

Schwarze Löcher – die Macht der potenziellen Energie bringt Licht ins Dunkel

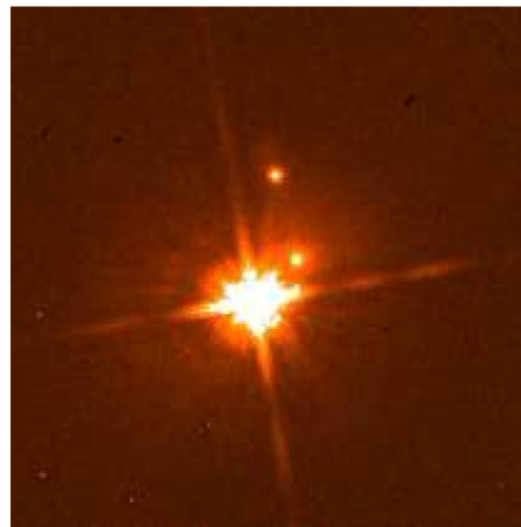
In Bezug auf den SuW-Beitrag „Das Licht zweier tanzender Schwarzer Löcher“ / Brennpunkt (SuW 12/2015)

Wolfgang Wieser

Im Physiklehrplan nahezu aller Schularten werden Schwarze Löcher nicht intensiv behandelt. Allenfalls im Zusammenhang mit möglichen Endzuständen von Sternen werden diese extremen Objekte genannt. Geht man allerdings kreativer vor, entdeckt man in den Lehrplänen fast aller Jahrgangsstufen Themenbereiche, von denen aus eine Brücke zu Schwarzen Löchern, Quasaren (QSOs) oder Aktiven Galaxienkernen (AGNs) geschlagen werden kann.

Der Schritt aus dem Klassenzimmer oder Schullabor in den Kosmos ist für Schülerinnen und Schüler spannend, ungewohnt und damit sehr motivierend. Während QSOs und AGNs bei den Jugendlichen wenig bekannt sind, regen Schwarze Löcher aufgrund ihrer Präsenz im Kino und Fernsehen jederzeit zu Diskussionen im Unterricht an. Diese Objekte zeigen in vieler Hinsicht extreme Phänomene (Geschwindigkeit, Masse, Kraft, Energie, Entfernung), die sie interessant erscheinen lassen und scheinbare Widersprüche aufwerfen.

So befindet sich in ca. 3,5 Mrd. Lichtjahren Entfernung der Quasar PG 1302-102, eine elliptische Galaxie mit aktivem Zentrum, in dem sich zwei sehr massereiche Schwarze Löcher umkreisen. Die Tatsache, dass sich die Schwarzen Löcher nicht sofort gegenseitig verschlingen oder zumindest die sie umgebenden Gasmassen und Sterne, erscheint vielen Schülerinnen und Schülern als unrealistisch. Die Existenz der beiden Schwarzen Löcher, die sich um ihren gemeinsamen Schwerpunkt bewegen, schlossen Daniel J. D’Orazio, Zoltan Haiman und David Schiminovich (2015) aus der Variation der Helligkeit von PG 1302-102, die sie aus Daten des Galaxy Evolution Explorers (Galex) und des Weltraumteleskops Hubble extrahierten. Auch dies scheint einen Widerspruch darzustellen, da ja Schwarze Löcher keine Strahlung aussenden, also eigentlich nicht sichtbar sein sollten.



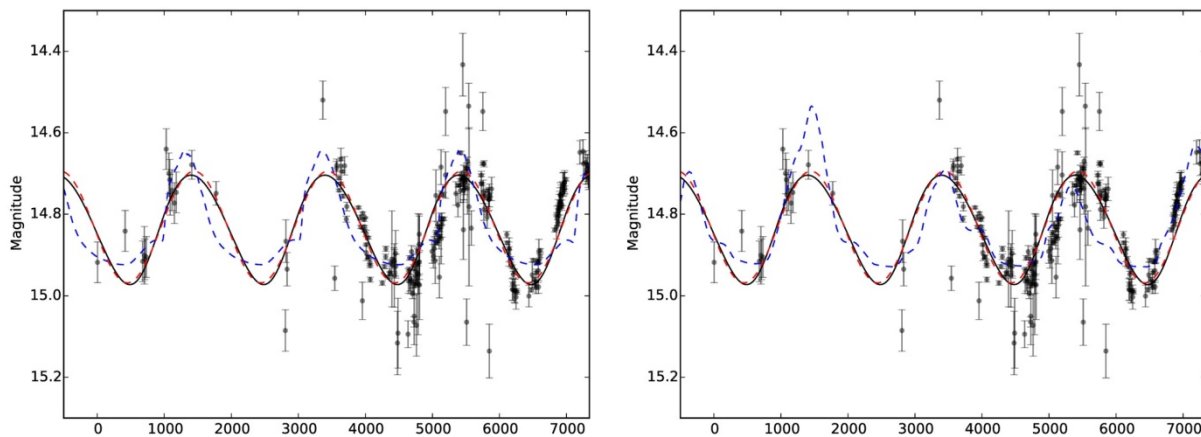
Aufnahme von PG 1302-120 und seinen beiden Begleitgalaxien, gemacht mit dem Weltraumteleskop Hubble. Der Quasar überstrahlt mit seiner Helligkeit seine Wirtsgalaxie (Bahcall, Kirhakos & Schneider 1995).

