Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke

Band: 51 (1960)

Heft: 19

Artikel: Über die Möglichkeit der Fernanzeige von Überschallflugkörpern durch Infrarotstrahlen

Autor: Welti, A. / Girod, E.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-1044719

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 09.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Über die Möglichkeit der Fernanzeige von Überschallflugkörpern durch Infrarotstrahlen

Von *A. Welti* und *E. Girod*, Zürich

621.384.3

Dringend stellt sich heute die Frage der Abwehr und folglich der Fernanzeige schneller und schnellster Flugkörper. Die Physik und die Technik infraroter Strahlen können hiezu einen beachtenswerten Beitrag leisten. Der Überschallflugkörper wird infolge aerodynamischer Erwärmung zum Infrarot-Strahler. Es werden die zu erwartenden Abstrahlungsquoten abgeleitet. Am Beispiel des Wiedereintritts in die Erdatmosphäre wird eine Vorstellung der energetischen Umsätze gegeben. Die atmosphärische Dämpfung infraroter Strahlen setzt der Fernanzeige in der Troposphäre gewisse Schranken. Die Stratosphäre hingegen wird zum unbehinderten Sichtraum.

De nos jours, le problème de la défense contre les engins supersoniques, et, par conséquent, de l'indication à grande distance de leurs positions dans l'espace, est de la plus haute importance. La physique et la technique infrarouge peuvent grandement contribuer à sa résolution par le fait que la chaleur aérodynamique des supersoniques dégage des rayons infrarouges. Dans cet exposé, les quantités d'énergie sont estimées et l'exemple de la rentrée dans l'atmosphère en donne une idée qualitative. L'affaiblissement atmosphérique des rayons infrarouges limite dans une certaine mesure la propagation dans la troposphère. Au contraire, la stratosphère permet une propagation illimitée.

1. Einleitung

Ein warmer Körper teilt sich seiner Umgebung durch Wärmestrahlen oder, wie sie auch heissen, Infrarot(IR)-Strahlen mit. Doch wirken sie selten in die Ferne, über einige Kilometer hinweg, wie Licht- und Funkstrahlen. Infrarot-Wärmestrahlen äussern sich weniger sinnfällig als Lichtstrahlen, die im Auge das allerempfindlichste Sehorgan besitzen (Schwelle im grünen Licht $3 \cdot 10^{-17}$ W). Auch sind die abgestrahlten Energiequoten bescheiden, falls das Temperaturgefälle zur Umgebung — der Kontrast — nicht über den naturgegebenen Betrag hinaussteigt. Eine Ausnahme freilich machen die Sonnenwärmestrahlen, die auf weite Entfernung ($150 \cdot 10^6$ km) der Erde den Leistungsbetrag von rund 1,35 kW/m² mitteilen (Lichtstrahlen inbegriffen). In geeigneten Empfängern liessen sich die Sonnenstrahlen zum Schmelzen von Metallen verwenden (Hohlspiegel in Mont-Louis, Südfrankreich, von 11 m Durchmesser).

Die Sonnenstrahlung gibt den eindrücklichen Beweis, wie Infrarot-Wärmestrahlen den Raum durchdringen und sich wie Lichtwellen ausbreiten. Jedoch ist es müssig zu fragen, wie weit sich ein irdischer Wärmestrahler kundtut, solange sich die Strahlen, beispielsweise durch Kapseln der Quelle, verdecken lassen. Irdische Wärmestrahler sind meist verdeckt, weil die Energie nicht in die Ferne zerstreut, sondern in der Nähe gespeichert werden soll. (Beispiel: Heizen im Wohnraum.) Dort, wo grosse Wärmeenergien wirken — wie etwa in einer Kraftmaschine — ist die Strahlung in den Raum deshalb geschmälert, weil der Luft- oder Kühlwasserstrom die Überschusswärme abzieht. (Beispiel: Flugzeugtriebwerke im Unterschallgebiet.)

Die Wende hat die ins Überschallgebiet getragene Entwicklung der Flugtechnik gebracht. Die Geschwindigkeiten werden bis zur aerodynamischen Erhitzung der Flugkörperhülle vorgetrieben: der vom Luftstau getroffene Körper erhitzt sich, kühlt sich wenig, die im Überschuss erzeugte Wärme strahlt aus, die Infrarot-Wärmestrahlen eilen dem Flugkörper voran und zeigen ihn an.

Fig. 1 stelle z. B. einen zu überwachenden Luftraum durch eine innere Halbkugel *1* über dem Horizont dar; in ihrer Mitte ein Beobachter mit einem Infrarot-Strahlenempfänger, der einen ihm zugewiesenen Raumwinkel absuchen möge. Die Suchperiode sei gegeben. Eine äussere Halbkugel *2* bezeichne die Reichweite eines ruhenden Empfängers: erst wenn ein strahlender Flugkörper die äussere Halbkugel durchdringt, rückt er in den Auffassbereich. Ihn aufzufassen, braucht aber Zeit (die Suchzeit), im ungünstigsten Falle eine volle Suchperiode. Im allergünstigsten Fall ziele der Flugkörper auf den Beobachter zu, dann bedeutet die Suchzeit eine Einbusse an nützlicher Empfängerreichweite: statt der durch Halbkugel *2* dargestellten Ruhe-Reichweite bleibt die durch Halbkugel *1* angedeutete Betriebs-Reichweite als Auffassweite.

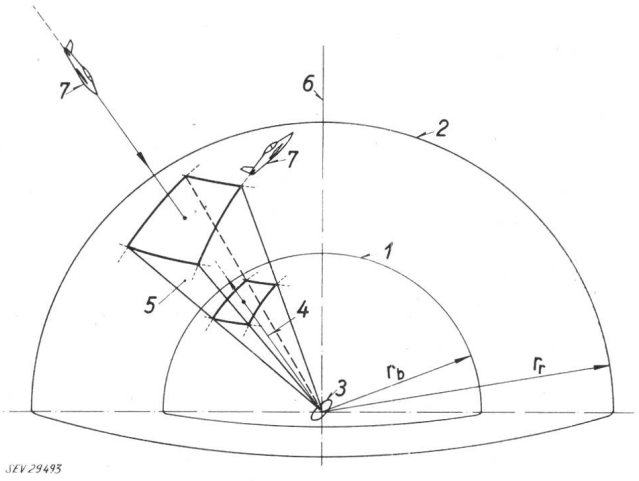

Fig. 1

Ruhe-Reichweite r_r und Betriebs-Reichweite r_b

1 innere Halbkugel über Horizont; *2* äussere Halbkugel über Horizont; *3* Beobachter mit IR-Strahlenempfänger; *4* Teleskopaxe in Mittelstellung; *5* Suchraumwinkel; *6* Zenit; *7* Ziel mit seiner Richtung

Die denkbar kürzeste Zeit, die ein einmal aufgefasster Flugkörper benötigt, bis zur Mitte durchzustossen — der Beobachter selbst sei sein Ziel — heisst Erwartungszeit, was andeuten möge, dass er nach kurzer Zeit im Mittelpunkt erwartet werden muss. Eine Erwartungszeit von einigen Minuten muss mindestens verlangt werden, falls ein Nutzen aus der Fernanzeige eines strahlenden Flugkörpers gezogen werden soll. Wäre die Flugkörpergeschwindigkeit beispielsweise 7200 km/h, die verlangte Erwartungszeit 4 min, errechnete sich die Betriebsreichweite zu 480 km.

