Einige optische und kinematische Effekte in der interstellaren Raumfahrt

Von Eugen Sänger, Stuttgart, Deutschland[1])

In der Raketentechnik ist die aus der Masseneinheit des Treibstoffes gewinnbare Energie von grundlegendster Bedeutung und die technische Realisierung des Einsteinschen Massenäquivalentes

$$\frac{E}{m} = c^2 = 2{,}15 \cdot 10^{13}\,\mathrm{kcal/kg} \tag{1}$$

das letzte Ziel aller Anstrengungen.

Von dieser völligen Zerstrahlung der Masse in Energie ist man indes technisch noch ziemlich entfernt, und man kann den Grad der jeweils erreichten Annäherung an den Idealprozess durch eine Art Umwandlungsgrad ε der Materie in Energie bei wirklich verfügbaren Prozessen charakterisieren, etwa nach der Beziehung

$$\frac{E_1}{m} = \varepsilon\, c^2 \quad \text{oder} \quad \varepsilon = \frac{E_1}{m\, c^2}\,, \tag{2}$$

wenn E_1 der tatsächliche Energiegewinn je Masseneinheit des jeweiligen Prozesses ist.

Die klassischen Raketentreibstoffkombinationen, wie Kohlenwasserstoffe-Flüssigsauerstoff, Alkohole-Stickoxyde usw., ergeben Energieausbeuten um 2500 kcal/kg, das heisst $\varepsilon \sim 1{,}2 \cdot 10^{-10}$.

Neuerdings werden auch energiereichere chemische Treibstoffkombinationen [1][2]) mehr und mehr beachtet, zum Beispiel die Brennstoffe Wasserstoff, Bor, Lithium, Aluminium usw. in ihren zahlreichen Verbindungen in Kombination mit Sauerstoff, Ozon, Fluor usw. mit Energieausbeuten um 4000 kcal/kg, das heisst $\varepsilon \sim 2 \cdot 10^{-10}$.

Daneben bestehen auch noch Bemühungen um eine Gruppe noch als chemisch anzusprechender Treibstoffe, die aus freien Radikalen bestehen, wie atomarer Wasserstoff, atomarer Stickstoff usw. [1], mit Energieausbeuten bis zu $E_1 = 50\,000$ kcal/kg, das heisst $\varepsilon \sim 2{,}3 \cdot 10^{-9}$.

Wesentlich höhere Energieausbeuten sind erst mit den Kernreaktionen verfügbar geworden, von denen die bekannten Kernspaltreaktionen schon in

---

[1]) Forschungsinstitut für Physik der Strahlantriebe e. V., Stuttgart-Flughafen.

[2]) Die Ziffern in eckigen Klammern verweisen auf das Literaturverzeichnis, Seite 599.

ein Stadium technischer Anwendungen, wenn auch noch nicht in der Raketentechnik [2], getreten sind und Energieausbeuten um $E_1 = 1{,}3 \cdot 10^{10}$ kcal/kg, also $\varepsilon \sim 6 \cdot 10^{-4}$ aufweisen.

Noch höhere Energieausbeuten von $E_1 = 1{,}6 \cdot 10^{11}$ kcal/kg und damit $\varepsilon \sim 7 \cdot 10^{-3}$ zeigen die Kernaufbaureaktionen von den Wasserstoffen zum Helium, deren technische Verwendung in explosiver Form als Bombe geläufig ist, während die Verwendung der kontinuierlichen Reaktion [3] offenbar bevorsteht, wenn auch zunächst wieder nicht in der Raketentechnik.

Auch die vollständige Zerstrahlung der Materie mit $E_1 = E = 2{,}15 \cdot 10^{13}$ kcal/kg und $\varepsilon = 1$ tritt mehr und mehr in den Bereich des physikalischen Experimentes, beispielsweise mit dem Elektron-Positron-Paar, mit den Meson-Antimeson-Paaren und neuerdings mit dem Paar Proton-Antiproton.