Mit grundlegenden Überlegungen zum Thema Energie und Keplergesetze wird sich in dem vorliegenden Material den Themenkomplex Schwarze Löcher genähert. Es wird gezeigt, dass die Energieumwandlungen in der Nähe von Schwarzen Löchern sehr große Leuchtkräfte freisetzen können, die die Strahlungsleistung von ganzen Galaxien übertreffen kann. Die Anwendung der Keplergesetze auf die Situation in PG 1302-102 führt auf die Ableitung der physikalischen Parameter des Doppel-Schwarzen-Loch-Systems, die mit den aktuellen Forschungsergebnissen verglichen werden.

Übersicht der Bezüge im WIS-Beitrag		
Physik	Mechanik, Quantenphysik, Relativitätst	Potenzielle Energie, kinetische Energie, Leuchtkraft, Umwandlungen, Raketengleichung, Kepler-Gesetze
Astronomie	Sterne, Galaxien	Doppelsternsystem
Lehre allgemein	Kompetenzen (Fachwissen, Erkenntnisgewinnung), Unterrichtsmittel	Modellierung, Formeln anwenden, Methoden übertragen, Zusammenhänge erkennen

Schwarze Löcher – die Macht der potenziellen Energie bringt Licht ins Dunkel

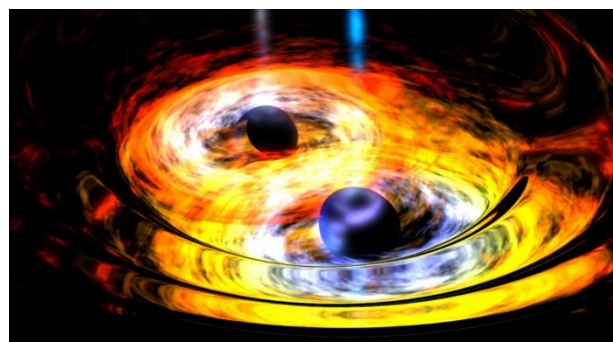
Quasare sind schon lange Zeit als variable Lichtquelle in allen Wellenlängenbereichen bekannt. Diese Variabilität gehorcht normalerweise keiner Regelmäßigkeit und hat ihre Ursache in verschiedenen physikalischen Mechanismen im Inneren der QSOs. Seit Kurzem sind vielfältige Lichtkurven von verschiedenen QSOs und über längere Zeiträume hinweg verfügbar, die nun auf systematische Helligkeitsveränderungen hin ausgewertet werden. Daniel J. D’Orazio, Zoltan Haiman und David Schiminovich (2015) fanden in GALEX- (Galaxy Evolution Explorer) und HST- (Hubble Space Telescope) Daten von PG 1302-102 eine sinusförmige Änderung der Helligkeit um $\pm 14\%$ mit einer Periode von 4,04 Jahren.



Modellanpassungen an die Beobachtungsdaten (grau). Die schwarze Linie zeigt die beste Anpassung bei Annahme eines relativistischen Doppler boostings, die rote Linie eine gewöhnliche Sinus-Funktion und die blau gestrichelte Linie die Helligkeitsvariation aufgrund von Änderungen in der Akkretionsrate, abgeleitet aus Strömungssimulationen. Die linke Anpassung berücksichtigt ein Massenverhältnis der beiden beteiligten Objekte von 1:10, die rechte Anpassung eines von 1:13 (D’Orazio et al. 2015).

Die Autoren erklären die Amplitude und die periodische Art der Variabilität der Helligkeit mit einem relativistischen Effekt (relativistic Doppler boosting), bei dem Licht nicht nur blauverschoben sondern auch verstärkt wird, wenn sich die Lichtquelle auf einen Betrachter zubewegt. Diese Annahme wird von Beobachtungen im Ultravioletten gestützt, die auch hier die theoretisch erwartete Verstärkung der Helligkeit um einen Faktor 2,5 bestätigen. Die Form der Lichtkurve spricht demnach für ein sehr kompaktes Doppel-Schwarzes-Loch-System im Zentrum des QSO, deren Mitglieder sehr unterschiedliche Massen besitzen und sich mit sehr großen Geschwindigkeiten (bis zu sieben Prozent der Lichtgeschwindigkeit) bewegen.