Ob es gelingt, einen so weitreichenden Empfänger infraroter Strahlen, ein Infrarot-Teleskop, zu bauen?

Diese Frage ist mit der Infrarot-Strahlung des Überschall-Flugkörpers verknüpft: je schneller der Flugkörper, desto entfernter zwar muss er aufgefasst werden; je stärker aber seine Hüllenstrahlen sind, umso grösser ist folglich die Auffass-Reichweite des Teleskops. Diese Bindung kann der Flugkörper nicht lösen; er bleibt in seinen eigenen Strahlen gefangen. Höchste Flughöhe nur schwächt sie — die Strahlung fällt mangels aerodynamischer Erwärmung in der dünnen Luft — jedoch hindern lässt sich Infrarot-Fernanzeige grundsätzlich nicht. Noch mehr: Der Überschallflugkörper setzt in dem Masse seine Erwartungszeit wieder hinauf, wie seine Geschwindigkeit vermehrte Hüllenstrahlung anregt; er bringt sich selbst um den Nutzen seiner Schnelligkeit und verliert zum Teil seinen Überraschungsvorteil.

Neben die aerodynamisch angeregte Infrarot-Strahlung der Flugkörperhülle, deren Abstrahlungsquoten nur im Überschallgebiet — dann aber mit wachsender Potenz — zur Fernanzeige genützt werden können, tritt beim modernen Strahlflugzeug die auch im Unterschallgebiet nützbare Infrarot-Strahlung der hocherhitzten Triebwerke und ihrer Abgase. Ihr Strahlungsdiagramm ist den älteren Kolbenmotordiagrammen überlegen, wenn auch taktisch etwas benachteiligt, weil die Strahlungsenergie nach hinten gebündelt ist. Doch sind auf dieser Grundlage zielsuchende Abwehrkörper mit Erfolg gebaut und eingesetzt worden.

Als neueste Errungenschaft der Infrarot-Fernanzeige gelten Infrarot-Empfänger, die den Abgang interkontinentaler Raketen auf weite Entfernungen anzeigen können. Solche Empfänger müssen in die Stratosphäre verlegt werden, einmal um hinter den Horizont zu sehen und ferner, um den Strahlenweg frei von atmosphärischer Dämpfung zu halten.

2. Überschallflugkörper als Strahlungsquellen

Beim Überschallflugkörper treibt die Luftreibung die Hülle zu Temperaturen hoch, die als «Hitzemauer» bezeichnet werden. Die Hitzemauer ist eine über der Schallmauer aufgerichtete Geschwindigkeitsgrenze, woran sich die Entwicklung der Überschallflugzeuge staut. Sie ist nicht eindeutig wie die Schallmauer, sie ist von der zureichenden Festigkeit des Tragwerkes bei hohen Hüllentemperaturen bestimmt. Die Hitzemauer, eine Temperaturgrenze, gibt umgerechnet über die Höhenkoten (Luftdichte) eine Geschwindigkeitsgrenze. Fig. 2 stellt die Zusammenhänge graphisch dar.

Was auffällt, ist die ausserordentlich hoch getriebene Hüllentemperatur. Wenn auch nicht auf der ganzen Hülle höchste Temperaturen zu erwarten sind, so doch gerade am ins Ziel weisenden Bug. Zwar sind die Abstrahlungsquoten nur mit der Dauerflug-Hüllentemperatur verknüpft. Die Hüllentemperaturen sind verspätet: die Aufheizung braucht eine gewisse Zeit, die Einstellzeit. Bezeichnete die Temperatur 250 °C eine obere Grenze der Temperaturfestigkeit, folgte eine Abstrahlungsquote von rund 300 W in den Halbraum (strahlende Fläche 1 m², Strahlungszahl $^1/_{14}$ derjenigen des schwarzen Körpers). Diese Strahlungsquote entspricht der heute gültigen Dauerflughitzemauer. Je mehr sie künftig zu höheren Temperaturen hinausgeschoben wird — zu etwa 400 °C — desto energiereicher werden die Infrarot-Wärmestrahlen. Je mehr der Flugzeugkonstrukteur gezwungen ist, die schädliche Wärme vom Flugkörper weg in den Raum zu strahlen, um so mehr strahlt das Überschallflugzeug infrarot.

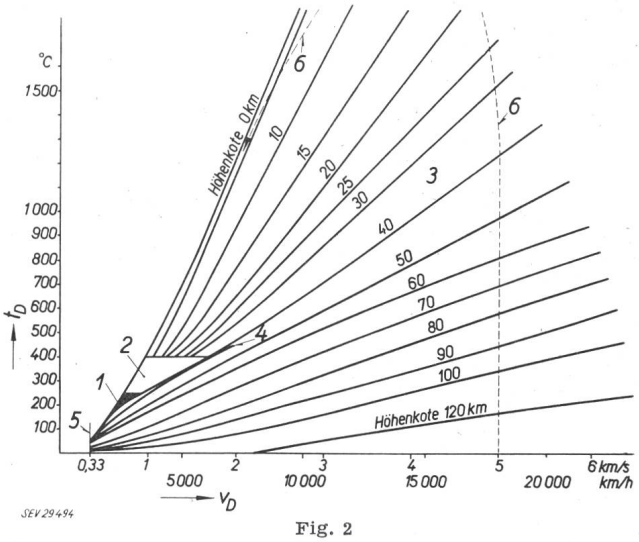

Fig. 2

Temperaturgang der aerodynamischen Erwärmung in Abhängigkeit von der Fluggeschwindigkeit auf verschiedenen Höhenkoten

t_D Dauerflug-Hüllen-Temperatur; v_D Dauerflug-Geschwindigkeit; *1* Flugbereich des Flugzeuges bis 1960; *2* mutmasslicher künftiger Flugbereich des Flugzeuges; *3* gesamter übriger Bereich als Flugbereich der Rakete; *4* Auftriebsgrenze; *5* Schallmauer; *6* Temperaturanfall einer wiedereintretenden Fernrakete

Für Raketen, die zu hohen Überschallgeschwindigkeiten vorprellen, ist auch die 400-°C-Hitzemauer noch keine Schranke. Ihre Hülle lässt sich dickwandig genug und aus wärmebeständigerem Material (Stahl, Tantalkarbidmantel) bauen. Die aerodynamische Dauererhitzung auf der Hülle darf bis zur zuträglichen Temperaturfestigkeit der Zuladung gesteigert werden. Die bei grosser Geschwindigkeit stark ausgeprägte aerodynamische Erhitzung, die in der Troposphäre Tausende von °C betragen kann, ist aber nicht voll wirksam, die Einstellzeit «verdeckt» sie. Die erträgliche Dauerflughitze der Rakete liegt etwa bei 600...800 °C (Fig. 2).

