

Physik der Energieerzeugung in Sternen

Autor(en): **Stoll, P.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Orion : Zeitschrift der Schweizerischen Astronomischen Gesellschaft**

Band (Jahr): - **(1953)**

Heft 40

PDF erstellt am: **19.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-900478>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Physik der Energieerzeugung in Sternen

Von Dr. P. STOLL, Zürich

*Zusammenfassung eines Vortrages,
gehalten vor der Generalversammlung 1953 der S. A. G. in Luzern*

Das Problem der Energieerzeugung in den Sternen beschäftigte die Astronomie seit ihren Anfängen. Insbesondere erweckte der Energieumsatz der Sonne aus naheliegenden Gründen das grösste Interesse. Für die nachfolgenden Erklärungen kann ohne weiteres das Beispiel Sonne gewählt werden. Sie unterscheidet sich in keiner Weise von einem normalen Stern der Hauptsequenz im Hertzsprung-Russel-Diagramm (Fig. 3). Zusätzlich sind die solaren Zustandsgrössen (z. B. Temperatur an der Oberfläche, geom. Ausmasse) sehr gut bekannt.

Bei allen stellaren Problemen muss man sich über die Grössenordnung der Energieumsätze ein klares Bild machen.

Beispiel: 1 m² Sonnenoberfläche strahlt ca. 67 000 kW ab, das entspricht bei einem mittleren Energiepreis ungefähr 6700 Franken pro Stunde und pro m². Die Gesamtstrahlung ist rund $4 \cdot 10^{23}$ kW.

Hermann von Helmholtz hat 1854 die erste brauchbare Idee geliefert (Kontraktionshypothese): Grosse Gaskugeln im kalten Zustande sollten dem Anfang der Sternentwicklung entsprechen. Unter dem Einfluss der Gravitationskräfte findet eine Schrumpfung statt und damit verbunden eine entsprechende Erwärmung im Innern der Gaskugel. Der Energieverlust der Abstrahlung wird durch fortlaufende Kontraktion gedeckt. Diese Energiequelle muss durchaus ernsthaft in Betracht gezogen werden, doch kann damit niemals der Energieumsatz eines Normalsternes (z. B. der Sonne) befriedigt werden. Als Hauptenergiequellen müssen die thermischen Kernprozesse betrachtet werden.

Mit Eddingtons Gleichgewichtsbetrachtung einer Gaskugel (1917) können die Zustandsgrössen der Sterne im Innern aus den Oberflächendaten berechnet werden. Allgemein wachsen Druck, Temperatur und Dichte sehr rasch gegen den Kugelmittelpunkt hin. In Fig. 1 sind als spezielles Beispiel die Zustandsgrössen der Sonne angeführt.

Im Innern der Sterne herrschen allgemein sehr hohe Temperaturen (Grössenordnung einige Millionen Grade). Unter diesen Umständen ist die durch die Temperatur hervorgerufene Bewegung der Teilchen (Kerne) sehr gross. Die mittlere kinetische Energie beträgt:

$$E_{\text{kin.}} = \frac{m v^2}{2} = \frac{3 k T}{2}$$

m: Masse der Teilchen (Protonenmasse)

