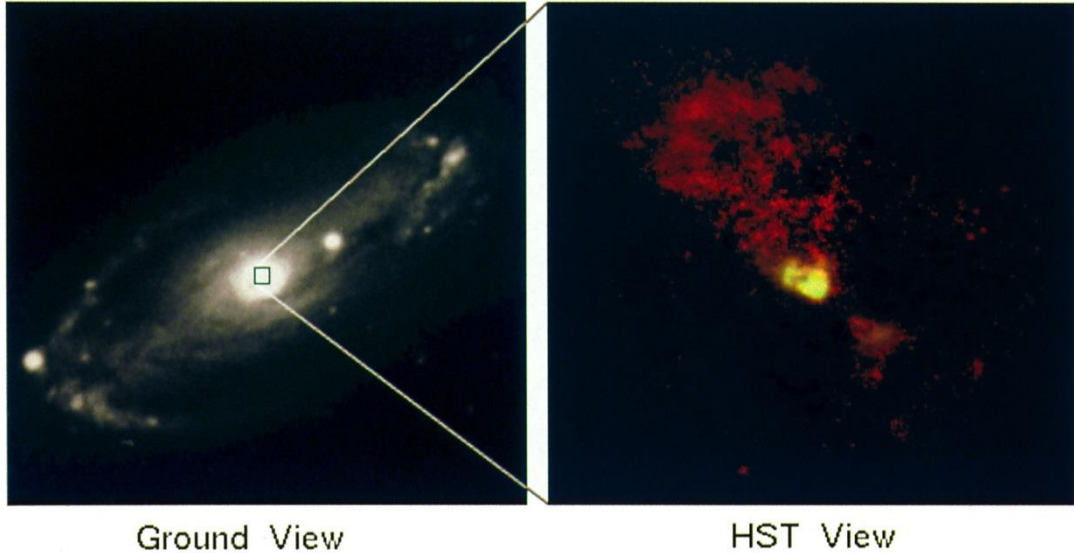
$$v = \frac{\Delta\lambda_{1/2}}{\lambda_0} \cdot c = \frac{0,906 nm}{509 nm} \cdot c = 1,78 \cdot 10^{-3} \cdot c = 534 km/s$$

was wesentlich schmäler ist, als die Linien der BLR, aber wesentlich breiter als charakteristische Geschwindigkeiten in normalen Galaxien. In Analogie zur BLR bezeichnet man das Gebiet, in dem diese Linien erzeugt werden, als narrow line region (NLR). Da in der NLR auch verbotene Linien entstehen, ist die Dichte dort kleiner: $n_e \approx 10^3 cm^{-3}$. Die vorkommenden Linienverhältnisse sprechen für Temperaturen von $T \approx 1,6 \cdot 10^4 K$. Die Emissionsgebiete umfassen nicht die gesamte NLR, sondern nur etwa 1%, daher spricht man auch hier eher von Wolken, die die schmalen Linien emittieren. Die Ausdehnung der NLR kann einige 100 pc umfassen, so dass man sie räumlich auflösen kann. Leider existiert noch keine Aufnahme der NLR von NGC 5548. Die untenstehende Aufnahme zeigt die aktive Galaxie NGC 5728, wie sie von der Erde aus im optischen (links), bzw. im Licht der OIII und H-I-Linie (rechts) erscheint. Im Licht der OIII-Linie wird die NLR von NGC 5728 sichtbar. Die Morphologie der NLR ist sehr interessant, da sie nicht sphärisch ist, sondern in zwei kegelförmigen Bereichen konzentriert erscheint. Die Kontinuumsstrahlung des AGN, die zur Emission der schmalen Linien anregt, ist demnach nicht isotrop, sondern wird von einem Torus in bestimmten Bereichen abgeschirmt.

NGC 5728

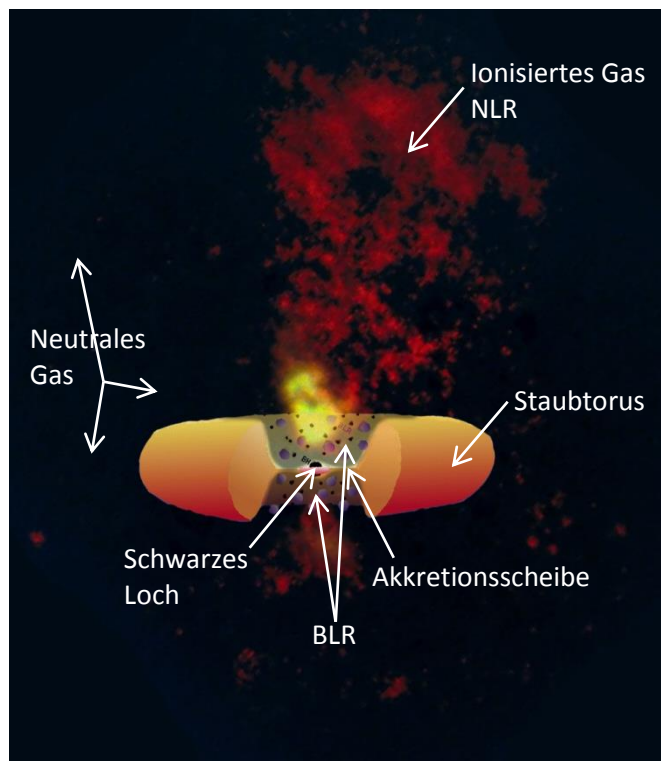
Hubble Space Telescope

Wide Field / Planetary Camera

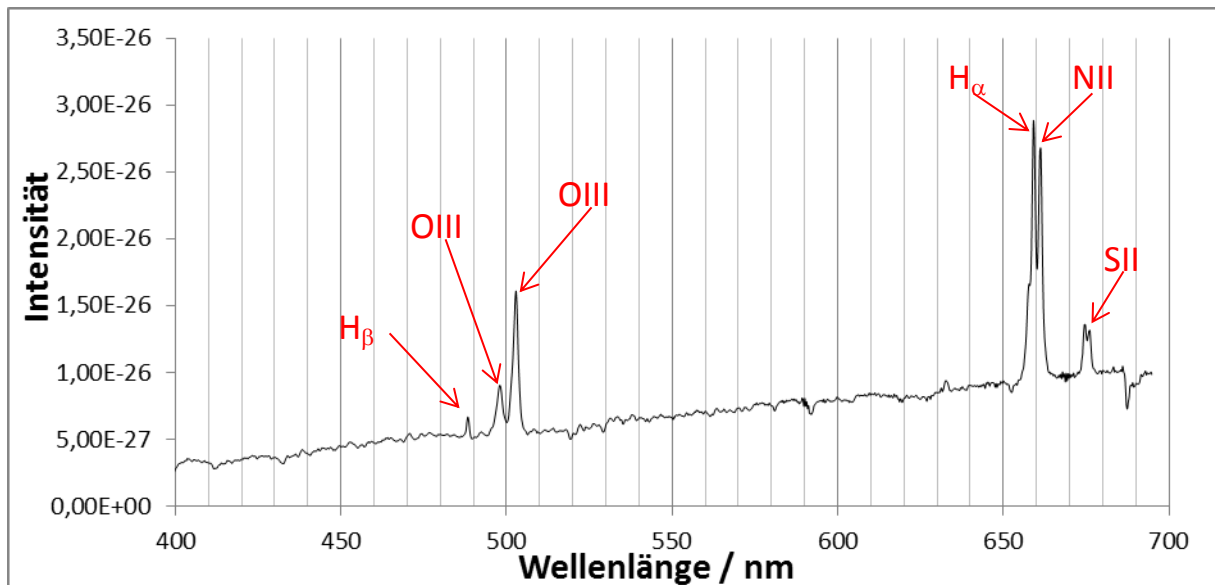


Die aktive Galaxie NGC 5728, wie sie vom Erdboden aus im optischen (links), bzw. vom HST aus im OIII- und HI-Licht (rechts) erscheint. (Foto: Andrew S. Wilson (STScI/NASA), James A. Braatz (Univ. Of Maryland), Timothy M. Heckman (STScI), Julian H. Krolik (JHU), and George K. Miley (Leiden Observatory))