Raketen sind nicht an den aerodynamischen Auftrieb gebunden; im Gegensatz zu Flugzeugen ist ihr Flugraum unbegrenzt. Die Hitzemauer als Geschwindigkeitsgrenze gilt etwa bis zur 100-km-Höhenkote. Darüber hinaus ist jede Geschwindigkeit gestattet, die Rakete erhitzt sich im fast leeren Raum nicht. Erst wenn sie ins Luftmeer wieder eintritt, gibt sie sich durch starke, vom Luftstau erzeugte Infrarot-Wärmestrahlung bekannt. Sie glimmt wie ein Meteor auf: sie liesse sich nachts von blossem Auge sehen. Bis zur 40-km-Höhenkote verhält sich die Strahlung von Raketen und Flugzeugen ähnlich. Ab 40 bis zu 100 km — Höhenkoten, die dem Flugzeug verschlossen bleiben — ist die Raketengeschwindigkeit durch die Hitzemauer noch deutlich eingeschränkt. Die Rakete ist immer noch gezwungen, die schädliche Wärme in den Raum zu strahlen, ihre Abstrahlungszahl ist noch beträchtlich.

Ein Beispiel: Eine Rakete auf 80 km Höhe im Dauerflug, mit einer Geschwindigkeit von 7200 km/h, bei einer Temperatur auf der Hülle von 200 °C, mit einer strahlenden Fläche von 0,2 m² und einer Strahlungszahl von 0,33, gibt eine Strahlungsleistung von 190 W in den Halbraum.

Einige Zahlenangaben in Tabelle I geben ein Bild über die ungefähren Hüllentemperaturen und Abstrahlungsquoten in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit und der Höhenkote.

Abstrahlungsquoten von Flugkörpern

Tabelle I

Höhenkote	Flugzeuge			Raketen		
	Hülle aus Aluminium Strahlungszahl = 1/14			Hülle aus Stahl Strahlungszahl = 1/3		
	Geschwindigkeit	Dauerflug-hüllen-Temperatur am Bug	Strahlungsquote in Halbraum	Geschwindigkeit	Dauerflug-hüllen-Temperatur am Bug	Strahlungsquote in Halbraum
km	km/h	°C	W/m²	km/h	°C	W/m²
2,5	1200	56	48	1 200	56	222
	1800	125	102	1 800	125	476
5	1200	56	48	1 500	87	318
	1800	125	102	2 400	222	1139
10	1200	56	48	1 800	125	476
	1800	125	102	3 000	280	1774
20	1200	56	48	1 800	125	476
	1500	87	68	2 400	205	990
	1800	125	102	3 000	265	1589
	2400	205	212	3 600	318	2312
40	1200	56	48	2 400	165	698
	1500	87	68	3 000	210	1031
	1800	115	92	3 600	250	1420
	2400	165	150	4 200	288	1879
	3000	210	221	4 800	325	2425
	3600	250	304			
60				3 600	170	730
				5 400	264	1577
80				7 200	200	949
				9 000	277	1736
100				12 000	200	949
				18 000	380	3448

Die strahlenden Flächen befolgen das Stefansche Strahlungsgesetz:

$$P_0 = \alpha \sigma T^4 \qquad (1)$$

P_0 ausgestrahlte Wärme in W/m², Halbraum
α Strahlungszahl: 1/14 für Aluminium, 1/3 für Stahl
σ Strahlungskonstante $= 5{,}69 \cdot 10^{-8} \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m^2\,°K^4}}$
T Hüllentemperatur in °K; $T = 273 + t$, t in °C

Eine das Strahlungsvermögen eines Überschallflugkörpers kennzeichnende Grösse gebe seine kinematische Strahlungsquote P_k:

$$P_k = \frac{P_0}{v^2} \qquad (2)$$

Sie ist ein Mass für die Erwartungszeit; sie ist die auf das Geschwindigkeit-Einheitsquadrat v^2 bezogene Strahlungsquote. Kühlte sich der Flugkörper an der bewegten Luft nicht, wäre im stationären Fall (längerer Anflug auf konstanter Höhenkote) P_0, nach dem Energiesatz, der Staudruck- und Reibungsleistung pro m² Hülle gleichzusetzen und als solche etwa eine Funktion des Geschwindigkeitsquadrates oder Geschwindigkeitskubus. Ein Teil dieser Leistung — weniger zwar, als dem Geschwindigkeitsquadrat entspricht — wird aber stets vom Luftstrom fortgetragen (Wärmeleitung) und ist der Strahlung verloren. Das drückt sich im Verlauf der Kurven in Fig. 3 aus: Anfänglich, bei noch nicht ausgesprochen hoher Geschwindigkeit, ist Luftstromkühlung wirksam. In der Troposphäre und untern Stratosphäre nimmt die kinematische Strahlungsquote mit wachsender Geschwindigkeit bald zu (im Flugbereich des Flugzeuges ist sie angenähert konstant), die Kühlung wird überdeckt. In höhern,

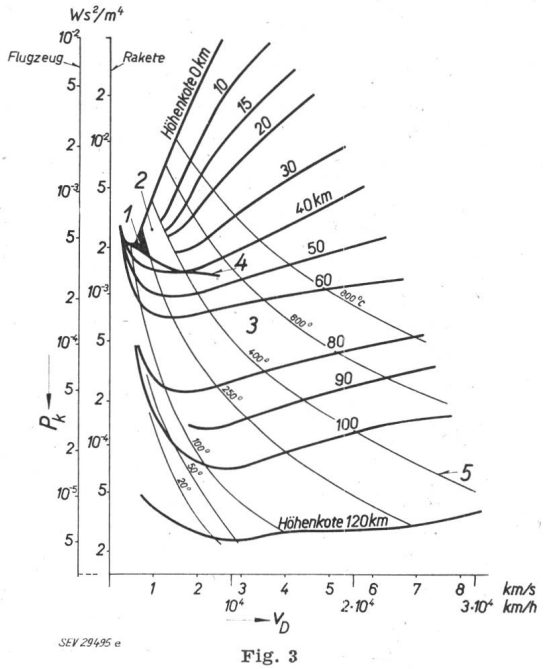

Fig. 3

Kinematische Strahlungsquote in Abhängigkeit von der Fluggeschwindigkeit $P_k = P_0/v^2 = f(v)$ auf verschiedenen Höhenkoten

P_k kinematische Strahlungsquote; v_D Dauerflug-Geschwindigkeit; *1* Flugbereich des Flugzeuges bis 1960; *2* mutmasslicher künftiger Flugbereich des Flugzeuges; *3* gesamter übriger Bereich als Flugbereich der Rakete; *4* Auftriebsgrenze; *5* Temperaturlinien

Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 2

nur Raketen zugänglichen Fluglagen, fällt sie zunächst — die Kühlung im Luftstrom ist ausgeprägter — um aber bei höchsten Geschwindigkeiten wieder anzusteigen. Fig. 3 zeigt auch, wie die kinematische Strahlungsquote von der Höhenlage beeinflusst wird: zunehmende Höhe, abnehmende Luftdichte setzt sie absolut herab. Ausgeprägt ist der Abfall über 80...100 km, in der Ionosphäre.