k: Boltzmannsche Konstante

T: absolute Temperatur

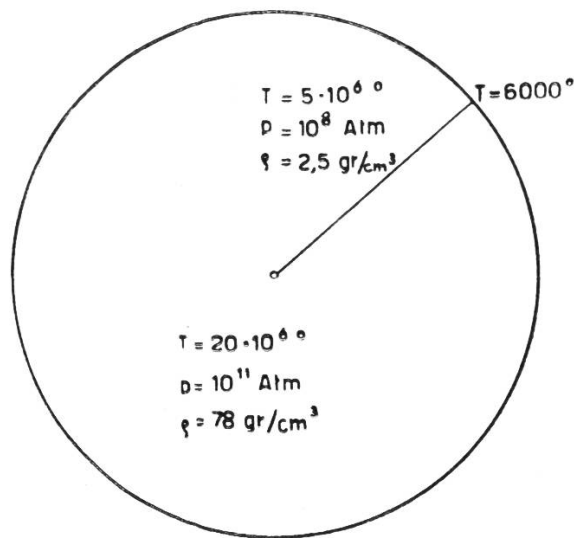


Fig. 1

Bevor ein beschleunigter Kern, z. B. ein Proton oder Wasserstoffkern, in einen anderen Kern eindringen kann, muss der ihn umgebende Potentialwall («Coulombbarriere») überwunden werden. Die Grösse dieses Walles hängt von der Kernladungszahl des zu spaltenden Elementes ab. Daher beschränken sich die thermischen Kernprozesse ausschliesslich auf leichte Kerne. Die Eingangswahrscheinlichkeit eines Protons für ein beliebiges leichtes Element — es kommen im Sterninnern praktisch nur die Isotope des Wasserstoffs (H) event. Heliums (He) in Frage — geht proportional mit der kinetischen Energie der beschleunigten Teilchen und umgekehrt proportional mit der Kernladungszahl des beschossenen Kernes.

Die Ergiebigkeit einer thermischen Kernreaktion stellt das Produkt : Anzahl der Teilchen mal Eindringwahrscheinlichkeit dar.

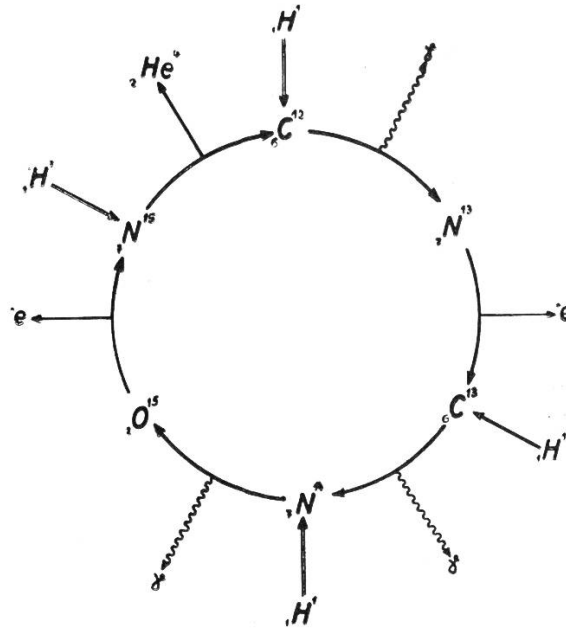
Bei der Suche nach einer geeigneten Kernreaktion haben Bethe und v. Weizsäcker (1938) gleichzeitig die Bedeutung des Kohlenstoff-Stickstoff-Zyklus (C-N-Zyklus) erkannt, wobei als eigentliche Reaktion Wasserstoff in Helium verwandelt wird. (Energieumsatz siehe Fig. 2.)

Der Kohlenstoff (C) wie der Stickstoff (N) werden nicht verbraucht, sie üben nur eine katalytische Wirkung aus.

Für die Sonne wäre die Energieproduktion bei einer Mittelpunktstemperatur von $20 \cdot 10^6 \text{ }^\circ$ genügend, wobei die aus spektroskopischen Messungen gefundenen Häufigkeiten für C^{12} und N^{14} eingesetzt wurden.

Gamow benützte 1938 diese neuen Erkenntnisse, um eine eigentliche Sternentwicklungstheorie zu begründen. Das erzeugte Helium ist bei diesen stellaren Zuständen für die Strahlung weniger durchlässig als Wasserstoff. Die Aufstauung der Energie im Innern verursacht eine höhere Temperatur, die wiederum eine erhöhte Ergiebigkeit der thermischen Kernreaktionen zur Folge hat. Die Strahlung nimmt zu, bis der Wasserstoffvorrat zu Ende geht.