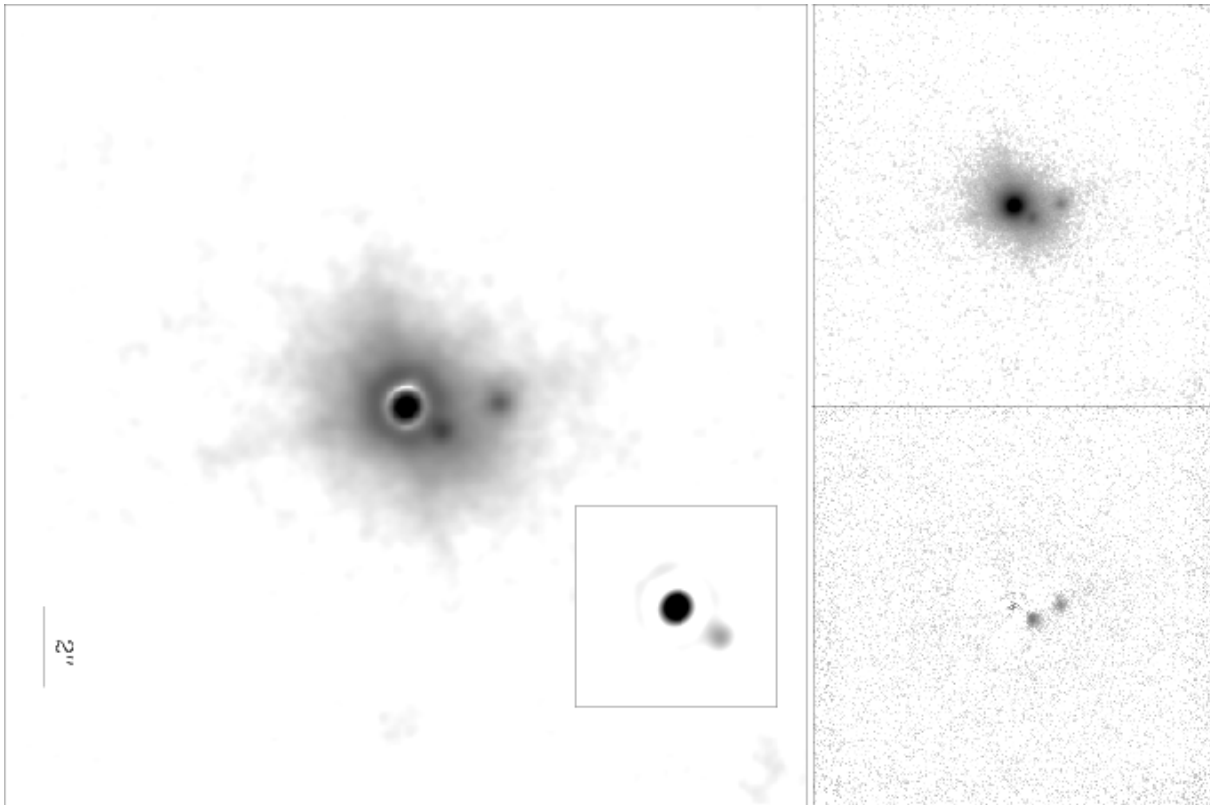
Die beteiligten Schwarzen Löcher sind das kompakteste Doppelsystem, das bisher entdeckt wurde. Ihr gegenseitiger Abstand beim Tanz um den gemeinsamen Schwerpunkt beträgt nur etwas mehr als 1000 Astronomische Einheiten. Würde ein Komponente des Systems im Zentrum unseres Sonnensystems sitzen, würde die andere in der Nähe der Oort’schen Wolke innerhalb von 4,04 Jahren das Zentrum umkreisen. Beide Objekte sind jeweils von einer Gas- und Staubscheibe umgeben, von der sie ständig Materie akkretieren. Eine gemeinsame Scheibe wird ebenso diskutiert.



Künstlerische Darstellung der Bewegung zweier Schwarzer Löcher um ihren gemeinsamen Schwerpunkt unter Berücksichtigung der Verzerrungen der Raum-Zeit. (Image Credit: NASA)

Beim Einfall der Scheibenmaterie auf die Schwarzen Löcher - eigentlich auf den Ereignishorizont – wird kinetische Energie, vormals potenzielle Energie, in Strahlungsenergie umgewandelt. Solche Systeme von sehr nah beieinander liegenden Schwarzen Löchern entstehen vermutlich bei der Verschmelzung von Galaxien und können deshalb wichtige Beiträge zum Verständnis der Galaxienentwicklung liefern. Die beiden Schwarzen Löcher selbst werden innerhalb der nächsten Million Jahre verschmelzen und dabei vermutlich einen Lichtblitz vergleichbar mit 100 Millionen Supernovae erzeugen.

PG 1302-102 besitzt eine visuelle Helligkeit von 15,2 Magnituden. Betrachtet man die Strahlungsleistung des QSO über den gesamten Spektralbereich, so liegt diese einen Faktor 20 über der rein visuellen Leuchtkraft. Mit einer Rotverschiebung von $z = 0,278$, entsprechend einer Entfernung von 1,1 Gpc oder 3,5 Mrd. Lichtjahren, bedeutet dies eine absolute visuelle Helligkeit von -25,8 Magnituden. Aufgrund seiner relativen Nähe konnte die Wirtsgalaxie von PG 1302-102 und auch seine weitere Umgebung weiter untersucht werden. Der Quasar sitzt im Zentrum einer elliptischen Galaxie, typisch für Radio-laute-QSOs, einer Unterart von QSOs. Des Weiteren begleiten ihn zwei Galaxien, die sich in einem projizierten Abstand von 3 bzw. 6 kpc befinden.