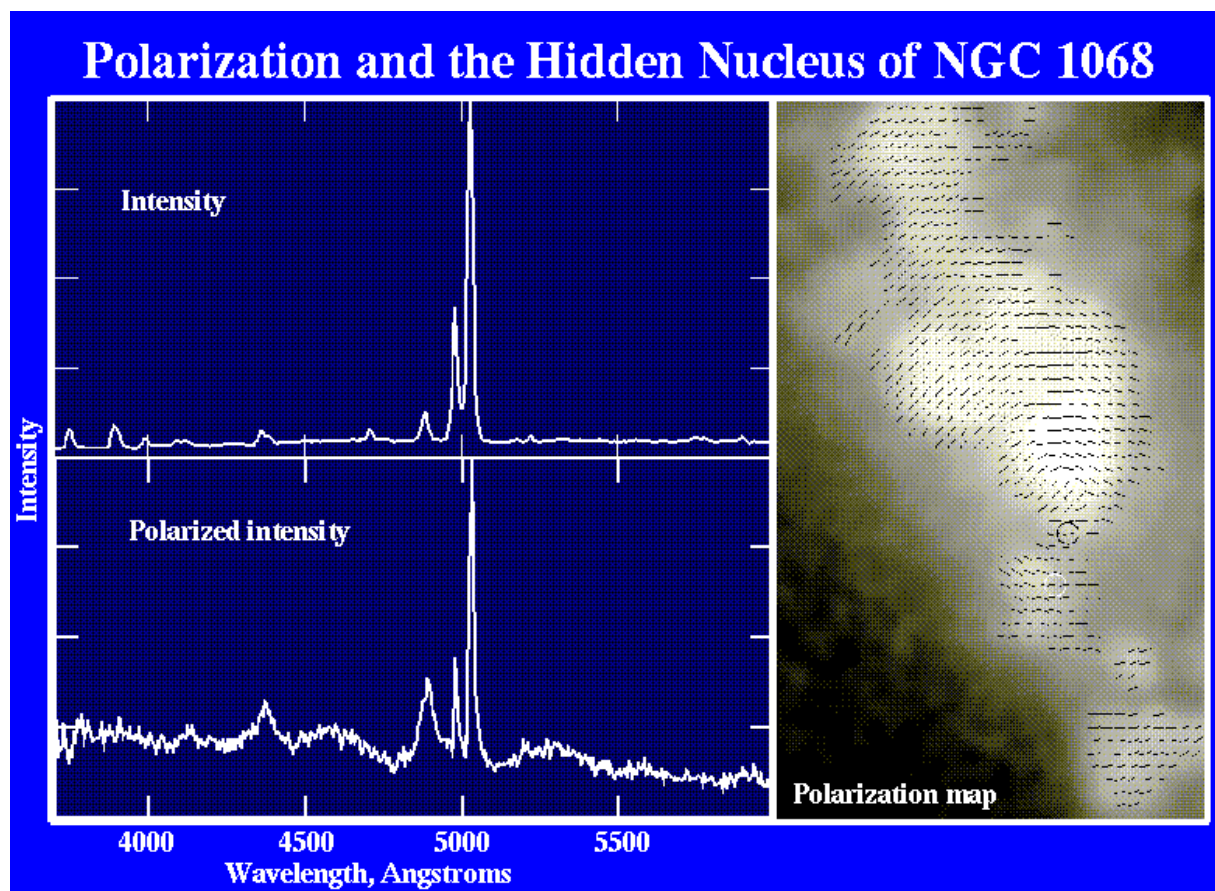
Um eine solche NLR zu erzeugen, muss die anregende Kontinuumsstrahlung des AGN von absorbierendem Material abgeschirmt werden. Die zugehörige Morphologie der inneren Bereiche des AGN könnte wie rechts dargestellt, aufgebaut sein (nicht maßstabsgerecht): Das schwarze Loch ist von einer Akkretionsscheibe umgeben, die in einen Staubtorus übergeht. Von der Kontinuumsstrahlung des AGN ionisierte Gaswolken bewegen sich mit hohen Geschwindigkeiten (BLR) in der Umgebung des Zentrums. Die Kontinuumsstrahlung des AGN ionisiert auch weiter außen liegende Gaswolken (NLR), deren Geschwindigkeiten weit kleiner sind als die der BLR. Da die ionisierende Strahlung durch den Staubtorus absorbiert wird, bildet die NLR ein doppelkegelförmiges Areal. Gaswolken, die nicht in der Sichtlinie zum Zentrum des AGN liegen, bleiben elektrisch neutral.



Ein Beobachter, der freie Sicht auf das Zentrum des AGN hat, erhält ein Spektrum mit NLR und BLR. Ist das Zentrum und die BLR durch den Staubtorus verdeckt, ist nur noch die NLR im Spektrum sichtbar, d.h. es kommen keine extrem verbreiterten Emissionslinien vor. Ein Beispiel ist NGC 1068, dessen Spektrum keine breiten Linien aufweist (Daten dem NED entnommen).



Das Signal der BLR von NGC 1068 lässt sich rekonstruieren, wenn man das an Staub- und Gaswolken gestreute Licht der BLR analysiert. Da gestreutes Licht polarisiert ist, wird das Signal der BLR (breite Emissionslinien) sichtbar, wenn man NGC 1068 mit einem Polarisationsfilter beobachtet:



Die Daten entstammen Miller et al. (1991) (Polarisationsspektrum), Capetti et al. (1995) (Polarisationskarte vom HAST) und wurden von Bob Goodrich und Alessandro Capetti zur Verfügung gestellt. Zusammenstellung von Bill Keel.

Klasse 10: Impuls, Drehbewegung, Gravitationsgesetz, spez. Relativitätstheorie, Methode der kleinen Schritte

Als bekannt wird vorausgesetzt:

- Impulssatz
- Keplergesetze
- Spez. Relativitätstheorie
- Methode der kleinen Schritte

Mit Hilfe der Mathematik und den neu gelernten physikalischen Gesetzen lassen sich die Beziehungen zwischen Zentralmasse, Akkretionsrate, Leuchtkraft etc. eines AGNs in der 10. Jahrgangsstufe herleiten. Damit lässt sich berechnen, wie viel Masse pro Jahr auf die Oberfläche eines Sterns (Ereignishorizont eines Schwarzen Loches) fallen müsste, um dessen Leuchtkraft durch Umwandlung von potentieller Energie in letztlich Strahlungsenergie zu erzeugen.

Bekannt:

$$E_{pot} = -G \frac{mM}{r}$$

(Ein Körper der Masse m , der sich im Abstand r von einem Körper der Masse M befindet, besitzt die potenzielle Energie E)

Die potenzielle Energie, die vom Fall von r_{Start} bis r_{Ende} umgewandelt wird beläuft sich auf:

$$\Delta E_{Pot} = G \cdot m \cdot M \left(\frac{1}{r_{Start}} - \frac{1}{r_{Ende}} \right)$$

Ein Fall der Masse m aus dem Unendlichen bis auf die Oberfläche der Masse M , die den Abstand $R = r_{Ende}$ vom Schwerpunkt hat, setzt eine Energie von

$$|\Delta E_{Pot}| = \frac{G \cdot m \cdot M}{R}$$

frei.

Um die Leuchtkraft der Sonne ($3,845 \cdot 10^{26} W$) aufrecht zu erhalten, muss jede Sekunde eine Energiemenge von $|\Delta E_{Pot}| = 3,845 \cdot 10^{26} J$ umgewandelt werden.

$$\frac{G \cdot m \cdot M}{R} = 3,845 \cdot 10^{26} J \rightarrow m = \frac{R \cdot 3,845 \cdot 10^{26} J}{G \cdot M}$$

Mit den Daten der Sonne: $M_{Sonne} = 1,99 \cdot 10^{30} kg$, $R = 6,96 \cdot 10^8 m$ sowie $G = 6,67 \cdot 10^{-11} m^3 kg^{-1} s^{-2}$ ergibt sich

$$m = 2,02 \cdot 10^{15} kg$$

die jede Sekunde auf die Sonnenoberfläche stürzen müssten. Dies sind $3,20 \cdot 10^{-8}$ Sonnenmassen pro Jahr, was ungefähr der Masse des Erdmondes entspricht. Die Leuchtkraft der Sonne wird tatsächlich aber durch Kernfusion aufrecht gehalten. Bei AGNs muss es anders sein, da das schwarze Loch selbst im Zentrum keine Leuchtkraft produziert, die nach außen sichtbar werden kann. Die Materie kann in diesem Fall maximal bis zum Schwarzschildradius fallen und wandelt dort die potentielle und kinetische Energie in Strahlungsenergie um.

Der Schwarzschildradius kann abgeschätzt werden, in dem man die Entfernung zum schwarzen Loch bestimmt, bei der die Fluchtgeschwindigkeit gleich der Lichtgeschwindigkeit ist:

$$\begin{aligned} E_{kin} &= E_{pot} \\ \frac{1}{2}mv^2 &= \frac{G \cdot m \cdot M}{R} \\ R_S &= \frac{2G \cdot M}{c^2} \end{aligned}$$

Mit obigen Überlegungen lässt sich berechnen, wieviel Masse sekundlich bis zu einem Vielfachen des Schwarzschildradius fallen muss, um eine bestimmte Leuchtkraft zu erzeugen. Der Großteil der Leuchtkraft stammt aus einem Bereich zwischen 5 und 10 Schwarzschildradien:

$$\begin{aligned} |\Delta E_{Pot}|_{5R_S} &= \frac{G \cdot m \cdot M}{5 \cdot R_S} = \frac{G \cdot m \cdot M}{5} \cdot \frac{c^2}{2G \cdot M} = \frac{mc^2}{10} \\ |\Delta E_{Pot}|_{10R_S} &= \frac{G \cdot m \cdot M}{10 \cdot R_S} = \frac{mc^2}{20} \end{aligned}$$

Fällt Materie aus dem Unendlichen bis auf 5-10 Schwarzschildradien an ein schwarzes Loch heran, wird so viel potentielle Energie freigesetzt, wie 5% oder 10% der Ruheenergie der einfallenden Materie! Die erzeugte Leuchtkraft berechnet sich mittels

$$\begin{aligned} L_{5R_S} &= \frac{\Delta E}{\Delta t} = \frac{\Delta m}{\Delta t} \cdot \frac{c^2}{10} \\ L_{5R_S} &= A \cdot \frac{c^2}{10} \quad \text{bzw.} \quad L_{10R_S} = A \cdot \frac{c^2}{20} \end{aligned}$$

mit der Akkretionsrate A, die angibt, wie viel Masse im Zeitintervall Δt ankommt. Die bolometrischen Leuchtkräfte von AGNs liegen zwischen $5 \cdot 10^{36} W$ und $5 \cdot 10^{40} W$ (Woo & Urry, 2002) (Quasare bis $10^{41} W$) was auf Akkretionsraten von

$$\begin{aligned} A_{5R_S} &= 6 \cdot 10^{20} - 6 \cdot 10^{24} \text{ kg/s} = 8,9 \cdot 10^{-3} - 89 \text{ Sonnenmassen/Jahr} \\ A_{10R_S} &= 1 \cdot 10^{21} - 1 \cdot 10^{25} \text{ kg/s} = 1,6 \cdot 10^{-2} - 1,6 \cdot 10^2 \text{ Sonnenmassen/Jahr} \end{aligned}$$

führt.