C-N-Cyclus in den Normalsternen



$$\Delta E = 25,6 \text{ MeV} = 683000 \frac{\text{KWh}}{4\text{grHe}}$$

Fig. 2

In neuester Zeit zeigten sorgfältige Berechnungen, dass der schon lange von Critchfield vorgeschlagene Proton-Proton (P-P)-Reaktionstypus bei $15 \cdot 10^6 \text{ T}^\circ$ zur Energieproduktion mehr beiträgt als der C-N-Zyklus.

Auch hier wird im wesentlichen durch Vereinigung von Wasserstoffkernen (Protonen) gewöhnliches Helium erzeugt, allerdings auf dem Umweg über Beryllium (Be) und Lithium (Li) oder direkt über andere Helium-Isotope; diese letzte Reaktion ist übrigens doppelt so häufig wie die erste.

Bei einer Zentraldichte eines Sterns von $\delta = 150 \text{ g/cm}^3$ und einer Zentraltemperatur von $\text{T}^\circ = 15 \cdot 10^6$ (15 Millionen) Grad ergibt sich für beide Reaktionstypen (P-P und C-N) als Verhältnis ihrer Ergiebigkeiten

$$\frac{L_{\text{P-P}}}{L_{\text{C-N}}} = 55$$

In der Sonne dürfte zum Beispiel der P-P-Zyklus überwiegen. Insbesondere müssen genaue Untersuchungen der Wirkungsquerschnittsverhältnisse bei verschiedenen Protonenenergien (Beispiel: C-N-Zyklus: Wirkungsquerschnitt der $\text{N}^{15}(\text{p}, \alpha)\text{C}^{12}$ -Reaktion in Funktion der Protonenenergie) durchgeführt werden und eventuelle Resonanzeinfänge berücksichtigt werden. Leider sind die entscheidenden Daten in den Sternen zu ungenau bekannt, als dass man sich bei einem bestimmten Stern der Normalsequenz eindeutig auf einen Reaktionstypus festlegen könnte.

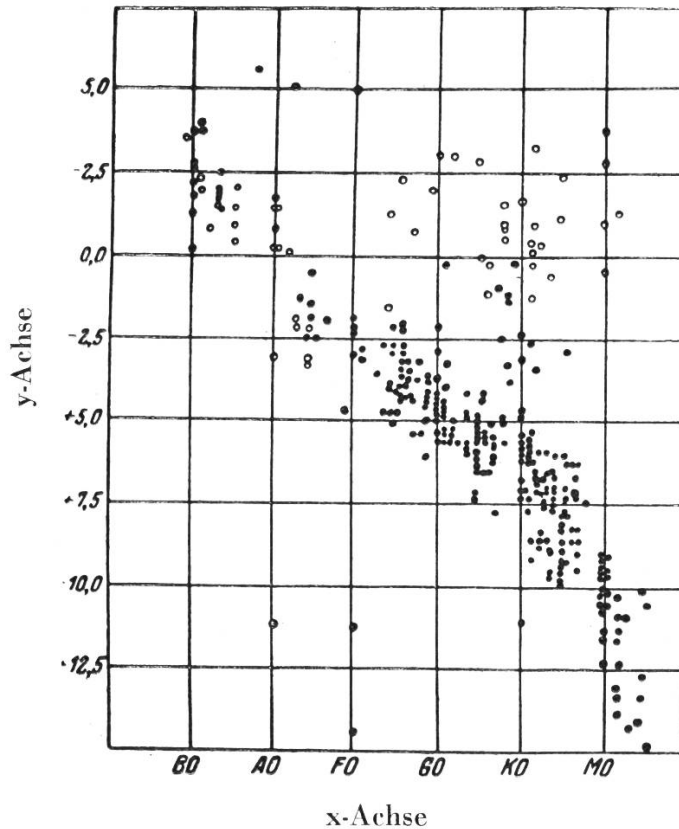


Fig. 3

Russel-Diagramm

x-Achse: Spektralklassen. Von rechts nach links steigende Oberflächentemperatur
y-Achse: Leuchtkraft

Klassifikation:

Hauptsequenz: normale Sterne, die sich nur in der Masse unterscheiden.

Typischer Vertreter: Sonne (ungefähr in der Mitte der Hauptsequenz).