Aufnahme von PG 1302-102 mit seiner Wirtsgalaxie und seinen Begleitern. Diese Bilder entstanden mit Hilfe einer adaptiven Optik am Canada-France-Hawaii Teleskop mit einer Auflösung von 0,24". Das kleine Bild rechts oben zeigt die Aufnahme vor der Bearbeitung (Entfaltung), das Bild rechts die bearbeitete Aufnahme des Quasars mit der Wirtsgalaxie. Eingefügt ist ein Ausschnitt der Zentralregion. Rechts unten wurde der Quasar und die Wirtsgalaxie entfernt um die Begleitgalaxien besser sichtbar zu machen. (Marquez et al. 2001)

Bevor das komplexe Gesamtsystem eines Quasars mit einem zweifachen Schwarzen Loch angegangen wird, soll PG 1302-102 so behandelt werden, als ob vom Zentralobjekt noch nichts bekannt wäre, das Inneren von PG 1302-102 nur ein kompaktes Objekt enthält. Mit Hilfe dieser Annahmen werden die grundlegenden Eigenschaften von PG 1302-102 auch für jüngere Schülerinnen und Schüler einsichtig. Um die Beobachtungsdaten und die daraus resultierenden Konsequenzen interpretieren zu können, wird danach zusätzlich ein kurzer Exkurs zu energetischen Betrachtungen über Meteore in der Erdatmosphäre eingeschoben, bevor sich wieder dem Quasar, diesmal in seiner ganzen Komplexität, zugewendet wird.

Grundlegende Eigenschaften von PG 1302-102

Zur Helligkeit des Objekts: Leider sind in der Mittelstufe 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 $2,16 \cdot 10^{-14} \text{ W}$ (Bahcall, Kirhakos & Schneider, 1995) senkrecht auf einen Quadratmeter Erde ($15,2\text{mag}$ visuell). 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 sternartig (quasistellar, deshalb der Name: Quasar) und somit seine Strahlungsleistung mit der der Sonne vergleichbar wäre, müsste es etwa $3,75 \cdot 10^{19} \text{ m} = 1,21 \text{ kpc} = 3,97 \cdot 10^3 \text{ Lj}$ weit entfernt sein:

Die Leuchtkraft des Quasars von $3,82 \cdot 10^{26} \text{ W}$ (entspricht einer Sonnenleuchtkraft) muss sich so auf eine Kugeloberfläche $A = 4\pi r^2$ mit Radius r verteilen, dass $2,16 \cdot 10^{-14} \text{ W/m}^2$ auf der Erde ankommen:

$$2,16 \cdot 10^{-14} \frac{\text{W}}{\text{m}^2} = \frac{3,82 \cdot 10^{26} \text{ W}}{4\pi r^2}$$

$$r = \sqrt{\frac{3,82 \cdot 10^{26} \text{ W}}{4\pi \cdot 2,16 \cdot 10^{-14} \frac{\text{W}}{\text{m}^2}}} = 3,75 \cdot 10^{19} \text{ m} = 3,97 \cdot 10^3 \text{ Lj} = 1,21 \text{ kpc}$$

Das Objekt müsste sich also noch innerhalb der Milchstraße befinden. Es stellt sich die Frage: Was sind dann die begleitenden Objekte (umgebende Wolke, Begleiter)?

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

Die Entfernung von PG 1302-102 beträgt tatsächlich 3,5 Mrd. Lichtjahre oder 1,1 Gpc. Um trotzdem eine Bestrahlungsstärke von $2,16 \cdot 10^{-14} \text{ W/m}^2$ auf der Erde zu erreichen, ist eine Strahlungsleistung von $3,1 \cdot 10^{38} \text{ W}$ notwendig:

Die Leuchtkraft von PG 1302-102 muss sich so auf eine Kugeloberfläche $A = 4\pi r^2$ mit Radius $r = 1,1 \text{ Gpc}$ verteilen, dass $2,16 \cdot 10^{-14} \text{ W/m}^2$ auf der Erde ankommen:

$$2,16 \cdot 10^{-14} \frac{\text{W}}{\text{m}^2} = \frac{L}{4\pi(3,4 \cdot 10^{25} \text{ m})^2}$$

$$L = 2,16 \cdot 10^{-14} \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \cdot 4\pi(3,4 \cdot 10^{25} \text{ m})^2 = 3,1 \cdot 10^{38} \text{ W} = 8,2 \cdot 10^{11} L_{\odot}$$

(Das entspricht ca. der 30-fachen Leuchtleistung der Milchstraße oder der Andromedagalaxie.)

Objekt	Sonne	Milchstraße	Andromedagalaxie	PG 1302-102
Leuchtkraft / W	$3,85 \cdot 10^{26}$	$8,9 \cdot 10^{36}$ ($2,3 \cdot 10^{10} L_{\text{Sonne}}$)	$1,0 \cdot 10^{37}$ ($2,6 \cdot 10^{10} L_{\text{Sonne}}$)	$3,1 \cdot 10^{38}$ ($8,2 \cdot 10^{11} L_{\text{Sonne}}$)
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 PG 1302-102 kann selbst mit den modernsten Methoden nicht aufgelöst werden. Mit Hilfe der adaptiven Optik am Canada-France-Hawaii Telescope ist eine Auflösung von 0,24 Bogensekunden möglich, was bei der Entfernung zu PG 1302-102 einer räumliche Ausdehnung von $4,1 \cdot 10^{19} m = 4,4 \cdot 10^3 Lj = 1,3 kpc$ entspricht. Mit Very-Long-Baseline-Interferometer-Methoden der Radioastronomie können Auflösungen bis 0,5 Millibogensekunden erreicht werden. Bei PG 1302-102 bedeutet dies eine räumliche Auflösung von $8,2 \cdot 10^{16} m = 8,7 Lj = 2,7 pc$.