Die Physiker fassen bereits die visionäre Möglichkeit einer Antimaterie ins Auge, in deren Atomkernen vielleicht Protonen und Neutronen durch Antiprotonen und Antineutronen ersetzt sind und deren Atomhülle nicht aus Elektronen, sondern aus Positronen besteht und die mit gewöhnlicher Materie wahrscheinlich spontan zerstrahlt, das heisst sich vollständig in lichtschnelle Feldquanten, zum Beispiel Photonen, verwandelt, also die Analogie von Masse und Energie hundertprozentig realisiert.

Die technische Benützung dieser Reaktion in Raketen würde unmittelbar zur totalen Photonenrakete führen [4–12, 16], doch hat schon J. ACKERET sehr frühzeitig erkannt [5], dass die eigentlichen Rückstossphotonen nicht notwendigerweise identisch mit den diskreten Zerstrahlungsphotonen der Materie, das heisst der Treibstoffe, sein müssen, sondern dass sie zweckmässiger aus der kontinuierlichen Strahlung eines Schwarzstrahlers bestehen. Die Bedenken, dass derartige Schwarzstrahler als feste Körper nicht genügend hohe Temperaturen erlauben, wiegen heute geringer, seit man schwarzstrahlende Gasplasmen fast jeder beliebigen Temperatur technisch zugänglich macht [15].

In die bekannte [5] Ackeretsche relativistische Raketengrundgleichung

$$\frac{m_e}{m_{e0}} = \left(\frac{1 - v/c}{1 + v/c}\right)^{c/2w} \tag{3}$$

für den Zusammenhang zwischen dem Verhältnis von End-Eigenmasse m_e des Fahrzeuges zu seiner Anfangs-Eigenmasse m_{e0} und dem Verhältnis der relativen Fahrtgeschwindigkeit v zur Lichtgeschwindigkeit c (dieses Verhältnis v/c wird oft als Einstein-Zahl der Raumfahrt bezeichnet) kann man für die Auspuffgeschwindigkeit w relativ zum Fahrzeug den Ausdruck

$$w = c\sqrt{2\,\varepsilon - \varepsilon^2} \tag{4}$$

setzen [10, 12], wenn die gesamte Treibstoffmasse durch die aus ihr freigewordene Energie auf die Geschwindigkeit w beschleunigt wird (zum Beispiel thermische Atomrakete), und

$$w = \varepsilon c, \tag{5}$$

wenn nur die freigesetzte Energie relativ zum Fahrzeug auf Lichtgeschwindigkeit beschleunigt wird, die inerte Restmasse aber kontinuierlich und geschwindigkeitslos gegenüber dem Fahrzeug von Bord gegeben wird (partielle Photonenraketen mit $\varepsilon < 1$).

Für $\varepsilon = 1$ münden natürlich beide Raketenarten in die sogenannte totale Photonenrakete, für $\varepsilon < 1$ ergibt zwar die durch Gleichung (4) gekennzeichnete, manchmal als «adiabatisch» bezeichnete Raketenart immer höhere Fahrtgeschwindigkeiten als die partiellen Photonenraketen nach Gleichung (5), doch nimmt man mitunter an, dass für $0 \ll \varepsilon < 1$ die letztere Art technisch leichter realisierbar sein könnte, wenn einmal die Kernreaktionen entsprechend hoher ε verfügbar sind.

Jedenfalls folgt aber aus den Grundgleichungen der beiden Atomraketenarten

$$\frac{v}{c} = \frac{1 - (m_e/m_{e0})^{2\sqrt{2\varepsilon-\varepsilon^2}}}{1 + (m_e/m_{e0})^{2\sqrt{2\varepsilon-\varepsilon^2}}} \tag{4a}$$

und

$$\frac{v}{c} = \frac{1 - (m_e/m_{e0})^{2\varepsilon}}{1 + (m_e/m_{e0})^{2\varepsilon}}, \tag{5a}$$

dass für die im schwerefreien und widerstandsfreien Weltraum grundsätzlich möglichen sehr grossen Werte von m_{e0}/m_e sogar schon bei den Energieumwandlungsgraden ε der Kernaufbaureaktionen und natürlich erst recht bei jenen der vollständigen Materiezerstrahlung ($\varepsilon \to 1$) die Einstein-Zahl v/c der Raumfahrt sehr gegen Eins gehen kann, also alle Effekte der speziellen Relativitätsmechanik stark fühlbar werden.