Rechte obere Ecke (rote Riesen): Sterne mit grosser Leuchtkraft. Kleine Oberflächentemperatur. Grosse geometrische Ausmasse.

Typische Vertreter: Beteigeuze und Capella.

Linke untere Ecke (weisse Zwerge): Geringe Leuchtkraft. Hohe Oberflächentemperatur. Kleine geometrische Ausmasse.

Eine Gesamtübersicht über die Energieproduktion bei verschiedenen Sternen erhält man aus dem Russel-Diagramm (1913). Fig. 3.

Offenbar gehören zu den einzelnen Gruppen verschiedene Energiequellen. In der Hauptsequenz herrschen die P-P- und C-N-Reaktionstypen vor. Der Wasserstoffverbrauch steigert sich bei zunehmendem Alter, ebenso die Leuchtkraft. Die Sterne verschieben sich daher in der Hauptsequenz von rechts unten nach links oben. Der anfänglich sparsame Wasserstoffverbrauch bringt es mit sich, dass die Verweilzeit im sogenannten Anlaufstadium sehr gross ist. Die Sonne soll noch Wasserstoff für mehr als die doppelte bisherige Lebensdauer besitzen. Die meisten Sterne der Hauptsequenz befinden sich daher noch im Anfangsstadium ihrer Entwicklung.

Es bleiben noch zwei Fragen offen, die beantwortet werden müssen: Welche thermischen Kernreaktionen spielen eine Rolle bei Sternen, deren Mittelpunktstemperatur kleiner als $10 \cdot 10^6 \text{ T}^\circ$ betragen? Was geschieht, wenn der Wasserstoffvorrat zu Ende ist?

Bei den «roten Riesen» wie Capella A oder δ -Cephei ist die Zentraltemperatur von der Grössenordnung einige Millionen Grade. (Capella A : $5 \cdot 10^6 \text{ T}^\circ$.) Es gibt mögliche Kernreaktionen am D^2 (Deuterium oder schwerer Wasserstoff), Li^6 , Li^7 , Be^9 , B^{10} und B^{11} (Isotope von Bor), die bei diesen thermischen Protonenenergien noch vor sich gehen. Gegenüber den Hauptzyklen besteht aber der fundamentale Unterschied, dass diese Reaktionen sehr schnell verlaufen und das ursprüngliche Element verbraucht wird. Man stellt sich nun das Entwicklungsstadium der Sterne mit kleinen Mittelpunktstemperaturen ungefähr so vor: Die Energieproduktion aus den thermischen Kernreaktionen dürfte vergleichbar sein mit dem Energiegewinn aus der Kontraktion. Ist nun ein Reaktionselement aufgebraucht, kontrahiert der Stern weiter, so dass ein neuer thermischer Kernprozess beginnen kann. Das geht so lange vor sich, bis die Mittelpunktstemperatur die Grenze erreicht, wo die C-N- und P-P-Zyklen den Energiebedarf sicherstellen (Stern der Hauptsequenz). Die wichtigste Stütze für diese Hypothese scheinen die Sterne mit veränderlicher Leuchtkraft zu bilden, die im Russel-Diagramm ausschliesslich im Gebiete dieser «roten Riesen» zu finden sind. Der Wechsel in der Energieerzeugungsart (Kontraktionsenergie — Energie aus thermischen Kernreaktionen) könnte die Leuchtkraftschwankungen hervorrufen. (Beispiel: δ -Cephei.)

Das Ende der Sternentwicklung wird durch die «weissen Zwerge» (typischer Vertreter: Sirius-Begleiter) manifestiert, die dem zusammengebrochenen Zustand bei ungeheurer Dichte entsprechen. Durch die fortwährende Kontraktion nach dem vollständigen Verbrauch des Wasserstoffs wird ein Zustand grosser Dichte hergestellt, bei dem es nur noch nackte Kerne und frei herumlaufende Elektronen gibt (ein sog. Fermigas). Trotz dieser enormen Dichte spricht man im physikalischen Sinne von einem Gas, weil die Kompressibilität noch vorhanden ist. Der Gasdruck und die Gravitation sind die beiden entgegengesetzt wirkenden Kräfte. Die Bildung einer Kugel mit dem kleinsten theoretischen Radius, der überhaupt aus physikalischen Gründen erreicht werden kann, ist leider nicht beobachtbar, da die Lichtabstrahlung in diesem Zeitpunkte praktisch eingestellt ist.