Da in der Realität aber kein einzelnes Teilchen sondern ein ganzes Ensemble von Teilchen in Richtung des schwarzen Loches fallen, müsste man genau genommen den Virialsatz anwenden, wie es z.B. beim Kollaps von Gaswolken gemacht wird. Die Herleitung des Virialsatzes für diese Klassenstufe normalerweise nicht geeignet. Allerdings ist es auch für diese Jahrgangsstufe nachvollziehbar, dass bei Akkretionsprozessen durch die Wechselwirkung zwischen den einzelnen Teilchen, also durch Reibung, sich auch die innere Energie erhöht. Dass nur die Hälfte der potentiellen Energie in kinetische Energie umgewandelt wird und der Rest zum Anstieg der inneren Energie beiträgt, muss mitgeteilt werden. Damit ändert sich der Ansatz zur Berechnung der Akkretionsrate wie folgt:

$$L_{5R_S} = A \cdot \frac{c^2}{20} \quad \text{bzw.} \quad L_{510} = A \cdot \frac{c^2}{40} \quad \text{und damit verdoppeln sich auch die entsprechende Akkretionsraten.}$$

In den bisherigen Überlegungen war die einzig beschleunigende Kraft die Gravitation. Durch die erzeugte Leuchtkraft entsteht jedoch auch ein Strahlungsdruck, der dem einfallenden Material entgegenwirkt. Die speziell relativistischen Formeln für Energie und Impuls können zusammengeführt werden zu:

$$E = mc^2 = mv \frac{c^2}{v} = p \frac{c^2}{v}$$

was für Photonen ($v=c$) auf

$$E = pc \rightarrow p = \frac{E}{c}$$

führt.

Trifft das Photon auf ein Teilchen (z.B. Elektron), kann es durch die Wechselwirkung zu einer Impulsänderung kommen, was in einer Kraft F_{rad} resultiert:

$$\frac{\Delta p}{\Delta t} = \frac{\Delta E}{\Delta t} \cdot \frac{1}{c} = \frac{L}{c} = F_{rad}$$

Im Folgenden wird ein Standpunkt in einer Entfernung r vom Zentrum des AGN eingenommen, an dem ein Teil der Photonen eintreffen. Dort herrscht eine Bestrahlungsstärke (Lichtleistung pro Quadratmeter) von $\frac{L}{4\pi r^2}$. Daraus kann die Kraft pro Quadratmeter, bzw. der (Strahlungs-)druck an diesem Ort berechnet werden:

$$P_{rad} = \frac{F_{rad}}{A} = \frac{L}{c \cdot 4\pi r^2}$$

Um die Kraft zu bestimmen, die dieser Druck auf die Teilchen im Abstand r von der Quelle ausüben kann, muss die Wechselwirkungsfläche bekannt sein, die dem Druck ausgesetzt ist. Ausgehend von einem Wasserstoffplasma (Protonen, die über die Coulombkraft mit Elektronen wechselwirken) ist diese „Fläche“ gleich dem Thomson-Querschnitt der Elektronen:

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left[\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \right]^2 = 6,65 \cdot 10^{-29} m^2$$

Der Strahlungsdruck wirkt am stärksten auf die Elektronen, da der Wechselwirkungsquerschnitt für Protonen wegen ihrer vergleichsweise großen Masse vernachlässigbar ist. Die Kraft auf ein Elektron, das über die Coulomb-Wechselwirkung an ein Proton gekoppelt ist, beläuft sich dann auf:

$$F_{rad} = \sigma_T \cdot \frac{L}{c \cdot 4\pi r^2}$$

Dem gegenüber steht die Gravitationskraft, die das schwarze Loch auf die Teilchen ausübt:

$$F_{grav} = G \frac{M \cdot (m_e + m_p)}{r^2} \approx G \frac{M \cdot m_p}{r^2}$$

Damit Akkretion stattfinden kann, muss $F_{grav} > F_{rad}$ gelten:

$$G \frac{M \cdot m_p}{r^2} > \sigma_T \cdot \frac{L}{c \cdot 4\pi r^2}$$

Es gibt demnach eine maximale Leuchtkraft (Eddington-Leuchtkraft L_{Edd}), bei der sich beide Kräfte aufheben. Bei geringerer Leuchtkraft findet Akkretion statt, bei größerer Leuchtkraft stoppt die Akkretion, was zu einer Verringerung der Leuchtkraft unter die Eddington-Leuchtkraft führt um die Akkretion wieder zu starten.

Für die Eddington-Leuchtkraft gilt:

$$L_{Edd} = G \frac{m_p \cdot 4\pi c}{\sigma_T} \cdot M = 6,3 \frac{W}{kg} \cdot M$$

(jedes Kilogramm der Masse des schwarzen Lochs erhöht die maximale Leuchtkraft um 6,3 Watt).

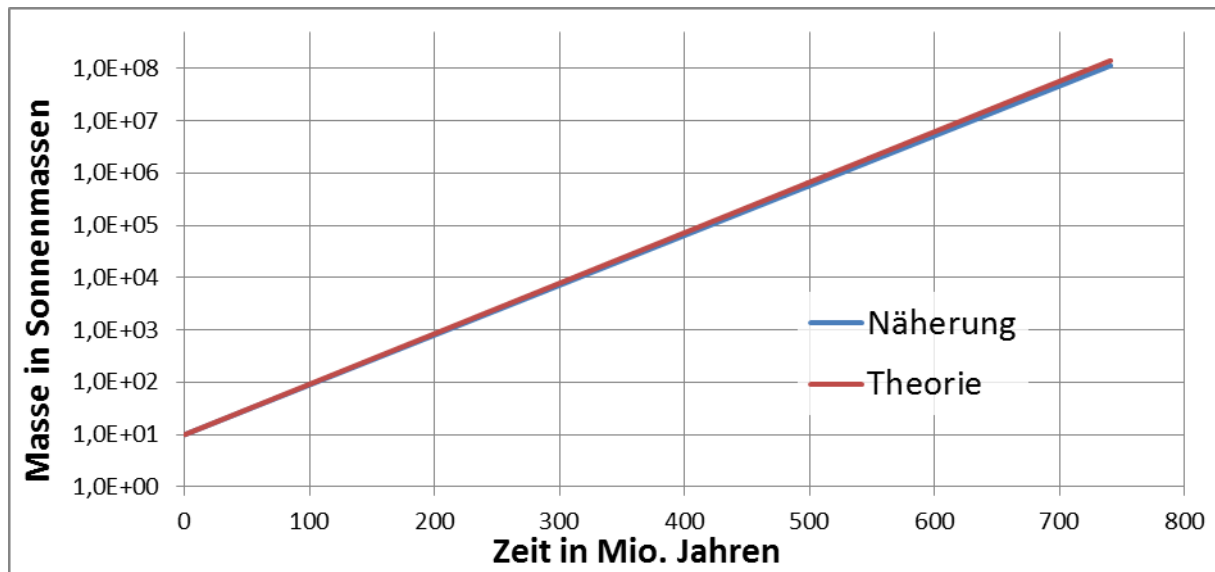
Die Masse des schwarzen Lochs eines AGNs bestimmt die maximale Leuchtkraft des AGN, die zu einer maximalen Akkretionsrate führt (hier benutzt: $L_{Edd} = A \cdot \frac{c^2}{10}$):

Schwarzes Loch / Sonnenmassen	10^5	10^6	10^7	10^8	10^9
L_{Edd} / W	$1,3 \cdot 10^{36}$	$1,3 \cdot 10^{37}$	$1,3 \cdot 10^{38}$	$1,3 \cdot 10^{39}$	$1,3 \cdot 10^{40}$
$L_{Edd} /$ Sonnenleuchtkräften	$3,2 \cdot 10^9$	$3,2 \cdot 10^{10}$	$3,2 \cdot 10^{11}$	$3,2 \cdot 10^{12}$	$3,2 \cdot 10^{13}$
Akkretionsrate / Sonnenmassen pro Jahr	$2,3 \cdot 10^{-3}$	$2,3 \cdot 10^{-2}$	0,23	2,3	23

Mit diesen Werten lässt sich mit Hilfe der Methode der kleinen Schritte abschätzen, wie lange ein schwarzes Loch Materie am Eddington-Limit akkretieren musste, um beginnend mit einer Startmasse von 10 Sonnenmassen eine Masse von 10^8 Sonnenmassen zu erreichen.

Zeit in Jahren	Masse zu Beginn des Zeitschritts in Sonnenmassen	Eddington Leuchtkraft in Sonnenleuchtkräften	Akkretionsrate in Sonnenmassen pro Jahr	Masse am Ende des Zeitschritts in Sonnenmassen	Theorie:
0,0000E+00	1,0000E+01	3,2447E+05	2,2106E-07	1,0166E+01	1,0000E+01
7,5000E+05	1,0166E+01	3,2985E+05	2,2473E-07	1,0334E+01	1,0168E+01
1,5000E+06	1,0334E+01	3,3531E+05	2,2845E-07	1,0506E+01	1,0339E+01
2,2500E+06	1,0506E+01	3,4087E+05	2,3224E-07	1,0680E+01	1,0513E+01
3,0000E+06	1,0680E+01	3,4653E+05	2,3609E-07	1,0857E+01	1,0689E+01
3,7500E+06	1,0857E+01	3,5227E+05	2,4000E-07	1,1037E+01	1,0869E+01
4,5000E+06	1,1037E+01	3,5811E+05	2,4398E-07	1,1220E+01	1,1052E+01
5,2500E+06	1,1220E+01	3,6405E+05	2,4803E-07	1,1406E+01	1,1237E+01
6,0000E+06	1,1406E+01	3,7008E+05	2,5214E-07	1,1595E+01	1,1426E+01
6,7500E+06	1,1595E+01	3,7622E+05	2,5632E-07	1,1787E+01	1,1618E+01
7,5000E+06	1,1787E+01	3,8246E+05	2,6057E-07	1,1983E+01	1,1814E+01
8,2500E+06	1,1983E+01	3,8880E+05	2,6489E-07	1,2181E+01	1,2012E+01
9,0000E+06	1,2181E+01	3,9524E+05	2,6928E-07	1,2383E+01	1,2214E+01
9,7500E+06	1,2383E+01	4,0180E+05	2,7375E-07	1,2589E+01	1,2419E+01
1,0500E+07	1,2589E+01	4,0846E+05	2,7829E-07	1,2797E+01	1,2628E+01
1,1250E+07	1,2797E+01	4,1523E+05	2,8290E-07	1,3010E+01	1,2840E+01
1,2000E+07	1,3010E+01	4,2212E+05	2,8759E-07	1,3225E+01	1,3056E+01
1,2750E+07	1,3225E+01	4,2911E+05	2,9236E-07	1,3445E+01	1,3275E+01
1,3500E+07	1,3445E+01	4,3623E+05	2,9721E-07	1,3667E+01	1,3499E+01
1,4250E+07	1,3667E+01	4,4346E+05	3,0213E-07	1,3894E+01	1,3725E+01
1,5000E+07	1,3894E+01	4,5081E+05	3,0714E-07	1,4124E+01	1,3956E+01