Die Raketengrundgleichungen (4*a*) und (5*a*) gelten unabhängig vom zeitlichen Verlauf der Beschleunigung des Fahrzeuges, sie gelten also insbesondere auch für den praktisch sehr wichtigen Fall, dass die an Bord gemessene Eigenbeschleunigung b_e über der Eigenzeit t_e konstant ist, etwa gleich dem der Besatzung von der Erde her gewohntesten Wert $b_e \doteq g \doteq 10\ \text{m/s}^2$.

Man erhält die wesentlichsten kinematischen und dynamischen Grössen einer solchen gleichförmig eigenbeschleunigten Fahrt über dem Relativweg s in bekannter Weise [12, 16] zu folgenden Werten:

Einstein-Zahl am Ende der Beschleunigungsperiode:

$$\frac{v}{c} = \sqrt{1 - \frac{1}{(1 + b_e\, s/c^2)^2}}. \tag{6}$$

An Bord gemessene Zeit t_e der gesamten Beschleunigungsperiode

$$t_e = \frac{c}{b_e} \operatorname{arcosh}\left(1 + \frac{b_e\, s}{c^2}\right) \tag{7}$$

bzw. für
$$\frac{b_e s}{c^2} \gg 1, \quad t_e \sim \frac{c}{b_e} \cdot \ln \frac{2 b_e s}{c^2} = \frac{c}{b_e} \cdot \ln \frac{m_{e0}}{m_e}. \tag{7a}$$

Nehmen wir nach diesen an sich bekannten Vorbemerkungen nun an, ein entsprechendes Raumfahrzeug würde von einer Aussenstation unserer Erde in Richtung eines beliebigen, viele Lichtjahre von uns entfernten Fixsterns starten und zur besseren Bequemlichkeit der Reisenden also mit der an Bord messbaren und physiologisch empfundenen Eigenbeschleunigung von rund 10 m/s², die über der gleichfalls an Bord gemessenen Eigenzeit konstant bleibe. Dabei behalte die Besatzung sowohl den Zielstern als auch das gesamte übrige Firmament ständig im Auge.

Infolge des relativistischen, also quadratischen Doppler-Effektes
$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{1 - v/c \cdot \cos\vartheta}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \tag{8}$$
ändert das aus einer Richtung, die zur Flugrichtung den Winkel ϑ einschliesst, von einem Stern kommende Licht seine Wellenlänge λ und damit seine Farbe in Abhängigkeit von diesem Winkel ϑ und von der Einstein-Zahl v/c des Fluges.

Für den Zielstern ist $\vartheta = 0$, und es handelt sich um eine Blauverschiebung:
$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{1 - v/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \sqrt{\frac{1 - v/c}{1 + v/c}}, \tag{9}$$
also um eine Wellenlängen-Verkürzung im genau gleichen Verhältnis wie die Massenabnahme m_e/m_{e0} einer totalen Photonenrakete nach Gleichungen (3), (4) und (5).

Für den Startstern ist $\vartheta = \pi$, und es handelt sich um eine Rotverschiebung:
$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{1 + v/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \sqrt{\frac{1 + v/c}{1 - v/c}}, \tag{10}$$
also um eine Wellenlängenvergrösserung wieder genau entsprechend dem Massenverhältnis m_{e0}/m_e einer totalen Photonenrakete.

Wir dürfen der Einfachheit halber annehmen, dass die Sterne des Firmamentes, von dem noch ruhenden Raumfahrzeug aus gesehen, alle eine mittlere gelbe Farbe von vielleicht $\lambda_0 = 5900$ Å haben.