Zusammenfassend darf man sagen, dass der Mechanismus der thermischen Kernreaktionen neue Erklärungsmöglichkeiten bietet für das Verständnis der stellaren Energieproduktion und der damit verbundenen Sternentwicklungstheorien.

Bessere experimentelle Daten und das fortschreitende Verständnis der theoretischen Physik für allgemeine Reaktionen lassen die Hoffnung offen, dass in absehbarer Zeit neue entscheidende Fortschritte erzielt werden.

La production de l'énergie stellaire (Résumé)

Pour expliquer l'énorme production d'énergie dans les étoiles — laquelle atteint p. ex. pour le soleil 67 000 kW par m² de sa surface, revenant à 6700 frs. pour un prix de 10 cts. le kWh — on a d'abord pensé à la contraction de l'astre (Helmholtz 1854). Cette énergie libérée lorsque l'étoile diminue de volume sous l'effet de sa propre gravitation ne suffirait à cette énorme dépense que pendant quelques milliers d'années. Mais depuis 15 ans on sait que cette énergie ne peut avoir comme source que des réactions nucléaires thermiques. D'après les travaux d'Eddington (1917) on peut calculer les densité, pression et température à l'intérieur des étoiles. Dans les conditions physiques extrêmes qui y règnent, les particules (noyaux d'atomes) sont munies de très grandes énergies cinétiques qui leur permettent de provoquer des réactions nucléaires. Bethe et v. Weizsäcker ont trouvé simultanément un cycle de permutations nucléaires qui a pour résultat de produire un noyau d'Hélium (He⁴) en partant de quatre noyaux d'Hydrogène ou protons (H¹) et en utilisant du Carbone (C) et du Nitrogène (N) comme catalyseurs (cycle C—N). Les recherches des dernières années ont montré qu'il existe encore un autre cycle type, partant de réactions entre protons (cycle P—P). Le résultat final est aussi de l'Hélium. Il semble que pour les étoiles du type de notre soleil (séquence principale du diagramme Hertzsprung-Russel) l'efficacité de cette dernière chaîne de réactions est beaucoup plus grande qu'on ne le supposait jadis (50 fois supérieure à celle du cycle C—N). L'Hélium, devenant plus abondant, empêche la radiation de quitter l'intérieur de l'étoile, d'où augmentation de la température et nouvel accroissement de la production d'énergie. L'astre devient plus brillant et remonte dans le diagramme Hertzsprung-Russel vers les géantes bleues.

Quant aux étoiles géantes rouges il faut admettre qu'elles vivent de leur énergie de contraction jusqu'au moment où les réactions thermiques peuvent se produire. On en connaît qui débutent à des températures relativement modérées (quelques millions de degrés). Une fois les combustibles — ici les éléments chimiques Deutérium (H² ou D), Lithium (Li), Béryllium (Be) et Bor (B) — épuisés, la température est assez élevée pour que les cycles C—N ou P—P démarrent. Durant ces réactions à basse température, il existe des états d'instabilité: tantôt c'est la contraction, tantôt la réaction nucléaire qui produit le plus d'énergie. Il en résulte des fluctuations d'éclat de l'étoile, assez bien connues chez les géantes rouges (p. ex. Delta Cephei).

Les naines blanches pourraient être considérées comme des astres qui ont transformé presque tout leur Hydrogène en Hélium. Par suite de la contraction, la matière a atteint un état dégénéré; seul une mince couche extérieure rayonne, et quand le dernier reste d'Hydrogène a disparu, ce rayonnement cesse et l'étoile devient invisible.

F. E.