In einer Excel-Tabelle wird in Spalte A die Zeit zu Beginn des betrachteten Zeitschritts abgelegt. Die Zeitspanne zwischen zwei Zeitschritten wird in Zelle B1 abgelegt. Die Spalte C beherbergt die Masse des schwarzen Lochs zu Beginn des Zeitschritts. Aus ihr lässt sich die maximale Leuchtkraft berechnen (die während des Zeitschritts als konstant ansehen wird) die in Spalte E abgelegt wird. Aus der Eddington-Leuchtkraft folgt die maximal mögliche Akkretionsrate (Spalte G), die hier mit $L_{Edd} = A \cdot \frac{c^2}{10}$ berechnet wird. Mit der konstant angenommenen Akkretionsrate lässt sich die Masse des schwarzen Lochs am Ende des Zeitschritts berechnen (Spalte I). Zum Vergleich mit der Methode der kleinen Schritte ist in Spalte L die analytische Lösung angegeben, die sich mit Hilfe von $M(t) = M_0 \cdot e^{\frac{0,1 \cdot c \cdot \sigma_T}{4\pi G \cdot m_p}}$ berechnet.



Um eine Endmasse von 10^8 Sonnenmassen zu erreichen, benötigt ein schwarzes Loch somit etwa 720 Millionen Jahre.

Anschließend an die Analyse von AGN-Spektren in der 9. Jahrgangsstufe können die ermittelten Ergebnisse dazu genutzt werden, die Bewegung der Gaswolken im AGN genauer zu analysieren. Die Auswertung des Spektrums von NGC 5548 zeigt, dass sich die Wolken in der BLR mit $5,16 \cdot 10^3 \text{ km/s}$ bewegen. Die Verbreiterung der $\text{H}\alpha$ -Linie ist symmetrisch, so dass sich das Wasserstoffgas mit maximal $2,58 \cdot 10^3 \text{ km/s}$ auf den Beobachter zu bzw. weg bewegt. Eine Kreisbewegung des Gases um das Zentrum des AGN ist naheliegend. Untersuchungen von Bentz et al. (2007) führten auf eine Masse des schwarzen Lochs von $6,54 \cdot 10^7$ Sonnenmassen. Der entsprechende Schwarzschildradius dieser Masse beträgt $R_S = 1,93 \cdot 10^{11} \text{ m} = 1,30 \text{ AE}$. Mit der Gravitationskraft als Zentralkraft einer Kreisbewegung, lässt sich der Radius der Kreisbahn ermitteln, auf der das Gas mit $2,58 \cdot 10^3 \text{ km/s}$ das schwarze Loch umkreist.

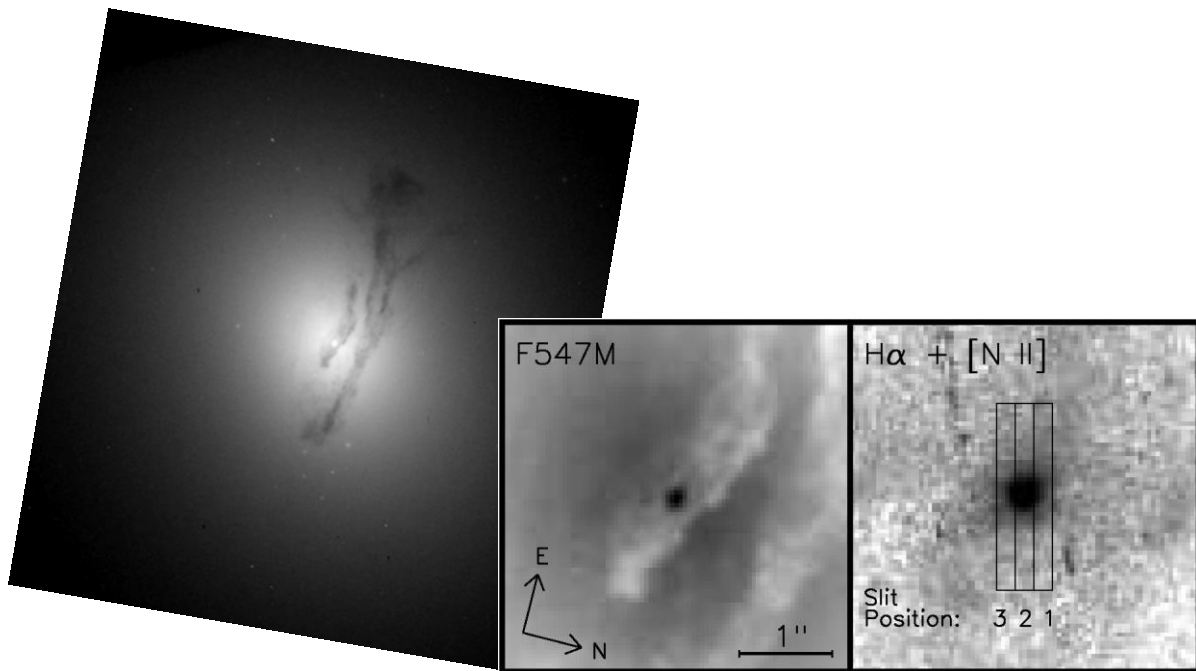
$$F_{\text{Zentral}} = m_{\text{Gas}} \frac{v^2}{r}$$

$$G \frac{M \cdot m_{\text{Gas}}}{r^2} = m_{\text{Gas}} \frac{v^2}{r} \rightarrow r = G \frac{M}{v^2}$$

$$r = 1,30 \cdot 10^{15} \text{ m} = 8,78 \cdot 10^3 \text{ AE}$$

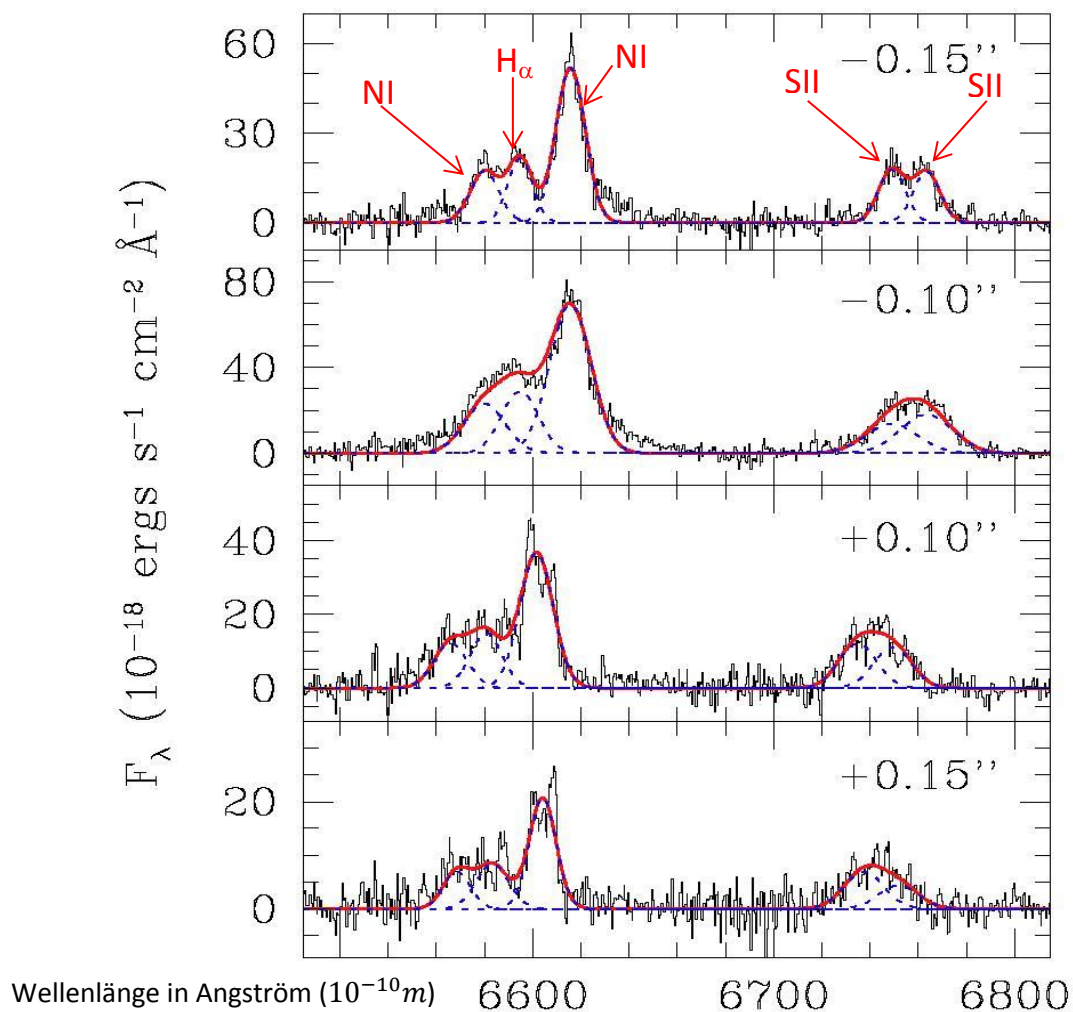
Andere Emissionslinien, zu deren Erzeugung mehr Energie notwendig ist, zeigen eine größere Verbreiterung und damit größere Geschwindigkeit. Sie befinden sich näher am Zentrum des AGN. (z.B. Peterson & Wandel, 1999; Kollatschny & Zetzl, 2013).