Mit anwachsender Fahrtgeschwindigkeit verfärbt sich der Startstern von Gelb nach Orange und Rot, um schliesslich die langwellige Sichtbarkeitsgrenze von $\lambda = 8000$ Å gegen Ultrarot bei $v/c = 0{,}297$ zu erreichen.

Mit weiter wachsender Fahrtgeschwindigkeit bildet sich um den unsichtbar gewordenen Startstern ein kreisförmiger Fleck von wachsendem Durchmesser, aus dem alle Sterne nur mehr ultrarotes Licht ins Fahrzeug gelangen lassen, also für das Auge unsichtbar sind. Wie die weiteren Überlegungen noch zeigen werden, wächst dieser blinde Heckfleck mit sehr hohen Einstein-Zahlen fast über das ganze Firmament bis in die Nähe des Zielsternes.

Während dieses Vorganges verfärbt sich auch der Zielstern von seinem ursprünglichen Gelb von $\lambda_0 = 5900$ Å über Grün, Blau und Violett, um schliesslich die kurzwellige Sichtbarkeitsgrenze von $\lambda = 4000$ Å gegen Ultraviolett bei $v/c = 0{,}37$ zu erreichen.

Bei weiterer Steigerung der Fahrtgeschwindigkeit über die Einstein-Zahl 0,37 hinaus bildet sich auch um den nun für das freie Auge unsichtbar gewordenen Zielstern ein kreisförmiger dunkler Fleck wachsenden Durchmessers, in dem alle Sterne unsichtbar geworden sind und nurmehr ultraviolettes oder noch kurzwelligeres Licht ins Fahrzeug gelangen lassen.

Bei allen Fahrt-Einstein-Zahlen über 0,37 umgibt also den Startstern ein grösserer und den Zielstern ein kleinerer dunkler kreisförmiger Fleck, und zwischen den beiden Begrenzungskreisen dieser Flecken sind alle am Firmament sichtbaren Sterne in zur Fahrtrichtung konzentrischen Kreisen in allen Farben des Regenbogens gefärbt, vorne bei Violett beginnend, über Blau, Grün, Gelb, Orange bis Rot am anderen Ende.

Bei einer bestimmten Flug-Einstein-Zahl v/c haben die blinden Flecken nach Gleichung (8) den halben Öffnungswinkel

$$\cos\vartheta = \frac{1 - \lambda/\lambda_0 \cdot \sqrt{1 - v^2/c^2}}{v/c}\,, \tag{11}$$

wobei $\lambda/\lambda_0 = 4000/5900 = 0{,}68$ für den vorderen und $\lambda/\lambda_0 = 8000/5900 = 1{,}36$ für den rückwärtigen blinden Fleck gilt.

Gleichung (11) zeigt nun für jeden Wert von λ/λ_0, dass bei sehr grossen Einstein-Zahlen $v/c \to 1$, jedenfalls $\cos\vartheta \to 1$, also $\vartheta \to 0$ geht, das heisst, beide Kreise schliessen sich um den Zielstern.

Das ist offenbar nur dadurch möglich, dass der blinde Fleck um den Startstern zwar monoton immer grösser wird, bis er das ganze Firmament eingenommen hat, dass aber der Fleck um den Zielstern zwar anfangs auch grösser wird, dass dieser aber bald, und zwar bei $v/c = 0{,}74$, einen maximalen Durchmesser von etwa 43° erreicht, um dann bei weiter wachsender Einstein-Zahl wieder abzunehmen.