Die Leuchtkraft von 30 Galaxien muss demnach in eine Kugel mit $8,7 Lj$ Durchmesser. Würde man die Sterne von 30 Galaxien ($\approx 10^{12}$ Sterne) in einen Würfel mit entsprechendem Volumen ($10^{50} m^3$) bringen, hätten sie einen gegenseitigen Abstand von ca. 30 AE (entspricht etwa dem Abstand Sonne-Neptun). Eine solche Konstellation wäre nicht stabil. Es muss andere Möglichkeiten geben, in einem solch kleinen Volumen derartig große Strahlungsleistungen zu produzieren. Ein Szenario ist der Einfall von Material und damit die Umwandlung von potenzieller Energie in kinetische Energie und schließlich in Strahlungsenergie. Es stellt sich die Frage, ob die Energie, die durch solche Akkretionsprozesse freigesetzt wird größer sein kann, als die bei Fusionsprozessen (z.B. im Sterninneren) freigesetzte.

Effiziente Energieumwandlungen im astronomischen Kontext:

Im Folgenden wird die Effektivität verschiedener Umwandlungsmethoden diskutiert. Vergleich der bekannten Möglichkeiten der Freisetzung der in Materie gespeicherten Energie:

- Verbrennung: Durch Verbrennung von 1 kg Kohle lassen sich ca. $30 MJ = 30 \cdot 10^6 J$ gewinnen
- Kernspaltung: Durch Spaltung von ${}^{235}_{92}U + {}^1_0n \rightarrow {}^{89}_{36}Kr^* + {}^{144}_{56}Ba + 3 \cdot {}^1_0n + 210 MeV$
Umrechnung: $210 MeV = 210 \cdot 10^6 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} J = 3,36 \cdot 10^{-11} J$
1 kg Uran ($2,56 \cdot 10^{24}$ Atome) erzeugt durch Kernspaltung $86 TJ = 8,6 \cdot 10^{13} J$
- Kernfusion: Durch Fusion von ${}^2_1H + {}^3_1H \rightarrow {}^4_2He + {}^1_0n + 17,6 MeV$
Umrechnung: $17,6 MeV = 17,6 \cdot 10^6 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} J = 2,82 \cdot 10^{-12} J$
1 kg Deuterium-Tritium-(DT)-Gemisch ($1,20 \cdot 10^{26}$ Paare) erzeugt durch Kernfusion $0,34 PJ = 3,4 \cdot 10^{14} J$

Um dies mit der Möglichkeit der Energiefreisetzung durch Akkretion zu vergleichen, wird berechnet, aus welcher Höhe man 1 kg Materie fallen lassen müsste, um beim Aufschlag die gleiche Energiemenge freizusetzen wie bei der Verbrennung, Kernspaltung oder Kernfusion. Im ersten Ansatz wird die falsche Höhenenergieformel $E = m \cdot g \cdot h$ aus der Mittelstufe benutzt.

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

Die Höhen, aus der man die Materie fallen lassen müsste, sind enorm. Es scheint, dass die Akkretion keine sehr hohe Umwandlungseffizienz ausweist. Auf der anderen Seite gibt es Phänomene, die dies widerlegen, wie z.B. der Einschlag des Kometen Shoemaker-Levi 9 auf dem Jupiter und des Meteors von Tscheljabinsk, die beide mit großen Leuchtkräften verbunden waren.



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 demnach auch sehr große Werte annehmen und große Leuchtkräfte produzieren.

Nutzt man die Daten zum Meteor von Tscheljabinsk (siehe auch <http://urania.udea.edu.co/sitios/facom/research/chelyabinsk-meteoroid.php?#>) und berechnet die kinetische Energie, die schließlich in Wärme und Strahlung umgewandelt wird, stellt man fest, dass dieser Energiebetrag 60-mal größer ist, als der, den man erhält, wenn man den Meteor verbrannt hätte (vorausgesetzt er hätte aus Kohlebeständen):

- Masse: $1,2 \cdot 10^7 \text{ kg}$
- Geschwindigkeit: $1,9 \cdot 10^4 \text{ m/s}$
- Kinetische Energie: $E = \frac{1}{2}mv^2 = 2,2 \cdot 10^{15} \text{ J}$

Die kinetische Energie der Körper beim Eintritt in die Atmosphäre ist umgewandelte potenzielle Energie. Der Meteor von Tscheljabinsk hätte, ausgehend von der Mittelstufen-Formel der potenziellen Energie, aus einer Höhe von

$$\Delta E = m \cdot g \cdot \Delta h \rightarrow \Delta h = \frac{\Delta E}{m \cdot g} = \frac{2,2 \cdot 10^{15} \text{ J}}{1,2 \cdot 10^7 \text{ kg} \cdot 9,81 \text{ m/s}^2} = 1,9 \cdot 10^7 \text{ m}$$

fallen müssen. Das ist die Hälfte der Entfernung zu geostationären Satelliten. An diesem Beispiel wird klar, dass die Mittelstufen-Formel nicht korrekt sein kann. Eine verbesserte Beschreibung der potenziellen Energie ist notwendig:

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

(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 demnach auf:

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

Dies bedeutet, dass ΔE_{Pot} negativ ist, wenn $r_{Ende} < r_{Start}$, d.h. Energie freigesetzt wird wenn etwas auf M zufliegt, bzw. dass ΔE_{Pot} positiv ist, wenn $r_{Ende} > r_{Start}$, d.h. Energie aufgewendet werden muss, wenn sich etwas von M entfernt.