Falls die Akkretionsscheibe räumlich aufgelöst werden kann, kann man in verschiedenen Entfernungen von der Rotationsachse ein Spektrum aufnehmen und die lokalen Rotationsgeschwindigkeiten bestimmen. Auf diese Weise wurde mit Hilfe des Spektrographen an Bord des Hubble Space Teleskops die Scheibe um den Kern von M 84 untersucht: Das Licht eines schmalen Ausschnitts von M 84 fiel durch einen Spalt in den Spektrographen, der dieses senkrecht zum Spalt spektral zerlegte. Man erhält dadurch ein zweidimensionales Spektrum, das in Spaltrichtung die räumliche und senkrecht dazu die spektrale Information enthält. Der Spalt wurde im Fall von M 84 so gelegt, dass er senkrecht zur Drehachse der Akkretionsscheibe lag.



Der Zentralbereich von M 84 (links, Gary Bower & Richard Green (NOAO), the STIS Instrument Definition Team & NASA/ESA) sowie der Ausschnitt der Zentralregion mit der Position der drei Spalte (Walsh et al., 2010).

Die Spektren, die der mittlere Spalt lieferte (durch das Zentrum des AGN), sehen in den Abständen - 0,15'', -0,10'', 0,10'' und 0,15'' vom Zentrum wie folgt aus (Walsh et al., 2010):



Bei der Auswertung der Positionen -0,15" und 0,15" ergeben sich die beiden Tabellen:

Linie	NII	H α	NII	SII	SII
Laborwellenlänge / nm	654,8	656,3	658,3	671,6	673,1
Beob. Wellenlänge / nm	658,1	659,5	661,6	675,0	676,3
$v = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \cdot c$ in km/s	$1,51 \cdot 10^3$	$1,46 \cdot 10^3$	$1,50 \cdot 10^3$	$1,52 \cdot 10^3$	$1,43 \cdot 10^3$

Geschwindigkeitsmittelwert bei -0,15": $1,48 \cdot 10^3 \text{ km/s}$

Linie	NII	H α	NII	SII	SII
Laborwellenlänge / nm	654,8	656,3	658,3	671,6	673,1
Beob. Wellenlänge / nm	656,8	658,3	660,4	673,8	675,3
$v = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \cdot c$ in km/s	916	914	956	982	980

Geschwindigkeitsmittelwert bei 0,15": 950 km/s

Die gesamte Galaxie entfernt sich demnach mit $0,5 \cdot \left(1,48 \cdot 10^3 \frac{\text{km}}{\text{s}} + 950 \frac{\text{km}}{\text{s}}\right) = 1,22 \cdot 10^3 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ (Literaturwert: 1060 km/s; Quelle: NED), was mit einer Hubblekonstante von $67 \frac{\text{km}}{\text{s}}/\text{Mpc}$ (ESO-Mission Planck, März 2013) einer Entfernung von $d = 18,2 \text{ Mpc}$ entspricht (Literaturwert: 18,4 Mpc – Quelle: Tonry et al., 2000). Damit lässt sich die absolute Entfernung s des Orts der Geschwindigkeitsmessung vom Zentrum bestimmen:

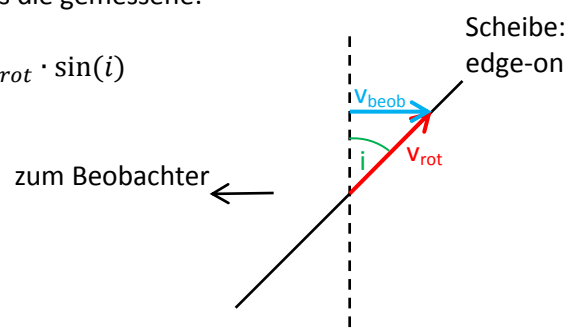
$$\frac{2\pi d}{360^\circ} = \frac{s}{0,15''} \rightarrow s = 12 \text{ pc}$$

Würde die Akkretionsscheibe direkt von der Seite beobachtet werden, wäre die Geschwindigkeit von $1,48 \cdot 10^3 \text{ km/s} - 1,22 \cdot 10^3 \text{ km/s} = 260 \text{ km/s}$ mit der sich die Materie in der Scheibe auf den Beobachter zu bzw. weg bewegt, gleich der Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe im Abstand von 12 pc vom Zentrum. Die Zentralmasse entspräche dann:

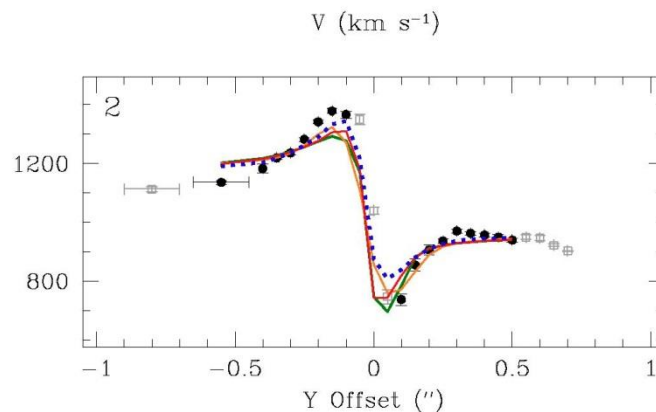
$$M = \frac{r \cdot v^2}{G} = 3,8 \cdot 10^{38} \text{ kg} = 1,9 \cdot 10^8 M_{\text{solar}}$$

Da die Inklination der Scheibe aus den obigen Auswertungen nicht abzuleiten ist, ist die Abschätzung der Zentralmasse eine untere Grenze. Eine Inklination i der Scheibe würde bewirken, dass die tatsächliche Rotationsgeschwindigkeit größer ist als die gemessene:

$$v_{\text{beob.}} = v_{\text{rot}} \cdot \sin(i)$$

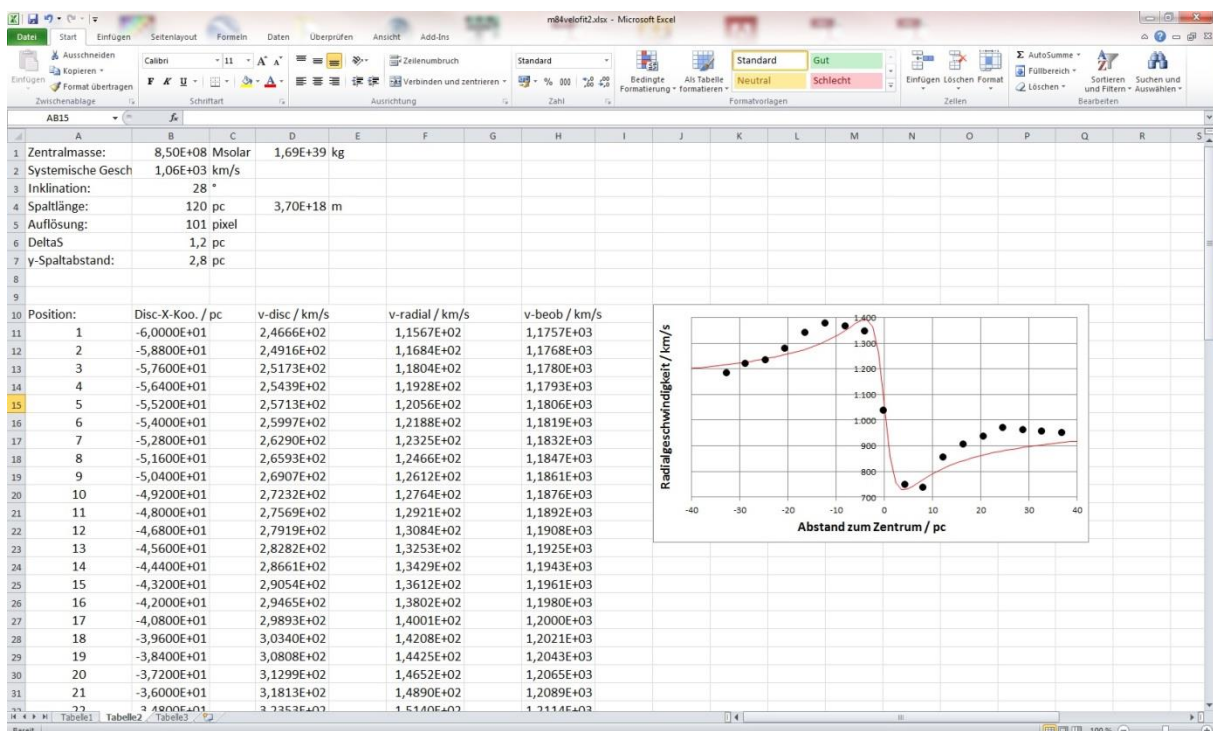


Die Auswertung der Spektren vom mittleren Spalt führt auf folgenden Verlauf der Geschwindigkeit in Abhängigkeit vom Abstand zum schwarzen Loch (Walsh et al., 2010):