Auf der Regenbogenschale zwischen den beiden Begrenzungskreisen der blinden Flecken gibt es auch immer einen bestimmten, zur Flugrichtung senkrechten Kreis, auf dem die Sterne ihre ursprüngliche gelbe Farbe von $\lambda_0 = 5900$ Å behalten, dessen Richtungswinkel nach Gleichung (11) also durch $\lambda/\lambda_0 = 1$ definiert ist, zu

$$\cos\vartheta = \frac{1 - \sqrt{1 - v^2/c^2}}{v/c}\,. \tag{12}$$

Für sehr kleine Einstein-Zahlen ($v/c \ll 1$) wird $\vartheta \to \pi/2$, also nur die Sterne in dem Grosskreis, der senkrecht zur Fahrtrichtung steht und in dessen Mittelpunkt sich das Fahrzeug befindet, nur in diesem Grosskreis bleibt die Sternfarbe unverändert, da nur diese Sterne keine radiale Geschwindigkeitskomponente zum Fahrzeug haben, also keinen klassischen Doppler-Effekt erleiden, und die Zeitdilatation noch vernachlässigbar ist.

Alle in Fahrtrichtung weiter vorne liegenden Sterne verschieben ihre Farbe nach Blau, alle hinter dieser Ebene liegenden Sterne verschieben ihre Farbe nach Rot.

Mit wachsenden Einstein-Zahlen des Fluges verschiebt sich dieser Sternenkreis unveränderter Farbe nach vorne, das heisst gegen $\vartheta < \pi/2$, der Bereich vergrösserten Wellenlängen greift von der hinter dem Fahrzeug liegenden Halbkugel auch immer weiter nach vorne über, der Bereich verkleinerter Wellenlängen verschiebt sich auf einen immer kleiner werdenden kreisförmigen Fleck um den Zielstern.

Für sehr grosse Einstein-Zahlen ($v/c \rightarrow 1$) wird $\vartheta \rightarrow 0$; das heisst, der gelbe Ring unveränderter Sternfarbe zieht sich eng um den Zielstern zusammen.

Beispielsweise ist bei $v/c = 0{,}99$ der Winkel $\vartheta = 28°$, unter dem der gelbe Spektralkreis unseres Regenbogens erscheint. Seine innere Begrenzung gegen Ultraviolett liegt bei 23°, seine äussere Begrenzung gegen Ultrarot liegt bei 35°, der gesamte, vor dem Fahrzeug in der Fahrtrichtung liegende kreisrunde Regenbogen ist also nur mehr etwa 12° breit und wird mit weiter wachsender Fahrtgeschwindigkeit immer kleiner und schmäler.

Das übrige Firmament ausserhalb des Regenbogens, den wir ja besser einen siebenfarbigen Sternenbogen nennen würden, der Hintergrund ausserhalb dieses optischen Phänomens ist dagegen völlig schwarz, sowohl innerhalb (kurzwellig unsichtbar) als auch ausserhalb (langwellig unsichtbar) des ringförmigen Sternenbogens, der selbst in allen sieben Farben des Spektrums glänzt.

Der Öffnungswinkel $2\,\vartheta$ jenes Kreises im Sternenbogen, der die ursprüngliche Farbe der Sterne unverändert beibehalten hat, ist ein genaues Mass der relativen Fahrzeuggeschwindigkeit zu den Sternen, insofern, als sich dieser Kreis mit wachsender Geschwindigkeit monoton und immer mehr um den Zielpunkt der Fahrt zusammenzieht und verengt, während der Farbenbogen selbst immer schmäler wird, also sich seine Spektralenden Violett und Rot ihrerseits immer näher an das unveränderte Gelb heranziehen.

Während dieses Farbphänomen also bei mässigen Fahrzeuggeschwindigkeiten sich tatsächlich über die gesamte Himmelskugel vom Zielstern bis zum Startstern erstreckt, bilden sich um diese beiden Punkte des Himmelsgewölbes mit wachsender Fluggeschwindigkeit kreisrunde dunkle Flecken, wobei derjenige um den Startstern immer grösser wird, so dass er schliesslich fast das ganze Himmelsgewölbe überdeckt, während nurmehr ein ganz schmaler und kleiner leuchtender Ring von Sternen schliesslich gelber Farbe den selbst unsichtbaren Zielstern umgibt.