Berechnet man nun den Startpunkt des Meteors

$$\frac{1}{r_{Start}} = \frac{\Delta E_{Pot}}{G \cdot m_{Meteor} \cdot M_{Erde}} + \frac{1}{r_{Erde}}$$

$$\frac{-2,2 \cdot 10^{15} J}{6,7 \cdot 10^{-11} m^3 kg^{-1} s^{-2} \cdot 1,2 \cdot 10^7 kg \cdot 6,0 \cdot 10^{24} kg} + \frac{1}{6,4 \cdot 10^6 m}$$

erhält man eine negative Entfernung. Die Erde kann somit nicht der Attraktor des Meteors gewesen sein. Benutzt man stattdessen die Sonne als Attraktor, ergibt sich:

$$\frac{1}{r_{Start}} = \frac{\Delta E_{Pot}}{G \cdot m_{Meteor} \cdot M_{Sonne}} + \frac{1}{r_{Erdbahn}}$$

$$\frac{-2,2 \cdot 10^{15} J}{6,7 \cdot 10^{-11} m^3 kg^{-1} s^{-2} \cdot 1,2 \cdot 10^7 kg \cdot 2,0 \cdot 10^{30} kg} + \frac{1}{1,5 \cdot 10^{11} m}$$

und damit für $r_{Start} = 1,9 \cdot 10^{11} m$ entsprechend 1,3 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.

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

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

$$v = \sqrt{\frac{2GM_{Sonne}}{R_{Sonne}}}$$

Mit $R_{Sonne} = 6,96 \cdot 10^8 m$ folgt $v = 618 km/s$. Jedes einfallende Kilogramm besitzt somit eine kinetische Energie von $E_{kin} = 1,91 \cdot 10^{11} J$. Würde jede Sekunde ein Kilogramm Materie auf die Sonnenoberfläche stürzen und die Energie in Form von Strahlung abgeben, würde sich eine Strahlungsleistung von $1,91 \cdot 10^{11} W$ ergeben, die allerdings bei einer intrinsischen Leuchtkraft der Sonne von $3,82 \cdot 10^{26} W$ nicht auffallen würde. Um die umgesetzte Leistung je einfallendes Kilogramm zu erhöhen, wäre eine größere Masse oder ein kleinerer Radius der Zentralmasse notwendig.

Akkretion bei PG 1302-102

Bei PG 1302-102 unterscheidet sich die visuelle Helligkeit stark von der bolometrischen Helligkeit. Während im Visuellen eine Leistung von $3,1 \cdot 10^{38} W$ abgegeben wird, beträgt die Strahlungsleistung über den gesamten Spektralbereich $6,5 \cdot 10^{39} W$ (D’Orazio et al., 2015). Da bei der Umwandlung der verschiedenen Energieformen in Strahlungsenergie Licht jeglicher Wellenlänge freisetzt, muss für die korrekte Ableitung der Akkretionsrate die bolometrische Helligkeit herangezogen werden. Bei PG 1302-102 soll also durch Akkretion eine Leuchtkraft von $6,5 \cdot 10^{39} W$ entstehen. Der Zentralkörper muss demnach sehr massereich und/oder sehr klein sein. Im Extremfall liegt ein Schwarzes Loch vor, dass Strahlung nur ab einer minimalen Entfernung entkommen lässt. Diese Entfernung zum Zentrum des Schwarzen Lochs nennt man Schwarzschildradius. Anschaulich ist es der Ort in der Nähe des Schwarzen Lochs, an dem die Fluchtgeschwindigkeit gleich der Lichtgeschwindigkeit ist. Mit obiger Formel und mit $v = c$ erhält man

$$c = \sqrt{\frac{2GM_{SL}}{R_S}} \rightarrow R_S = \frac{2GM_{SL}}{c^2}$$

wobei M_{SL} die Masse des Schwarzen Lochs bedeutet. Wenn eine Masse m aus dem Unendlichen bis zum Schwarzschildradius fällt, setzt sie demnach eine Energie von

$$E = G \frac{m \cdot M_{SL}}{R_S}$$

$$E = G \frac{m \cdot M_{SL} \cdot c^2}{2GM_{SL}} = \frac{m}{2} c^2$$

frei. Um auf die zugehörige Leistung zu kommen, wird die Gleichung durch das Zeitintervall Δt dividiert:

$$P = \frac{c^2 \Delta m}{2 \Delta t}$$

Die Strahlungsleistung bei der Akkretion hängt somit von der Menge der einfallenden Masse pro Zeit ab. Weiterführende Überlegungen zeigen, dass das Material nicht direkt am Schwarzschildradius die Strahlungsleistung umsetzt, d.h. die Umwandlungseffizienz ist etwas geringer. Für PG 1302-102 bedeutet dies:

$$6,5 \cdot 10^{39} W = \frac{c^2 \Delta m}{3 \Delta t} \rightarrow \frac{\Delta m}{\Delta t} = 2,2 \cdot 10^{23} \frac{kg}{s}$$

Um die Leuchtkraft von $6,5 \cdot 10^{39} W$ aufrecht zu erhalten, muss in einem Jahr eine Masse von $6,8 \cdot 10^{30} kg$, d.h. etwa 3,5 Sonnen in das Schwarze Loch fallen. Dieser Wert stimmt mit den Angaben von D’Orazio et al. (2015) überein.