Um die Inklination i und die Zentralmasse M zu bestimmen, können für verschiedene i - und M -Werte mit einem Excel-Programm Rotationsgeschwindigkeiten berechnet und an die Datenpunkte angepasst werden. Dazu wird die Rotationsgeschwindigkeit entlang einer Linie (entsprechend dem Spalt) auf einer rotierenden Scheibe ermittelt. Unter der Annahme, dass sie sich nach dem 3. Kepler-Gesetz bewegt, gilt:

$$v_{disc}(r) = \sqrt{\frac{G \cdot M}{r}}$$



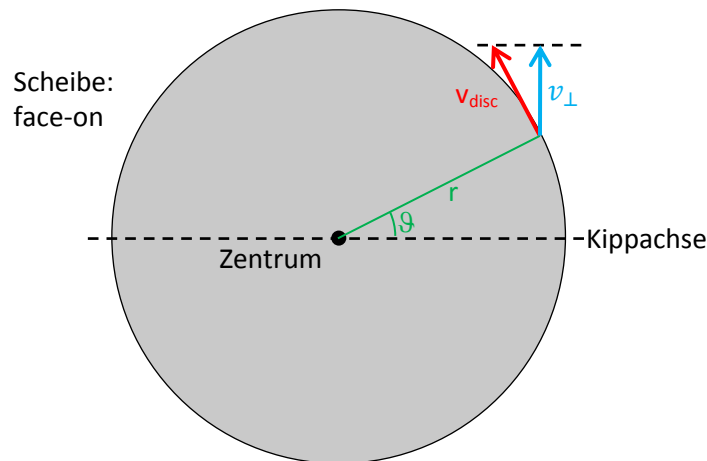
Die x-Koordinaten der Punkte auf der Linie finden sich in Spalte B, die für alle Punkte konstante y-Koordinate steht in Zelle B7. Der Betrag der Rotationsgeschwindigkeit eines Punktes mit den Koordinaten x und y auf der Scheibe berechnet sich demnach wie:

$$v_{disc}(r) = \sqrt{\frac{G \cdot M}{\sqrt{x^2 + y^2}}}$$

und steht in Spalte D. Der Richtungswinkel ϑ der Geschwindigkeit berechnet sich wie $\tan(\vartheta) = \frac{y}{x}$.

Steht die Scheibe face-on (der Beobachter sieht senkrecht auf die Scheibenoberfläche), ist keine Radialgeschwindigkeit und damit Linienverschiebung zu beobachten. Die Scheibe soll deshalb vom Beobachter um einen Inklinationswinkel i (Zelle B3) weg gekippt sein. Von der Rotationsgeschwindigkeit ist nur der Anteil für die Berechnung der Radialgeschwindigkeit zu berücksichtigen, der senkrecht auf der Kippachse steht:

$$v_{\perp} = v_{disc}(r) \cdot \cos(\vartheta)$$



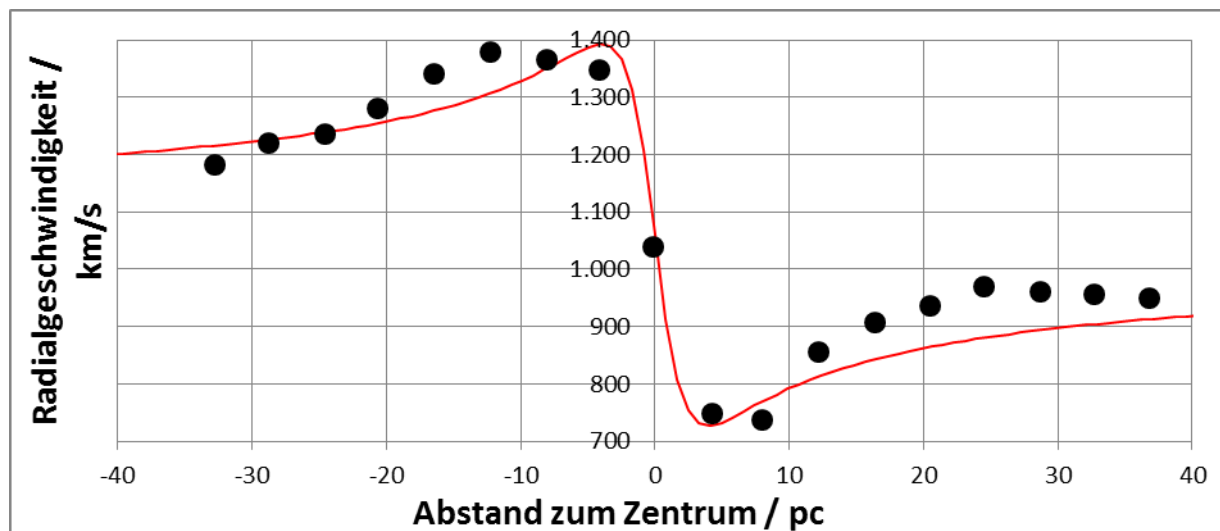
Der Anteil von v_{\perp} , der nach dem Kippen der Scheibe in Richtung des Beobachters zeigt, ist die gesuchte Radialgeschwindigkeit:

$$v_{radial} = \sin(i) \cdot v_{\perp} = v_{disk}(r) \cdot \cos(\vartheta) \cdot \sin(i)$$

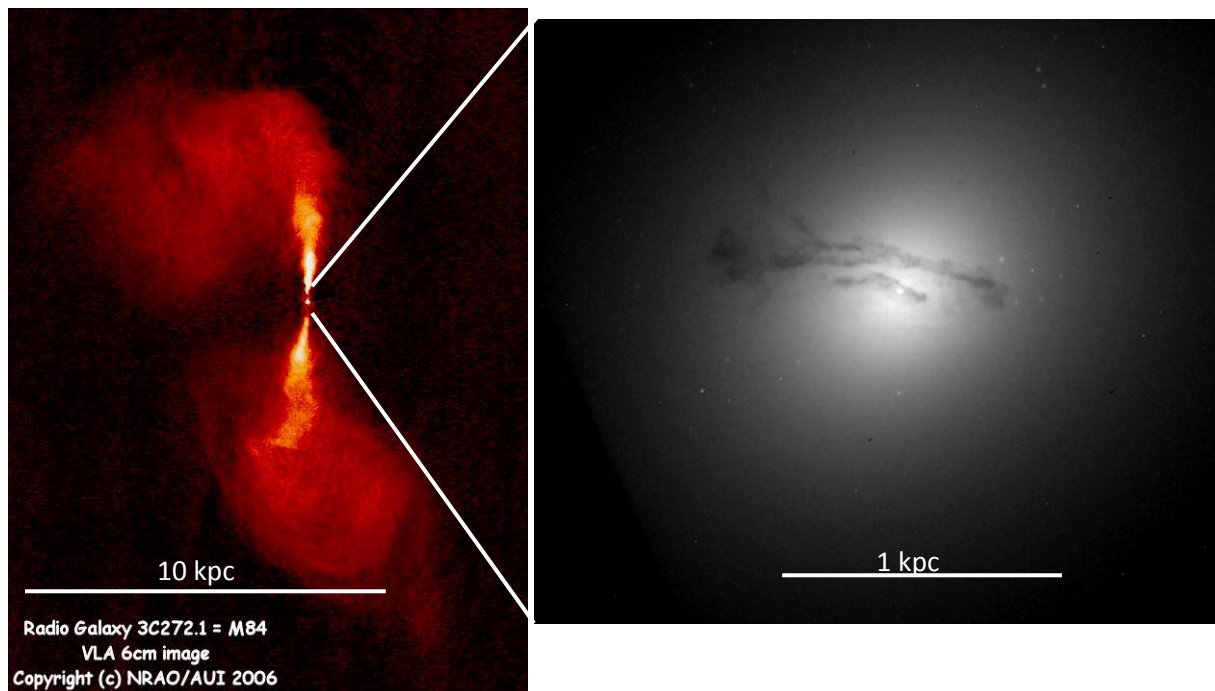
und steht in Spalte F.

Die systemische Geschwindigkeit (Zelle B2) muss auf die berechnete Radialgeschwindigkeit addiert werden um die beobachteten Geschwindigkeiten (Spalte H) zu erhalten.

Mit einer Zentralmasse von $1,7 \cdot 10^{39} \text{ kg} = 8,5 \cdot 10^8 M_{solar}$, einer Inklination 28° von einer y -Koordinate aller Punkte von 2,8 pc und einer systemischen Geschwindigkeit von $1,06 \cdot 10^3 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ ergibt sich eine ansprechende Anpassung an die Beobachtung:

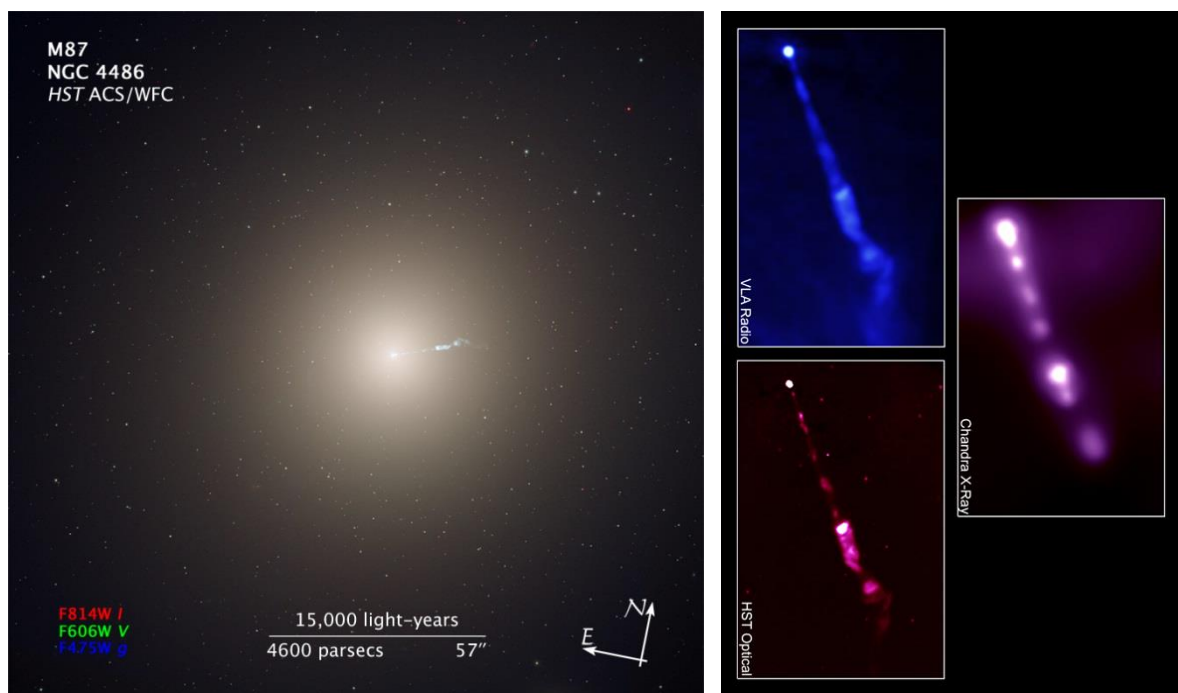


Radiobeobachtungen von M 84 zeigen zwei ausgedehnte Masseauswürfe, die sehr hohe Geschwindigkeiten aufweisen und als Jets bezeichnet werden:



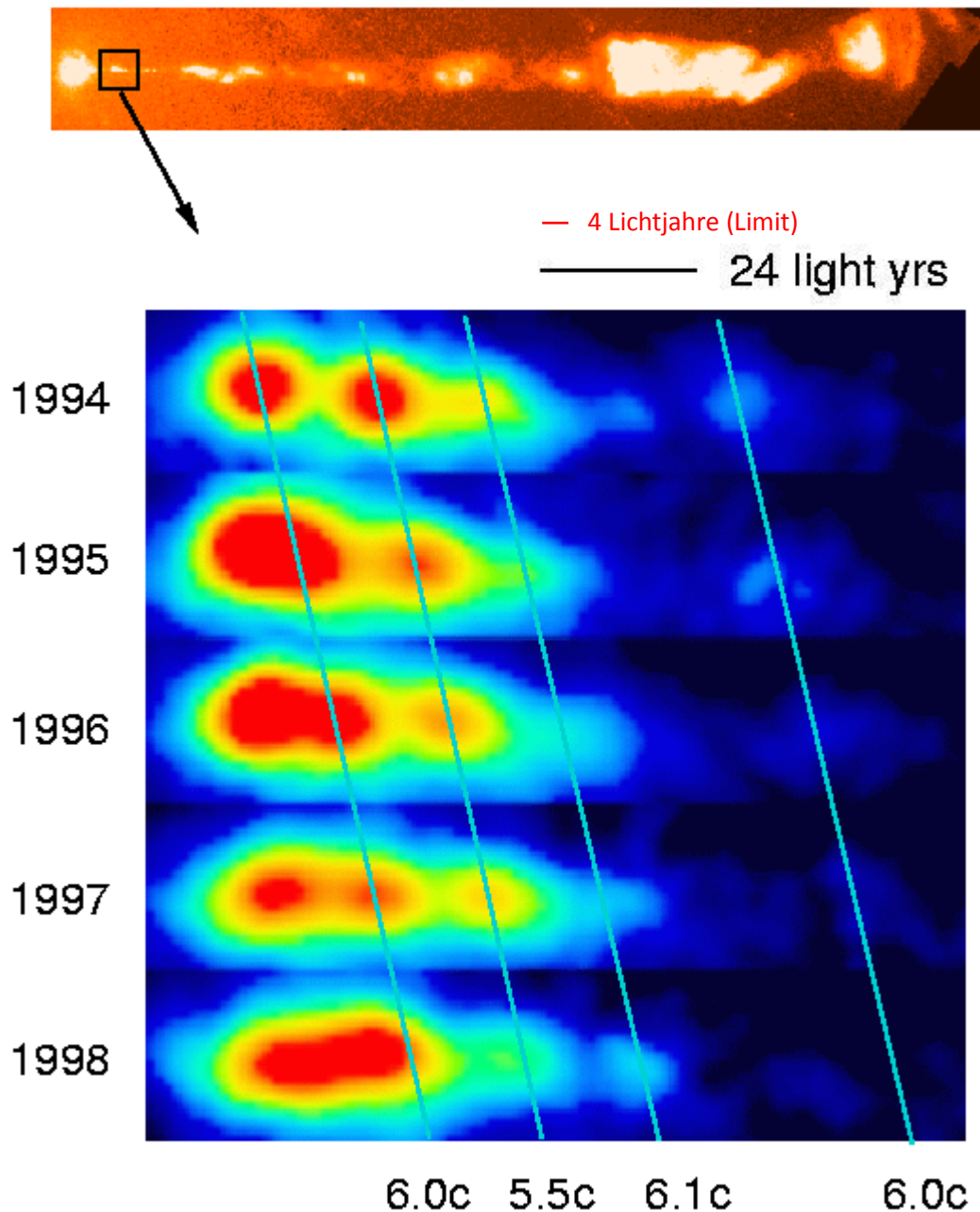
Diese Jets sind bei allen AGNs zu finden und stellen eine Möglichkeit dar, den Drehimpuls der Materie in der Akkretionsscheibe zu reduzieren, so dass ein weiterer Materieeinfall in das schwarze Loch möglich wird. Die Materie in den Jets erreicht dabei relativistische Geschwindigkeiten, so dass selbst für weit entfernte AGNs eine zeitliche Veränderung der Jetstrukturen beobachtbar ist. Dabei tritt ein Phänomen auf, dass der speziellen Relativitätstheorie zu widersprechen scheint, nämlich scheinbare Überlichtgeschwindigkeiten.

Die 54 Mio. Lichtjahre entfernte elliptische Galaxie M 87 zeigt einen mindestens 5000 Lichtjahre langen Jet, der dem aktiven Kern von M 87 entspringt.



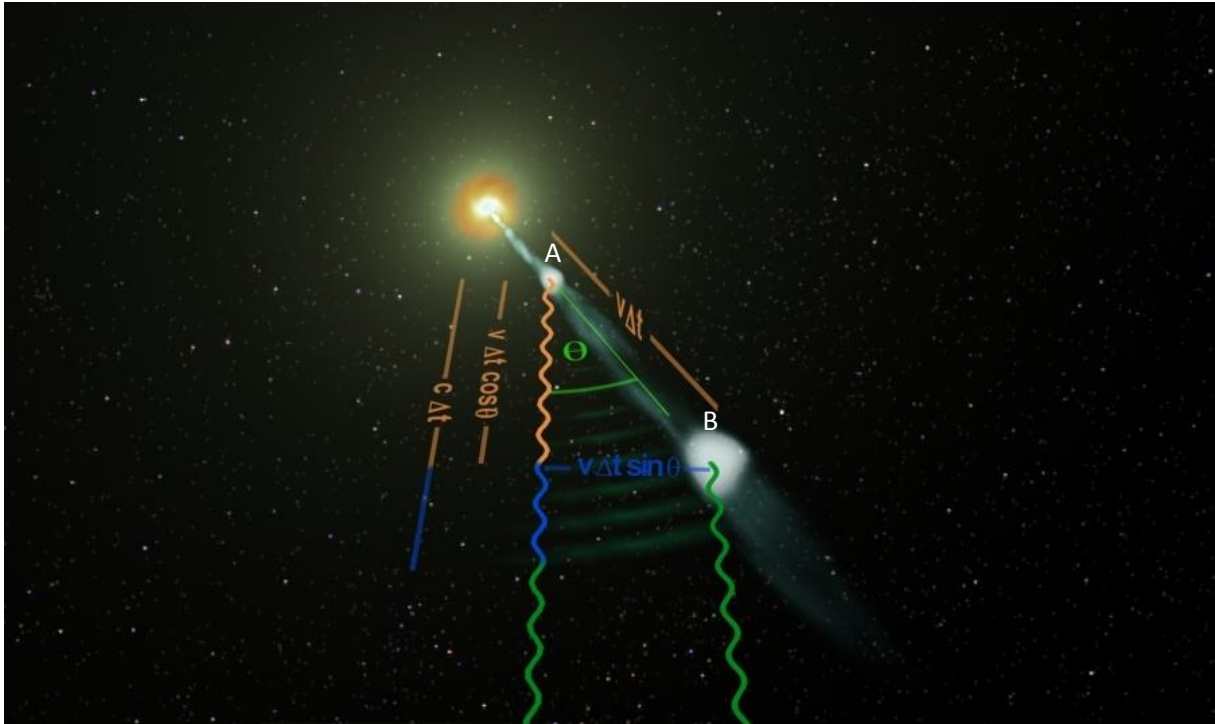
Linkes Foto: NASA, ESA & Hubble Heritage Team (STScI/AURA), rechts: Jet im Röntgenlicht (Marshall (MIT) et al., CXC, NASA), im Radiobereich (Zhou & Owen (NRAO), Biretta (STScI)) und im Optischen (Perlman (UMBC) et al. STScI, NASA)

Eine Beobachtungssequenz von 1994 bis 1998 des inneren Bereichs des Jets zeigt Emissionsquellen, die sich nach rechts zu bewegen scheinen. Die hellblauen Linien verbinden gleiche Strukturen, die zu unterschiedlichen Zeiten in unterschiedlichen Abständen von Zentrum zu finden sind.



Jetstrukturen, die sich scheinbar mit Überlichtgeschwindigkeit bewegen (Foto: John Biretta, STScI)

Verfolgt man die einzelnen Strukturen, dürften sie in den vier Jahren von 1994 bis 1998 keine vier Lichtjahre weit gekommen sein. Dieses Limit scheint weit überschritten worden zu sein. Rein rechnerisch mit $v = \frac{\Delta s}{\Delta t}$ erhält man aus der Auswertung der Beobachtung Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Materie von etwa 6-facher Lichtgeschwindigkeit. Dieser scheinbare Widerspruch zur speziellen Relativitätstheorie kann aufgelöst werden, wenn man bei der Auswertung der Bilder die dreidimensionale Geometrie des Jets und die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit berücksichtigt.