Während die Ausbreitung des Phänomens in die Spektralfarben eine Folge des klassischen Doppler-Effektes, also des Zählers in Gleichung (8) ist, wird die Wanderung des gelben Kreises gegen den Zielstern durch die relativistische Zeitdilatation, also durch den Nenner im Bruch der Gleichung (8) bewirkt.

Neben diesen optischen Absonderlichkeiten weist die interstellare Raumfahrt auch mancherlei kinematische Eigentümlichkeiten auf, von denen einige wieder anhand der gleichförmig eigenbeschleunigten Bewegung kurz verfolgt werden mögen.

Wir nehmen an, ein Fahrzeug beabsichtige eine interstellare Fahrt etwa von einer Aussenstation unserer Erde nach einem in der astronomischen Entfernung S befindlichen Zielstern.

Die auf dieser Strecke S jeweils seit Antritt der Reise schon zurückgelegte astronomische Teilstrecke sei s. Die Fahrtstrecken S und s ruhen selbstverständlich im Sternensystem, das heisst, von dem bereits mit der Geschwindigkeit v bewegten Fahrzeug aus betrachtet, sind sowohl S wie s relativistisch verkürzt zu S' und s' nach der Beziehung

$$\frac{S'}{S} = \frac{s'}{s} = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}. \qquad (13)$$

Führen wir für v/c die Gleichung (6) ein, so ergibt sich

$$\frac{S'}{S} = \frac{s'}{s} = \frac{1}{1 + b_e\, s/c^2}. \qquad (13a)$$

Der Betrag von c^2/b_e ist mit $b_e = 9{,}81$ m/s^2 ziemlich genau ein Lichtjahr ($9{,}45 \cdot 10^{15}$ m).

Während die in gleichförmig eigenbeschleunigter Bewegung zurückgelegte astronomische Entfernung s natürlich monoton wächst, geht die vom Fahrzeug aus gemessene Länge s' dieser selben Entfernung s gegen den Grenzwert c^2/b_e, also zum Beispiel gegen ein Lichtjahr, und wird auch bei noch so langer Dauer der Reise nicht mehr grösser, wie gross auch immer die astronomische Gesamtlänge S der Reise sein mag.

Die Entfernung vom Startstern kann der Besatzung niemals grösser als ein Lichtjahr erscheinen, bei entsprechend grösseren Eigenbeschleunigungen $b_e > 9{,}81$ m/s^2 erschiene ihr die grösstmögliche Entfernung sogar noch kleiner, vom ausgestrahlten Photon aus erscheint die Entfernung zum ausstrahlenden Atom immer als Null.

Die vom jeweiligen Schiffsort aus noch bis zum Ziel zurückzulegende Entfernung ist für den irdischen Beobachter $(S - s)$. Vom Fahrzeug aus betrachtet, ist sie dagegen

$$(S' - s') = \frac{(S - s)}{1 + b_e\, s/c^2}. \qquad (14)$$

Für $s = 0$ ist beim Start naturgemäss $(S' - s') = S$.

Für $s = S/2$ ist in Wegmitte $(S' - s') = c^2/b_e$, also zum Beispiel ein Lichtjahr, unabhängig von S, wenn dieses hinlänglich gross ist.

Für $s = S$ ist selbstverständlich $(S' - s') = 0$.

Von der Wegmitte aus, und aus dem Fahrzeug betrachtet, wird die noch verbleibende Reisestrecke nie grösser als c^2/b_e, zum Beispiel ein Lichtjahr, sein, auch wenn die astronomische Entfernung S der Gesamtreise Millionen von Lichtjahren beträgt.