Die Masse, die in Richtung des Schwarzen Lochs fällt, ist nicht nur der Gravitationskraft des Zentralkörpers sondern auch dem Strahlungsdruck ausgeliefert, den die einfallende Materie selbst produziert. Ähnlich dem Luftwiderstand, der dafür sorgt, dass sich bei einem bestimmten Szenario eine Maximalgeschwindigkeit einstellt, ist es hier der Strahlungsdruck, der die maximale Menge an einfallendem Material bzw. die maximale Leuchtkraft bei einer bestimmten Masse des Schwarzen Lochs bestimmt. Die sogenannte Eddington-Leuchtkraft beschreibt diese maximale Leuchtkraft in Abhängigkeit von M_{SL} :

$$L_{Eddington} = 6,3 \frac{W}{kg} \cdot M_{SL}$$

Wenn die Masse des Schwarzen Lochs um 1 kg wächst, kann sich die maximale Leuchtkraft um 6,3 W erhöhen. Die größere Gravitationskraft wird durch einen größeren Strahlungsdruck (aufgrund der größeren Leuchtkraft) kompensiert. Eine ausführliche Ableitung der obigen Formel ist im Anhang zu finden.

Die Masse des schwarzen Lochs eines AGNs bestimmt die maximale Leuchtkraft des AGN, die zu einer maximalen Akkretionsrate führt. Graham et al. (2015) haben gezeigt, dass die Akkretion von PG 1302-102 nahe des Eddington Limits passiert, d.h. die freigesetzte Leuchtkraft entspricht der Eddington-Leuchtkraft und hängt nach obiger Formel von der Masse des Schwarzen Lochs ab. Damit kann die Zentralmasse von PG 1302-102 bestimmt werden:

$$6,5 \cdot 10^{39} W = 6,3 \frac{W}{kg} \cdot M_{SL} \rightarrow M_{SL} = 1,0 \cdot 10^{39} kg = 5,2 \cdot 10^8 M_{\odot}$$

Dies liegt in etwa im Bereich von $12 \cdot 10^8 M_{\odot}$, der für PG 1302-102 angenommen wird. Die Strahlung des Quasars entstammt somit nicht dem Schwarzen Loch, aus dem selbst keine Strahlung entweichen kann, sondern seiner Umgebung, die aufgrund der Umwandlung von potenzieller in Strahlungsenergie diese Lichtenergie freisetzt.

Interpretation der Lichtkurve

Bei PG 1302-102 wurde eine regelmäßige Änderung der visuellen Helligkeit von $\pm 14\%$ festgestellt. Eine Abschattung durch einspiralendes, akkretiertes Material ist eine naheliegende Erklärung, die durch Ergebnisse von Computersimulationen widerlegt werden musste. Helligkeitsschwankungen, die auf diesem Effekt beruhen, sind wesentlich unregelmäßiger als beobachtet. Ein anderer Ansatzpunkt geht vom relativistischen Dopplereffekt aus. Der normale Dopplereffekt besagt, dass das Licht eines kreisenden Körpers blauverschoben ist, wenn sich der Körper auf den Beobachter zubewegt bzw. rotverschoben ist, wenn sich der Körper vom Beobachter entfernt. Ist die Geschwindigkeit sehr groß, kommen noch relativistische Effekte ins Spiel. Das blauverschobene Licht wird zusätzlich verstärkt, während das rotverschobene geschwächt wird. Die beobachtete Lichtkurve kann demnach so gedeutet werden, dass es sich bei PG 1302-102 um ein exotisches Doppelsternsystem handelt. Bei beiden Sternen handelt es sich aber um Schwarze Löcher. Diese bewegen sich mit sehr großer Geschwindigkeit umeinander, akkretieren dabei Materie und erzeugen so Leuchtkraft. Die Umlaufdauer entspricht der Periode der Helligkeitsänderung und beträgt $T = 4,04$ Jahre. Eine grobe Abschätzung mit Hilfe des 3. Keplers-Gesetzes lässt auf die große Halbachse a schließen:

$$(m_1 + m_2) = \frac{4\pi^2}{G} \cdot \frac{a^3}{T^2} \rightarrow a = \left[\frac{(m_1 + m_2)GT^2}{4\pi^2} \right]^{1/3}$$

$$a = \left[\frac{12 \cdot 10^8 \cdot 1,99 \cdot 10^{30} kg \cdot 6,67 \cdot 10^{-11} m^3 kg^{-1} s^{-2} \cdot (4,04 \cdot 3,16 \cdot 10^7 s)^2}{4\pi^2} \right]^{1/3}$$