3. Die Erdatmosphäre — ein Schild

Der Leser möge sich erinnern, wie in klarer Nacht, plötzlich, wie vom Himmel gezogen, einer der sonst ruhig leuchtenden Sterne niederfährt, aufglüht, eine Lichtspur zieht und erlöscht. Manchmal sind es ganze Schwärme (Sternschnuppen), seltener einzelne grosse hellichte Feuerkugeln (Boliden). Diese fallenden Sterne (Meteore) sind Überschallflugkörper kosmischer Natur. Welches ist ihr Schicksal in der Erdatmosphäre?

Die Meteorgeschwindigkeiten sind rund 10mal grösser als irdische Überschallgeschwindigkeiten. Die Höhen, wo sie aufglühen und dem blossen Auge sichtbar werden, sind über 100 km (Fig. 4). Die Löschhöhen (Hemmungspunkte), die Stellen, wo die

Meteore zerglühen, betragen 60...100 km; auch die Erdsatelliten lösen sich in diesen Höhen auf. Das Schicksal kleinerer Meteore (Grösse und Masse wie irdische Flugkörper) ist stets gleich: sie lösen sich spurlos auf, den Erdboden erreichen sie nie, die Erdatmosphäre ist ein undurchdringlicher Schild.

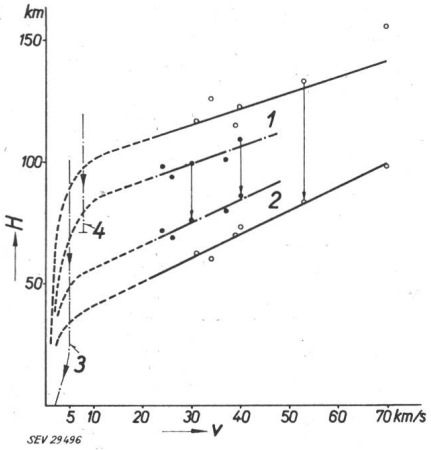

Fig. 4

Aufleuchthöhen und Löschhöhen (Hemmungspunkte) von Meteoren in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit (statistische Verteilung)

v Geschwindigkeit; *H* Höhenkote; *1* Aufleuchthöhen; *2* Löschhöhen (Hemmungspunkte); *3* Fernraketen-Wiedereintritt in die Atmosphäre; *4* Erdsatellit-Wiedereintritt in die Atmosphäre

• innere Wärmeleitung gross

∘ innere Wärmeleitung klein

----- nach irdischen Geschwindigkeiten extrapoliert

Meteore, deren Hüllen kleine innere Wärmeleitung und deren Oberflächen grosses Abstrahlvermögen aufweisen, durchdringen die Atmosphäre noch am ehesten. Sie glühen aber um so höher auf und werden in weiterer Entfernung dem Auge sichtbar; noch weiter entfernt einem Infrarot-Teleskop, das dem Auge noch verborgene Infrarot-Wärmestrahlen anzeigen kann. Flugkörper kosmischer Geschwindigkeit (Meteore 12...72 km/s) sind in Höhen über 100 km noch namhafte Infrarot-Strahler.

Die leichte Abnahme der Aufleuchthöhen mit fallender Geschwindigkeit aus Fig. 4 zeigt auch, wie der Luftdruck nach unten steil ansteigen muss; in der Gegend irdischer Überschallgeschwindigkeiten, unterhalb 8 km/s (Erd-Satelliten) und bis 5 km/s fallen Aufleuchthöhen und Löschhöhen nur auf etwa 70...100 km und 35...55 km zurück. Aufleuchthöhen und Löschhöhen (Hemmungspunkte) der Meteore reihen sich zwangslos an die der irdischen Flugkörper: Der Hemmungspunkt setzt der Hitzemauer eine physikalische Grenze, bei der Schmelz- und Verdampfungstemperatur.

Der unversehrte Durchtritt schnell bewegter Körper durch die Erdatmosphäre ist höchst labil. Eine ins Luftmeer eintauchende, bald glühende Fernrakete wird gebremst. Steigt die Bremshitze der Hülle auf ihre Schmelztemperatur — die Aufheizung sei beendigt, der Kern von der Hülle gut wärmeisoliert — so bleibt die Temperatur konstant bis die Hülle ganz weggeschmolzen ist. In hohen und höchsten Schichten ist der Luftdruck ausserordentlich gering, es ist möglich, dass die Hülle unmittelbar vom festen in den dampfförmigen Zustand übergeht (sublimiert). Wenn sich die Hülle auflöst, zerfallen selbst die Moleküle, auch die der hart verdichteten Luft der Kopfwelle. In den Zustandsübergängen bleiben die Temperaturen konstant, es gehorcht der Energieumsatz dem Gesetz:

$$\underbrace{\overbrace{m\,v\cdot\Delta v}^{\text{infolge Geschwindigkeitsverlust}} + \overbrace{\frac{1}{2}\Delta m\cdot v^2}^{\text{infolge Massenverlust}}}_{\text{Verlust an kinetischer Energie}} = \underbrace{\Delta W}_{\text{anfallende Bremsenergie}} \qquad (3)$$

m Körpermasse vor dem Einschmelzen der Hülle
Δm Massenverlust der Hülle durch Abschmelzen
v Geschwindigkeit
Δv Geschwindigkeitsverlust beim Bremsen

Der Energieanfall — die Bremsenergie des Flugkörpers — strahlt teils als sichtbares Licht und Infrarotwärme in den Raum, teils wird sie beim Übergang der Hülle vom einen in den andern Aggregatzustand verzehrt. Auch die Energie, die vom Kopf der verdichteten Luft strahlt, sei in die Strahlung einbezogen. Die mechanische Arbeit hingegen, die Zustandsänderungen begleitet, z. B. Ausdehnungsarbeit beim Schmelzen und Verdampfen sei abgezogen (Faktor η), ebenso wie die mechanische Energie, ferner die Wärme, welche die Strömung hoher und höchster Machzahl fortträgt. Der zeitliche Verlauf der isotherm angesetzten Oberflächenzustandsänderung (T = konstant) wird dann:

$$\eta\underbrace{\left(m\,v\frac{\Delta v}{\Delta t}+\frac{1}{2}\cdot\frac{\Delta m}{\Delta t}v^2\right)}_{\text{sekundlicher Verlust an kinetischer Energie}} = \underbrace{\alpha\,\sigma\,T^4 A}_{\text{Strahlungsleistung}} + \underbrace{\frac{\Delta m}{\Delta t}c}_{\text{Schmelz-Verdampfung-Zerfallsleistung}} \qquad (4)$$

T Hüllentemperatur °K
α Strahlungszahl
σ Strahlungskonstante
A Hüllenoberfläche
c Summe der Energiemengen je Masseneinheit, die Zustandsänderungen bewirken
η Energieverteilungsfaktor < 1

$\Delta m/\Delta t$ ist die in der Zeiteinheit weggelöste Masse der Hülle, $a = \Delta v/\Delta t$ die Bremsverzögerung. Daraus folgt:

$$\frac{\Delta m}{\Delta t} = \frac{\overbrace{\eta\,m\,v\,a}^{\text{Bremsleistung}} - \overbrace{\alpha\,\sigma\,T^4 A}^{\text{Strahlungsleistung}}}{c-\eta\,v^2/2} \qquad (5)$$

Diese etwas vereinfachte Gleichung bestimmt in der entscheidenden Phase das Schicksal in die Erdatmosphäre wiedereintretender Überschallflugkörper.