Wenn von der Wegmitte an nicht weiter beschleunigt, sondern weiterhin gleichförmig eigenverzögert wird, und zwar wieder in zahlenmässig gleicher Stärke b_e, dann ist weiterhin bei jedem astronomischen $(S - s)$ der vom Fahrzeug aus noch als verbleibend erscheinende Weg gleich dem entsprechenden zurückgelegten Weg in der Beschleunigungsperiode $(S - s)$, also

$$(S' - s') = \frac{(S - s)}{1 + b_e (S - s)/c^2} . \tag{15}$$

Obwohl also in Wegmitte auch das astronomisch noch Lichtjahrmillionen entfernte Ziel der Besatzung nicht ferner als 1 Lichtjahr erscheinen kann, nimmt auf der zweiten Weghälfte trotz der dauernd abnehmenden Fahrtgeschwindigkeit auch die vom Fahrzeug aus gemessene Entfernung zum Ziel monoton ab, bis sie schliesslich Null geworden ist und das Fahrzeug sein Ziel erreicht hat.

Auf einer solchen gleichförmig eigenverzögert durchlaufenen Wegstrecke spielen sich die eingangs geschilderten optischen Phänomene natürlich in umgekehrter zeitlicher Reihenfolge ab, bis schliesslich, am Zielstern angelangt, der ganze Sternhimmel wieder das gewohnte Gewimmel ziemlich gleichmässig und gelblich gefärbter Sterne zeigt.

Der Nachrichtengehalt des von den Sternen in das Raumfahrzeug gelangenden Lichtes geht natürlich noch weit über seine Farbe hinaus und kann unter Umständen durch Aufnahmegeräte genügenden Auflösungsvermögens im Fahrzeug erschlossen werden.

Wir wollen einmal eine Reise in der mehrfach vorausgesetzten Weise von der Erde nach einem etwa 1000 Lichtjahre entfernten Stern ins Auge fassen.

Könnte die Besatzung während dieser ihrer Reise auf dem Zielstern Einzelheiten beobachten, so würde sie beim Start von der Erde die Verhältnisse auf dem Zielstern natürlich vor einem Jahrtausend sehen.

Während ihrer sehr schnellen Annäherung an den Zielstern würde ihr die Geschichte des Zielsternes im letzten Jahrtausend zeitrafferartig abrollen. Wenn sie beispielsweise nach zehn ihrer Eigenjahre am Zielstern ankäme, würde sie das, was sie dort studieren könnte, als die Gegenwartsverhältnisse bezeichnen. Etwas mehr als das ganze letzte Jahrtausend ihres Zielsternes hätte sie in 10 Jahren, also hundertmal schneller erlebt als ein Bewohner dieses Sternes. Während dieser Hinreise wären sowohl auf dem Zielstern als auch auf der Erde etwas über 1000 Jahre vergangen.

Könnte die Besatzung während ihrer Reise, nach rückwärts blickend, auch die Ereignisse auf der Erde beobachten, so würde ihr, wie schon ausgeführt, mit wachsender Fluggeschwindigkeit das von der Erde kommende Licht immer röter erscheinen und schliesslich die Wellenlänge von Funkwellen annehmen. Diese langen Wellen würden ihr im wesentlichen die Erdgeschichte während der zehn Erdenjahre seit dem Start berichten, so dass die Besatzung – am Zielstern angelangt – die Erde etwa im Zustand ihrer Abreise von dort beobachten würde, während auf der Erde inzwischen etwas über 1000 Jahre vergangen wären.

Hielte sich die Besatzung länger auf dem Zielstern auf, so würde sie den irdischen Rhythmus des irdischen Geschehens, jedoch gegenüber der Besatzungszeit 1000 Jahre in der Vergangenheit, beobachten.

Würde die Besatzung aber nach ihrer Ankunft auf dem Zielstern sofort umkehren und in gleicher Weise zurückfliegen, so würden während dieser Reise auf der Erde nochmals etwas über 1000 Jahre vergehen und auf dem Fahrzeug wieder 10 Jahre.

Würde die Besatzung während ihres Rückfluges die irdischen Verhältnisse beobachten, so würden ihr auch diese im hundertfachen Zeitraffertempo erscheinen.

Nach ihrer Rückkehr wären auf der Erde seit dem Antritt der Gesamtreise etwas über 2000 Jahre vergangen, auf dem Fahrzeug 20 Jahre.