$$a = 4,0 \cdot 10^{14} m = 0,013 pc = 2,7 \cdot 10^3 AE$$

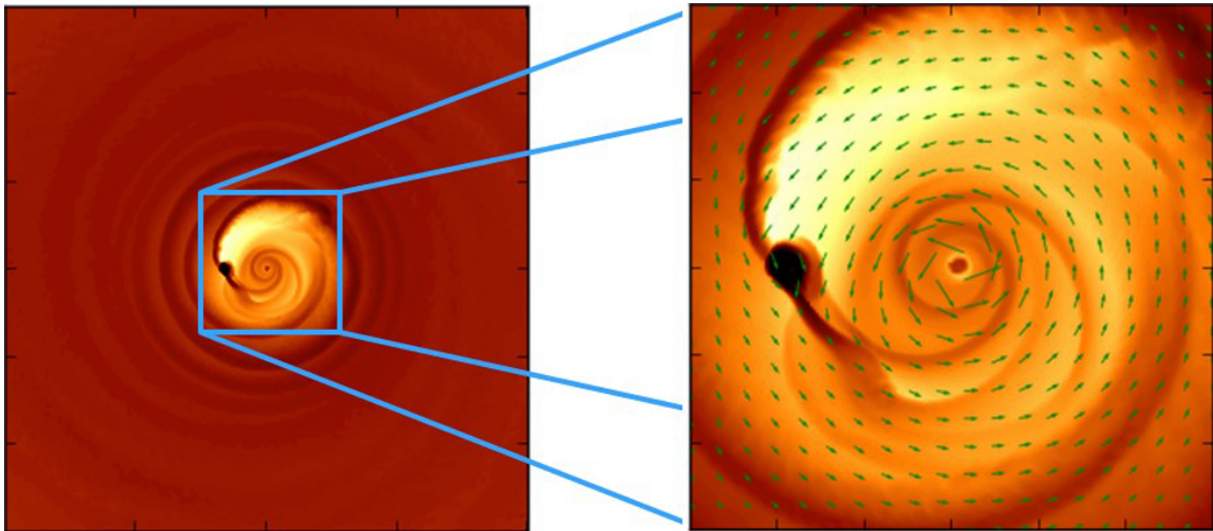
Die Helligkeitsvariationen können am besten wiedergegeben werden, wenn die Gesamtmasse beider Sterne von $12 \cdot 10^8 M_{\odot}$ im Verhältnis von 20:1 auf die beiden Komponenten verteilt wird. Da sich die Radien der beiden Bahnen umgekehrt zu den Massen verhalten, gilt:

$$\left. \begin{array}{l} m_1 r_1 = m_2 r_2 \\ r_1 + r_2 = a \end{array} \right\} \rightarrow \begin{array}{l} r_1 = 1,9 \cdot 10^{13} m \\ r_2 = 3,8 \cdot 10^{14} m \end{array}$$

Für die Geschwindigkeiten bei Annahme von Kreisbahnen gilt:

$$v = \frac{2\pi r}{T} = \begin{cases} v_1 = 9,3 \cdot 10^5 \frac{m}{s} = 0,0031c \\ v_2 = 1,9 \cdot 10^7 \frac{m}{s} = 0,062c \end{cases}$$

Da das schnell umlaufende, masseärmere Schwarze Loch ständig Material von außen nachgeliefert bekommt, produziert dieses auch die größere Leuchtkraft. Das innere, schwerere Schwarze Loch muss mit dem zufrieden sein, was übrig bleibt. Brian Farris hat Strömungssimulationen dazu durchgeführt (D’Orazio et al., 2015b).



Simulation von zwei, sich umkreisenden Schwarzen Löchern in einer Gas- und Staubscheibe. Die rechte Abbildung zeigt den inneren Teil der linken Simulation. Das leichtere Schwarze Loch auf der Außenbahn akkretiert mehr Material und produziert daher mehr Strahlungsleistung als das schwerere Schwarze Loch nah des Zentrums. (Image Credit: Columbia University)

Die beiden schwarzen Löcher geben bei ihrer Bewegung um den gemeinsamen Schwerpunkt Energie in Form von Gravitationswellen ab, so dass sich ihr gegenseitiger Abstand mit der Zeit verringern wird. Es wird angenommen, dass die beiden Schwarzen Löcher innerhalb der nächsten Million Jahre miteinander verschmelzen werden.

Internet- & Literaturquellen:

Bahcall, John N., Kirhakos, Sofia & Schneider, Donald P.; Hubble Space Telescope Images of Nearby Luminous Quasars. II. Results for Eight Quasars and Tests of the Detection Sensitivity, 1995, ApJ, 450, 486

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

D’Orazio, Daniel. J., Haiman, Zoltan & Schiminovich, David; Relativistic boost as the cause of periodicity in a massive black-hole binary candidate. 2015, Nature, 525, 351-353

D’Orazio, Daniel. J., Haiman, Zoltan, Duffell, P., Farris, B. D. & MacFadyen, A.I.; A reduced orbital period for the supermassive black hole binary candidate in the quasar PG 1302-102? 2015b, MNRAS, 452, 2540

Graham, Matthew J., et al.; A possible close supermassive black-hole binary in a quasar with optical periodicity. 2015, Nature, 518, 74-76

Marquez, I., Petitjean, P., Theodore, B., Bremer, M., Monnet, G. & Beuzit, J.-L.; Adaptive optics imaging of low and intermediate redshift quasars. 2001, A&A, 371, 97

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

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).

Anhang:

Die Gravitation ist nicht die einzige beschleunigende Kraft in einem akkretierenden System. Durch die erzeugte Leuchtkraft entsteht auch ein Strahlungsdruck, der dem einfallenden Material entgegenwirkt.

Strahlungsdruck:

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 eintrifft. 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:

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

Gravitation:

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