Falls $\Delta m/\Delta t = 0$, d. h. kein Massenverlust — weder Schmelzen noch Verdampfen — als Bedingung gestellt wäre, gäbe es nur eine Lösung:

$$\eta\,m\,v\,a \approx \alpha\,\sigma\,T^4 A \qquad (6)$$

In Worten ausgedrückt: die anfallende Bremsleistung müsste (im stationären Zustand) in jedem Augenblick zu einem Teil η in den Raum strahlen. In dem Mass, wie sich der eindringende Flugkörper bremst — und der Auflösung entgeht — verrät ihn seine eigene Strahlung, noch mehr: er gibt sein Kommen mit Lichterscheinung bekannt, für ein

Teleskop, nachts auch für das freie Auge, ist er von weitem sichtbar. Es ist Gl. (6) die einzige stabile Lösung. Sie gilt auch unter Glühtemperatur, falls die Hülle ihre Beharrungsübertemperatur darunter erreichte. Sie gilt auch, falls der Verdichtungsstoss Energie auf die Kopfwelle überträgt: es strahlt unter der enormen Beanspruchung sogar die gepresste Luft, ihre Moleküle zerfallen im blendenden Licht; eine den Astronomen aus den Lichtphasen zerglühender Meteore bekannte Erscheinung. Die in geringem Abstand vom Körper abgelöste Welle umhüllt und schirmt ihn vor dem augenblicklichen Auflösen. Sie bildet eine erste Schutzhülle. Das Ergebnis ist: Es geht im stationären Zustand ein grosser Teil der Bremsleistung als Strahlung in den Raum. Etwas umgeformt heisst Gl. (6):

$$\eta\, G\, v \frac{a}{g} \approx \alpha\, \sigma\, T^4 A \qquad (7)$$

G Gewicht des Flugkörpers
g Erdbeschleunigung

Ein Zahlenbeispiel: Der Gefechtskopf einer Fernrakete $G = 1000$ kg tauche mit $v = 5$ km/s in die Atmosphäre wieder ein. Erreichte er, in tiefern Luftschichten, in einem Punkt seiner Bahn eine Bremsverzögerung von beispielsweise $a = g$, so strahlt er eine Leistung von einigen Tausend Kilowatt — die Leistung einer Schnellzuglokomotive — in den Raum, selbst wenn nur der 10. Teil der anfallenden Bremsleistung ausstrahlt ($\eta = {}^1/_{10}$).

Der Vorgang der Wiedereintrittserwärmung eines der Erde zustürzenden Körpers ist meist nur kurze Zeit stabil. Bald schmilzt (sublimiert) seine Hülle ein: $\Delta m/\Delta t > 0$. Aus Gl. (5) folgt ein Einschmelzen der Oberfläche, falls:

$$m\, v\, a\, \eta < \alpha\, \sigma\, T^4 A \quad \text{und} \quad 2\, c/\eta < v^2 \qquad (8)$$

$$m\, v\, a\, \eta > \alpha\, \sigma\, T^4 A \quad \text{und} \quad 2\, c/\eta > v^2\, (2\, c/\eta = c') \qquad (9)$$

Einer der beiden Fälle ist in einem gewissen Bahnpunkt stets erfüllt: das Wiedereintrittsproblem geht weniger darum, das Schmelzen ganz zu verhindern, als darum, das Durchschmelzen bis zum Kern, zur Zuladung, zu unterbinden. Die Bedingungen in Gl. (8) und (9), in der Gegenüberstellung, lassen die Instabilität beim Wiedereintritt deutlich hervortreten. In grosser Höhe — im fast leeren Raum — ist die Bremsverzögerung a schnell bewegter Körper klein, die Geschwindigkeit v gross. Die Bedingung in Gl. (8) möge erfüllt sein. Mit zunehmender Bremswirkung der Luftverdichtung kommt der Augenblick, wo die Bedingung in Gl. (9) gelten müsste; doch kann sie erst gelten, wenn das Geschwindigkeitsquadrat unter die reduzierte Schmelzenergie abgesunken ist. Beide Terme klappen aber nicht gleichzeitig um, der Vorgang wird mindestens eine Zeitlang instabil, $\Delta m/\Delta t < 0$. Negativer Massenverlust hiesse, dass die schmelzende (sublimierende) Hülle als Puffer zum Wärmeentzug nicht genügte. Es müsste Verdampfung und, falls auch dieser latente Wärmeentzug als Puffer nicht genügte, weiterer Zerfall in Moleküle oder Atome hinzukommen (thermochemische Gleichgewichtsverschiebung in Richtung Zerfall). Der Auflösungsvorgang griffe weiter und weiter, über kurze Zeit wäre die Hülle aufgezehrt, der Zerfallsvorgang würde schliesslich auch den Kern erfassen. Soll ein Auflösen bis ins Innere, bis zum Kern, verhindert werden, muss er durch wärmeisolierende Schalen von der zerfallenden Hülle geschützt sein (Wiedereintrittsschutz), die mindestens den eindringenden Wärmestrom solange abhalten können, bis das Geschwindigkeitsquadrat unter den kritischen Wert gebremst ist. (Eine erste schützende natürliche Schale bildete, wie erwähnt, die am Raketenkopf abgelöste Welle.) Was heisst das anderes, als dass die ganze Wärme, die sich jetzt auf der Hülle staut, erst recht in den Raum strahlen muss (grosse Strahlungszahl α, hohe Schmelztemperatur, z. B. Tantalkarbid $T = 3800$ °C)? Die Hülle erhitzt sich rasch (kleine Einstellzeit), der Flugkörper leuchtet auf seiner der Erde zugeneigten Bahn rasch auf und gibt sich weit entfernt durch Infrarotstrahlen zu erkennen.

Die Gl. (6) und (7) — Strahlungsleistung P_{str} proportional der Bremsleistung P_{br} — gelten allgemein. η, ein Faktor (Energieverteilungsfaktor), deutet zwar an, dass die Strömung einen Teil der Energie wegträgt (mechanische Energie, Schall, Wirbel, Turbulenz, Wärmeströmung), die den infraroten Strahlen verloren ist:

$$\eta \underbrace{m\, v\, a}_{P_{br}} \approx \underbrace{\alpha\, \sigma\, T^4 A}_{P_{str}}$$

Die Bremsleistung P_{br} ist eine Folge der Stossleistung der Luft, es gilt:

$$P_{br} = F \cdot \varrho\,(h) \cdot v^n \qquad (10)$$

F Form- und Flächenfaktor der Bugspitze
$\varrho\,(h)$ Luftdichte in der Höhe h
$n = 2...3$ je nach Strömung

Folglich ist die Strahlungsleistung:

$$P_{str} = \eta\, P_{br} = \eta\, F\, v^n \cdot \varrho\,(h) \qquad (11)$$

Konstante Geschwindigkeit, gleiche Strömungsform und konstanten Faktor η angesetzt, folgt die Strahlungsleistung P_{str} allein der Luftdichte $\varrho\,(h)$. Dies trifft angenähert zu in der Troposphäre (bis 12 km Höhe) und für Fluggeschwindigkeiten über 5000 km/h.