LITERATURVERZEICHNIS

[1] E. Sänger und I. Bredt, *Über einen Raketenantrieb für Fernbomber*, Deutsche Luftfahrtforschung UM 3538, Ainring 1944; Edition Robert Cornog, Santa Barbara, Kalifornien 1952; Verlag E. v. Olnhausen, Stuttgart 1957.

[2] E. Sänger und I. Sänger-Bredt, *Mitteilung 6 des Forschungsinstitutes für Physik der Strahlantriebe* (Verlag Flugtechnik E. v. Olnhausen, Stuttgart 1956).

[3] E. Sänger, *Stationäre Kernverbrennung in Raketen*, Astronautica Acta *1*, H. 2, 61–88 (1955); NACA TM 1405 (Washington 1957).

[4] Robert Esnault-pelterie, *L'Astronautique* (Lahure, Paris 1930).

[5] J. Ackeret, *Zur Theorie der Raketen*, Helv. phys. Acta *19*, 2 (1946).

[6] E. Sänger, *A propos des limites de l'Astronautique*, L'Astronef *1*, 8 (Paris 1950).

[7] T. F. Reinhardt, *Unusual Applications of the Momentum Principle* (American Rocket Society, November 1951).

[8] L. R. Shepherd, *Interstellar Flight*, J. Brit. interplan. Soc. *11*, 4, 149 (1952).

[9] E. Sänger, *Die physikalischen Grundlagen der Strahlantriebstechnik*, VDI-Forschungsheft 437 (Düsseldorf 1953).

[10] E. Sänger, *Zur Theorie der Photonenraketen*; Ing.-Arch. *21*, 3, 213 (1953); IV. Internationaler Astronautischer Kongress, Zürich 1953 (Laubscher, Biel 1954).

[11] W. L. Bade, *Relativistic Rocket Theory*, Amer. J. Phys. *21*, 310 (1953).

[12] E. SÄNGER, *Zur Mechanik der Photonenstrahlantriebe*; Mitteilung 5 des Forschungsinstitutes für Physik der Strahlantriebe (R. Oldenbourg, München 1956); Mitteilung 6 des Forschungsinstitutes für Physik der Strahlantriebe (E. v. Olnhausen, Stuttgart 1956); Aero Dig. *73*, Nr. 1, 68–73 (1956); J. Fusées, *1*, Nr. 3, 253–259 (1956); Kongressbericht, VII. Internationaler Astronautischer Kongress, Rom 1956, Astronautica Acta *3*, H. 2, 89–99 (1957); Verlag für ausländisches Schrifttum, Moskau 1957; Cività delle Macchine, Rom 1956; J. Brit. interplan. Soc. *1958*.
[13] E. SÄNGER, *Gemeinsamkeit und Befriedigung der Luftfahrt und Raumfahrt im 20. Jahrhundert*, Frankfurter Allgemeine Zeitung, 24. November 1956; Weltraumfahrt *8*, H. 1, 1–6 (1957); Universitas (engl. Ausgabe) *1*, H. 3, 279–287 (1957).
[14] E. SÄNGER, *Raumfahrt und die Erschliessung fremder Welten. Wie leben wir morgen* (Alfred-Kröner-Verlag, Stuttgart 1957); Atlantic Monthly *200*, 4, 153 (1957); Universitas *12*, 9, 967 (1957).
[15] E. SÄNGER, *Zur Strahlungsphysik der Photonenstrahlantriebe und Waffenstrahlen*, Mitteilung 10 des Forschungsinstitutes für Physik der Strahlantriebe (R. Oldenbourg, München 1957).
[16] J. ACKERET, *Über die Grenzen der Erreichbarkeit ferner Weltkörper*, Interavia *11*, H. 12, 989–991 (1956).

Summary

In interstellar astronautics, where flight velocities are comparable with the velocity of light, the stars appear to the crew in rainbow colours and all distances shrink for the crew so that no distances greater than in the order of light years seem to exist.

(Eingang: 4. September 1957.)