Angenommen, am Punkt A emittiert eine Materiestruktur ein Photon zum Zeitpunkt $t = 0$, das sich auf den Weg zum Beobachter macht. Die Struktur bewegt sich unter einem Winkel θ mit der Geschwindigkeit v eine Zeitspanne Δt lang bis zum Punkt B, wo sie wieder ein Photon emittiert. Die Struktur hat sich in diesem Zeitintervall um eine Strecke $s_1 = v \cdot \Delta t \cdot \cos(\theta)$ dem Beobachter genähert. Das Photon vom Punkt A hat inzwischen die Strecke $s_2 = c \cdot \Delta t$ zurückgelegt und hat damit einen Vorsprung von

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c \cdot \Delta t - v \cdot \Delta t \cdot \cos(\theta) = \Delta t [c - v \cdot \cos(\theta)]$$

gegenüber dem Photon, das vom Punkt B emittiert wurde und sich auf den Weg zum Beobachter macht. Beim Beobachter kommt das Photon von Punkt A zum Zeitpunkt $t = T$ an. Das Photon von Punkt B ist zu diesem Zeitpunkt noch $\Delta s = \Delta t [c - v \cdot \cos(\theta)]$ vom Beobachter entfernt und kommt zum Zeitpunkt

$$t = T + \frac{\Delta s}{c} = T + \frac{\Delta t [c - v \cdot \cos(\theta)]}{c}$$

beim Beobachter an. Zwischen dem Ankommen der Photons von Punkt A und von Punkt B vergeht beim Beobachter die Zeit

$$\Delta t_{beob} = \frac{\Delta t [c - v \cdot \cos(\theta)]}{c} = \Delta t \cdot [1 - v/c \cdot \cos(\theta)]$$

Für den Beobachter hat sich in dieser Zeit die Struktur um eine Strecke

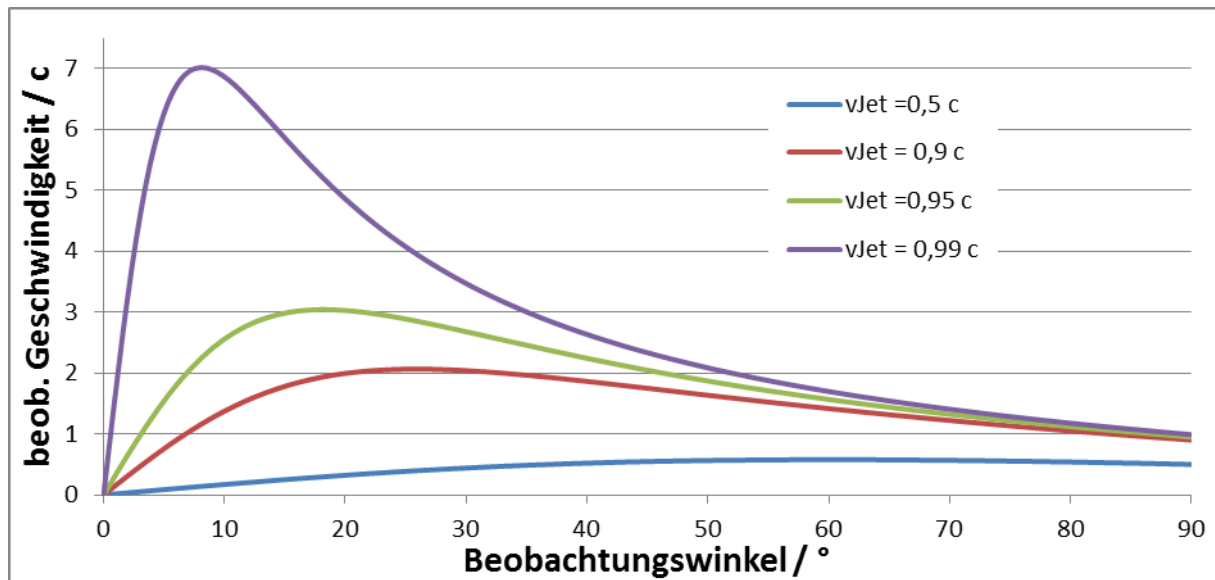
$$\Delta l_{beob} = v \cdot \Delta t \cdot \sin(\theta)$$

verschoben.

Die Struktur hat demnach für den Beobachter eine Geschwindigkeit von:

$$v_{beob} = \frac{\Delta l_{beob}}{\Delta t_{beob}} = \frac{v \cdot \Delta t \cdot \sin(\theta)}{\Delta t \cdot [1 - v/c \cdot \cos(\theta)]} = \frac{v \cdot \sin(\theta)}{1 - v/c \cdot \cos(\theta)}$$

Trägt man für verschiedene Jetgeschwindigkeiten die beobachtete Geschwindigkeit in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel θ auf, erkennt man bei bestimmten $v_{\text{Jet}} - \theta$ Kombinationen scheinbar beobachtbare Überlichtgeschwindigkeiten:



Der Jet von M 87 schließt mit dem Beobachter einen Winkel von etwa 15° ein (VERITAS Coll. et al., 2009; Wang C.-C. & Zhou H.-Y., 2009). Damit lässt sich die Jetgeschwindigkeit eingrenzen, sie muss mindestens 99,1 % der Lichtgeschwindigkeit betragen.

Internet-basierte Übungen (englisch):

Übungen zu 3C273:

http://chandra-ed.harvard.edu/3c273/time_machine.html

Active Galaxy Education Unit der NASA:

<http://fermi.sonoma.edu/teachers/agn.php>

Fragen und Antworten zu AGNs:

<http://astronomy.nju.edu.cn/~lix/GA/AT4/AT425/HTML/AT425eoc.htm>

Spektralanalyse von AGNs mit Auswertesoftware:

<http://rbseu.uaa.alaska.edu/projects/agn/index.html>

Zehn Anzeichen dafür, einen AGN gefunden zu haben:

http://spiff.rit.edu/classes/phys443/lectures/agn_1/agn_1.html

AGNs für den Amateur:

<http://www.garypoyner.pwp.blueyonder.co.uk/agn.html>

Scheinbare Überlichtgeschwindigkeiten:

<http://personal.denison.edu/~homand/superluminal/activity/>
file: Faster-than-Light.doc

Kontakt Daten:

Dr. Wolfgang Vieser

Astrophysiker und Lehrer für Physik/Astronomie/Mathematik

Christoph-Probst-Gymnasium Gilching

w.vieser@web.de

Literaturverzeichnis:

Bahcall J.N., Kirhakos S., Schneider D.P., Davis R.J., Muxlow T.W.B., Garrington S.T., Conway R.G. & Unwin S.C., Hubble Space Telescope and MERLIN Observations of the Jet in 3C 273, 1995, ApJ, 452, L91.

Bentz M.C., Denney K.D., Cackett E.M., et al., NGC 5548 in a Low-Luminosity State: Implications for the Broad-Line Region, 2007, ApJ, 662, 205-212.

Borovicka J., Spurny P., Brown P., Wiegert P., Kalenda P., Clark D. & Shrbeny L.; The trajectory, structure and origin of the Chelyabinsk asteroidal impactor, 2013, Nature, 503, 235-237.

Falco E.E., Kurtz M.J., Geller M.J., et al., The Updated Zwicky Catalog, 1999, PASP, Vol. 111, Issue 758, 438-452.

Gibbons A.H., The Electron Temperatures of the [OIII] Zone of M 42, 1976, MNRAS, 174, 105-109.

Janßen K., Spektroskopie der Sonne, Praktikumsversuche für den Astrophysik-Unterricht, Universitätssternwarte Göttingen, Mai 1999

Kollatschny W. & Zetzl M., Accretion disk wind as explanation for the broad-line region structure in NGC 5548, 2013, A&A, 551, L6.

Nicastro F., Piro L., De Rosa A., et al., A Long Observation of NGC 5548 by BeppoSAX: The High-Energy Cutoff, Intrinsic Spectral Variability, and a Truly Warm Absorber, 2000, ApJ, 536, 718-728.

Paltani S. & Türler M.; The mass of the black hole in 3C 273, 2005, A&A, 435, 811.

Peterson B.M., An Introduction to Active Galactic Nuclei, 1997, Cambridge University Press.

Peterson B.M. & Wandel A., Keplerian Motion of Broad-Line Region Gas as Evidence for Supermassive Black Holes in Active Galactic Nuclei, 1999, ApJ, 521, L95.

Proud S.R., Reconstructing the orbit of the Chelyabinsk meteor using satellite observations, 2013, Geophysical Research Letters, Vol 40, Issue 13, 3351-3355.

Shapovalova A.I., Doroshenko V.T., Bochkarev N.G., et al., Profile variability of the H α and H β broad emission lines in NGC 5548, 2004, A&A, 422, 925-940.

Tonry J.L., Blakeslee J.P., Ajhar E.A. & Dressler A., The Surface Brightness Fluctuation Survey of Galaxy Distances. II. Local and Large-Scale Flows, 2000, ApJ, 530, 625-651.

Uchiyama Y., Megan U.C., Cheung C.C., et al., Shedding New Light on the 3C 273 Jet with the Spitzer Space Telescope, 2006, ApJ, 648, 910.

Urry, C.M. & Padovani P., Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei, 1995, PASP, 107, 803.

VERITAS Collaboration, VLBA 43 GHz M 87 Monitoring Team, H.E.S.S. Collaboration & MAGIC Collaboration, Radio Imaging of the Very-High-Energy Gamma-Ray Emission Region in the Central Engine of a Radio Galaxy, 2009, Science, 325, 444-448.

Walsh J.L., Barth A.J. & Sarzi M., The Supermassive Black Hole in M84 Revisited, 2010, ApJ, 721, 762-776.

Wang C.-C. & Zhou H.-Y., Determination of the intrinsic velocity field in the M87 jet, 2009, MNRAS, 395, 301-310.

Woo J.-H. & Urry C.M., Active Galactic Nucleus Black Hole Masses and Bolometric Luminosities, 2002, ApJ, 579, 530-544.

Zuluaga J.I., Ferrin I. & Greens S., The orbit of the Chelyabinsk event impactor as reconstructed from amateur and public footage, 2013, E&PSL, preprint (arXiv:1303.1796).