Es ist zu erwarten, dass der Energieverteilungsfaktor η, ferner die Strömungsform in hohen und höchsten Luftschichten vom Verhalten in der Troposphäre abweichen. Es vollzieht sich bei der Strahlungsleistung in der untern Ionosphäre ein allmählicher Übergang von der ϱ-Abhängigkeit zu eher einer $\sqrt{\varrho}$-Abhängigkeit; in der obern kehrt das ϱ-Verhalten wieder. Eine Erklärung dafür gibt der aerodynamische Widerstand des Flugkörpers, im Zusammenspiel zwischen Strömung und Wärmeleitung der ihn umhüllenden Luft.

Erst neue und neueste Forschungen haben einiges über die Physik der obern Erdatmosphäre erbracht. Es ist jetzt erwiesen, dass Luftdruck und Luftdichte über 100 km hinaus nicht mehr der barometrischen Höhenformel, einem strengen e-Gesetz, folgen, sondern der Abfall weniger ausgeprägt ist. Dabei hat sich herausgestellt, dass in der Ionosphäre das Molekulargewicht der Luft abnimmt; Stickstoff und

Sauerstoff sind teils in Atome zerfallen, der Luftdruck p und die Luftdichte ϱ klaffen auseinander.

Überraschender ist, doch damit im Zusammenhang, der Gang der Lufttemperatur: Nach einem Abfall in der Troposphäre und Ozonosphäre auf etwa —65 °C kommt ein Wiederanstieg bis 0 °C (45...50 km Höhe); nach einem neuen Abfall auf etwa —70 °C (80 km Höhe) folgt ein steiler Anstieg in der Ionosphäre.

Als wichtigstes Ergebnis dieser neuesten Luftraumforschungen darf folgendes festgestellt werden: Mit dem Eindringen des Überschallflugkörpers in die Ionosphäre — in Höhen wo seine aerodynamische Hüllentemperatur aus Staudruck und Reibung zurückfällt — wächst die Temperatur der ihn umgebenden Luft heran, und der Temperaturkontrast schwindet mehr und mehr dahin. Doch bedeutet das keinen nennenswerten Schwund an Strahlungskontrast: die dünne, ruhende Luft als Umgebung und Hintergrund strahlt schwach, zudem strahlt sie nur in einzelnen schmalen Wellenbanden, nach *Kirchhoff* dort, wo sie umgekehrt Strahlung absorbiert. Im Gegenteil: Die hohe Temperatur in der Ionosphäre — die «Temperaturmauer» — verhindert schnelles Auskalten des Flugkörpers, der mangelnde Temperaturkontrast hält ihn ab, die beim Durchtritt aus tiefern zu höhern Luftschichten teils gespeicherte Triebwärme, teils aerodynamische Hüllenwärme der umgebenden Luft zuzuleiten: Der Energiestrom in den Raum besteht aus Infrarot-Wärmestrahlen allein, einer weitreichenden Strahlenempfang sehr fördernde Erscheinung.

Was sich bis heute über aerodynamische Erwärmung schnellbewegter Flugkörper in gedrängter Form sagen lässt, ist für das erste gesagt: Die Erdatmosphäre ist bis in die mittlere Ionosphäre ein Schild, den zu durchdringen den Überschallflugkörper Energie kostet, die als Wärme in den Raum strahlt. Er schafft damit einen Zustand, dem er sich durch keine Mittel entziehen kann. Es wäre folgerichtig, darauf eine Fernanzeige aufzubauen; die Infrarot-Fernpeilung weist in diese Richtung.

4. Die Strahlenausbreitung in der Lufthülle

Lichtstrahlen als physikalische Erscheinung sind im Raum der Erdatmosphäre einem steten Wechsel — nach Wetter und Sonnenstand — ausgesetzt. Luft und Wasserdampf, steiler und flacher Strahleneinfall entscheiden über die Erscheinungsformen. Eindrücklich ist die Lichtzerstreuung an den Luftmolekülen, das Blau des Himmels und — als Gegenstück — das Rot der untergehenden Sonne: Blaues Licht wird stark, rotes Licht wenig gestreut (aus dem geradlinigen Strahlengang ab- und allseitig ausgelenkt). Es fällt blaues Licht aus allen Himmelsgegenden, selbst der Nordhimmel strahlt intensiv. Anders ist es beim Licht der zum Horizont geneigten Sonne: Die Strahlen durchsetzen die Lufthülle flach, auf dem weitern Weg verlieren sie das blaue Licht, es streut völlig in den Himmel, die roten Strahlen aber verbleiben. Verdichtet sich der Wasserdampf zu Wolken oder Nebel, so werden alle Strahlen gestreut und zum Grossteil verschluckt (Absorption): Das noch durchscheinende Licht ist farblos, fahl und geschwächt.

Diesen Lichterscheinungsformen, zwar weniger sinnfällig, sind infrarote Strahlen auch unterworfen. Auch sie sind im Sonnenlicht vertreten und werden in der Atmosphäre — sehr ausgeprägt in der Troposphäre — zerstreut und verschluckt. Es gelten die gleichen Gesetze: Beide, Lichtstrahlen und Infrarot-Wärmestrahlen sind elektromagnetische Wellen, sie unterscheiden sich physikalisch in der Wellenlänge. Diese beträgt bei Licht 0,4...0,8 μm, bei Infrarotstrahlen 0,8...1000 μm. Der Wellenbereich strahlender Flugkörper ist aber einiges enger. Tabelle II gibt darüber einen Überblick.

Wellenbereich strahlender Flugkörper

Tabelle II

t	°C	100				200				300				400			
λ	μm	4	6	10	20	4	6	10	20	4	6	10	20	4	6	10	20
$W_s/W_{s\infty}$	%	1,25	11	43	83	5	24	60	90	12	37	71	94	20	49	79	96
λ_{max}	μm	7,7				6,1				5,0				4,3			

t Temperatur der strahlenden Quelle [°C]
λ Wellenlänge der Infrarot-Strahlen
$W_s/W_{s\infty}$ Energieanteil der Strahlung $\lambda = 1...\lambda$ [μm] zur Gesamtstrahlung
λ_{max} Wellenlänge höchster spektraler Energiedichte

Im folgenden seien die Gesetze der atmosphärischen Dämpfung gestreift. Streuung und Absorption haben denselben Ursprung im Mitschwingen der Luft- und Wasserdampfmoleküle im Takte der einfallenden Licht- und Infrarot-Wellen (dielektrische Polarisation). Das Mitschwingen ist am stärksten, wenn die erregende Welle die Molekular-Eigenschwingungen anstösst (Resonanz). Schwingende Moleküle benehmen sich in mancher Hinsicht wie Sendeantennen. Sie strahlen aus (Sekundärstrahlung, Streustrahlung) und verzehren Leistung (Widerstand, Absorption). Streuung und Absorption entnehmen die Leistung der einfallenden Welle, der Primärstrahlung, und schwächen sie. Den überwiegenden Anteil bestreitet die Absorption, die Streuung ist meist einige Grössenordnungen darunter, zur Dämpfung scheidet sie als unerheblich aus. Beträgt die Leistung der einfallenden Strahlen P_0, fällt nur P, ein Teil, durch eine Luftschicht:

$$P = P_0 \cdot e^{-\int^{S} K(x)\,dx} \qquad (12)$$

$K(x)$ ortsabhängige Absorptionskonstante
dx schmale Luft- und Wasserdampf-Mischschicht
S Strahlenweg in der ganzen Schicht

Ist $K(x)$ bekannt, lässt sich die Strahlendämpfung $a = \int^{S} K(x)\,dx$ — gemessen in Neper — für gegebene Entfernung der Quelle bestimmen. $K(x)$ ist der Ausdruck der molekularen Schwingungsdämpfung, er folgt als solcher einem Resonanzgesetz. Jede Absorptionsspektrallinie des Luft-Wasserdampf-Gemisches bedeutet eine Resonanzstelle. Ist das Spektrum (Fig. 5) bekannt, wird $K(x)$ zu:

$$K(x) = N\,V^2 \cdot \Phi(\lambda) \qquad (13)$$

N Teilchenzahl pro cm³
V Teilchenvolumen [cm³]
λ Licht- oder Infrarot-Wellenlänge
$\Phi(\lambda)$ über der Wellenlänge gemessenes, auf 1 km Strecke bezogenes Absorptionsspektrum

Die Teilchen sind nicht auf Moleküle allein beschränkt. Gl. (13) gilt auch an Tropfen nassen Wasserdampfes (Wolken, Nebel), an Tropfen flüssigen und festen Wassers (Regen, Hagel, Schnee; es tritt dann in $\Phi(\lambda)$ die Brechzahl hinzu).

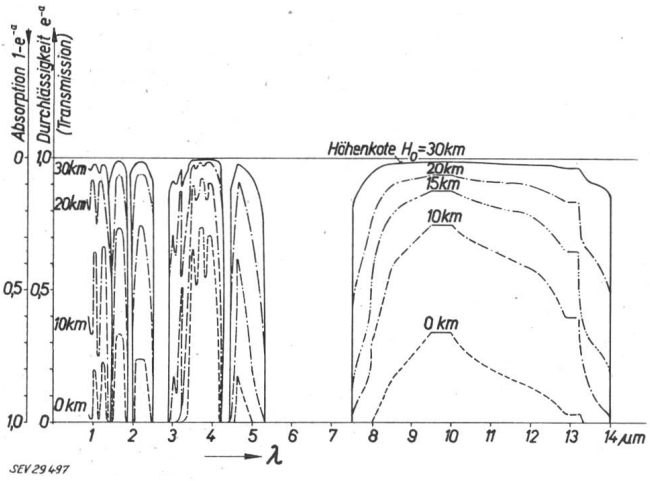

Fig. 5

Absorptionsspektrum der gesamten Atmosphäre für senkrecht einfallende Strahlen

Temperaturstrahler ausserhalb der Atmosphäre, Beobachter auf verschiedenen Höhenkoten H_0
λ Wellenlänge

Gl. (13) beschreibt die Ausbreitung infraroter Strahlen (auch der Lichtstrahlen) in der Atmosphäre. Deutlich ist der Einfluss der Teilchenzahl N pro cm³. Grosse Dichte bedeutet starke, kleine Dichte schwache Dämpfung. Mehr aber noch fällt das Teilchenvolumen V ins Gewicht. Grosse Teilchen lassen die Dämpfung mit dem Volumenquadrat, mit der 6. Potenz des Durchmessers, anwachsen. In der Troposphäre wechselt das Wetter, so dass N und V dauernden Schwankungen unterworfen sind. Der Wasserdampfgehalt der Luft, teils in molekularer, teils in Tröpfchenform mit statistisch verteilter Volumengrösse — eine Folge des stets veränderbaren Wärmegleichgewichtes der unteren Atmosphäre — gibt der Ausbreitungsdämpfung einen weiten Spielraum und gibt dem Licht die Mannigfalt in den Erscheinungsformen. Die Sichtweite, auch beim Infrarotlicht, kann von Tausenden von Kilometern auf wenige Meter fallen. Diese Eigenschaft haftet der Wettersphäre oder Troposphäre grundsätzlich an und ist durch keinerlei Massnahme zu beheben.

Faktor $\Phi(\lambda)$, die spektrale Verteilung der Leistungsabsorption und -streuung im Luft-Wasser-Dampfgemisch einbezogen, macht die Lichtausbreitung in der Troposphäre vollends vielgestaltig. Äusserst trockene, von Schwebeteilchen freie Luft ist bis zur kristallenen Klarheit durchsichtig (Föhnlage), selbst die Trübung am Horizont, der Schön-Wetter-Dunst, entfällt in solchen Fällen. Dies ist ein Beispiel dafür, wie die Luftmoleküle allein — ohne Wasserdampf — sichtbares Licht nicht behindern können. Es verbleibt nur eine leichte Streuung, der Faktor $\Phi(\lambda)$ wird (im blauen Licht genau) zu:

$$\Phi(\lambda) \approx \frac{\text{Konstante}}{\lambda^4} \qquad (14)$$

Dieses λ^4-Gesetz auf längere Wellen, auf infrarote Strahlen zu übertragen, wäre voreilig: Absorption — an Stickoxydul (N_2O), Methan (CH_4), Kohlendioxyd (CO_2), Kohlenmonoxyd (CO), Ozon (O_3) und Deuterium-Hydroxyd (HDO) — Gase, die selbst in winzigsten Mengen infrarotes Licht verschlucken — tritt immer hervor. Kommt, auch bei klarem Wetter, die meist ausgeprägte Wasserdampf-Absorption hinzu, bleiben nur wenige Wellenlängenbereiche im Infraroten vor grösserer Dämpfung frei, diese «Fenster» findet man bei den Wellenlängen: 1,02; 1,25; 1,5...1,7; 2...2,5; 3,5...4,2; 4,5...5; 8,0...13 µm. Die in den Fenstern verbleibende Dämpfung ist meistenteils Absorption und kleinstenteils Streuung. Verdichten sich die Moleküle des Wasserdampfes zu Nebel und Wolken, stossen noch grobe Schwebeteilchen wie Staub, Russ dazu, wachsen Dichte N und Volumenquadrat V^2, ferner der Faktor $\Phi(\lambda)$ ins Unermessliche. Das infrarote Licht — auch das sichtbare — wird fast völlig ausgelöscht.

Die Troposphäre (0...12 km Höhe) ist der Ausbreitung infraroter Strahlen nicht günstiger als Lichtstrahlen. Selbst bei klarem Wetter bleiben nur einige «Fenster» offen, und nur die mitten durchfallenden IR-Strahlen sind vergleichsweise weniger gedämpft als Licht (leichter Vorteil infraroter Strahlen, Infrarot-Photographie). Für die Fenstermitten nimmt $\Phi(\lambda)$ die Form an:

$$\Phi(\lambda) \approx \frac{\text{Konstante}}{\lambda^2} \qquad (15)$$

Die zahlenmässige atmosphärische Dämpfung folgt aus der gemessenen Funktion $\Phi(\lambda)$ bei gegebenen meteorologischen Daten N und V der Gl. (13). Tabelle III gibt einige Werte der auf 1 km bezogenen «Fensterdämpfungen» a in Neper an. Mangels bekannter meteorologischer Daten höherer Luftschichten sei der Gehalt absorbierender Gase ins Verhältnis zur Luftdichte gesetzt. Für die Höhe null gilt ein Wasserdampfgehalt von 17 mm (Wassersäule, die durch die Luft absorbiert ist).

Atmosphärische «Fensterdämpfungen»

Tabelle III

λ \ H_0	0	5	10	15	20
	α	α	α	α	α
1,02	0,18	0,11	0,06	0,03	0,014
1,25	0,16	0,10	0,06	0,03	0,013
1,65	0,12	0,07	0,04	0,02	0,009
2,12	0,12	0,07	0,04	0,02	0,009
3,65	0,03	0,02	0,01	0,01	0,003
4,60	0,19	0,12	0,07	0,04	0,015
10,0	0,12	0,07	0,04	0,02	0,009

H_0 Höhe über Meer [km]; α atmosphärische Fensterdämpfung [N/km]; λ Wellenlänge [µm]

Tabelle IV gibt die geschätzte gesamte Dämpfung der Atmosphäre an (senkrechter Strahleneinfall, Beobachter auf verschiedenen Höhen H_0, Fig. 5). Es möge daraus entnommen werden, wie mit zunehmender Höhenlage — d. h. mit abnehmender Luftdichte — die Dämpfung erheblich zurückgeht. Die Stratosphäre (über 12 km) wird zum bessern Sichtraum, es entfällt das behindernde Wetter überhaupt und der Wasserdampf scheidet fast völlig

Gesamte atmosphärische Strahlendämpfung

Tabelle IV

λ \ H_0	0	5	10	15	20
	a	a	a	a	a
1,02	1,57	0,87	0,43	0,20	0,090
1,25	1,44	0,80	0,40	0,18	0,082
1,65	1,07	0,60	0,30	0,14	0,061
2,12	1,07	0,60	0,30	0,14	0,061
3,65	0,30	0,17	0,08	0,04	0,017
4,60	1,71	0,95	0,47	0,22	0,097
10,0	1,07	0,60	0,30	0,14	0,061

H_0 Höhe über Meer [km]; a Dämpfung der Atmosphäre [N]; λ Wellenlänge [μm]

aus. Freilich treten dafür die Absorptionsbänder von O_3 und N_2O stärker hervor, über der untern Stratosphäre, in der Ozonosphäre (20...30 km Höhe) und in der Ionosphäre (über 80 km Höhe) noch ausgeprägter. Doch sinken der Gasdruck und die Teilchenzahl N in diesen Höhen rasch. Die Zahlen in Tabelle IV dürften Höchstwerte bedeuten.

Sind die Bestandteile der Luft in jeder Höhenlage [Absorptionsspektren $\Phi(\lambda)$] bekannt, ferner die zugehörige Molekülzahl N [cm³] (der Luftdruck) und die Teilchen als Moleküle angesetzt (Volumen V), gilt:

$$a = \int_{H_0}^{H} K(h) \cdot \frac{1}{\cos\beta} \, dh; \quad K(h) = N(h) \, V^2 \cdot \Phi(\lambda) \quad (16)$$

a atmosphärische Dämpfung die Höhenkotendifferenz $H - H_0$ schief durchfallender Infrarot-Wellen der Länge λ
H_0 Standort des Beobachters über Meer
β Neigungswinkel zum Zenit (Zenitdistanz)
$K(h)$ Absorptionskonstante in der Höhe h

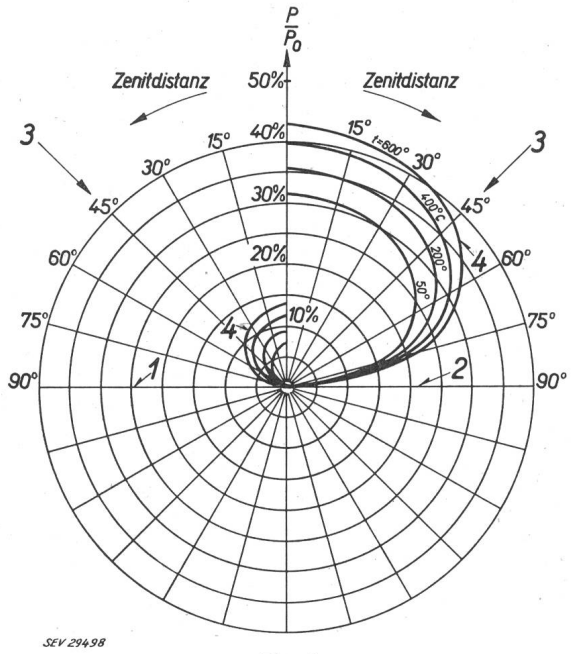

Fig. 6

Verhältnis der Einstrahlungsquote P in der Atmosphäre (links auf Meereshöhe, rechts auf 15-km-Höhenkote) zur Abstrahlungsquote P_0 von Temperaturstrahlern (ausserhalb der Atmosphäre) gegebener Temperatur t

1 Horizont auf Meereshöhe (Troposphäre); *2* Horizont auf 15-km-Höhenkote (Stratosphäre); *3* Strahleneinfallsrichtungen, Zenitdistanz 0...90°; *4* Temperaturlinien als Parameter, t = 600 °C, 400 °C, 200 °C und 50 °C

Fig. 6 möge, im Polardiagramm zusammenfassend, zeigen, wieviel Prozent Strahlung gegebener Hüllentemperatur eines über der Atmosphäre heraufliegenden Flugkörpers, bei offenem Himmel, zum Beobachter mit dem Standort $H_0 = 0$ (Troposphäre) durchkommt (veränderlicher Neigungswinkel $\beta = 0$ im Zenit bis $\beta = 90°$ im Horizont). In derselben Figur ist das Polardiagramm für den Standort $H_0 = 15$ km (Stratosphäre) wiedergegeben.

Die Ausbreitung infraroter Strahlen in der Atmosphäre gehorcht denselben Gesetzen wie die Lichtstrahlung. Das Beobachten am Infrarot-Teleskop ist denselben Beschränkungen — aber auch denselben Vorzügen — unterworfen wie das natürliche Sehen oder wie das Sehen im Fernrohr. Auch Erscheinungen der atmosphärischen Strahlenbrechung (Kimmung), Dichteunterschiede warm- und kaltdurchmischter Luft (Schlieren), Schwebeteilchen aller Art (in flacher Sicht zum Horizont hauptsächlich) bilden dieselben Hindernisse. Undurchdringliches Hindernis sind Wolken und Nebel, kurz das Wetter der Troposphäre. Doch im Raum des Überschallflugkörpers, über der Troposphäre, fallen diese Schranken; die infraroten Strahlen breiten sich ungehindert aus, die atmosphärische Dämpfung geht zurück — die Technik des Raumes ermöglicht auch dem Infrarot-Teleskop den passenden Standort — die Stratosphäre.

5. Rückblick und Ausblick

Gewisse Ereignisse künden eine Wende im Geschehen, während das Praktische noch im Gewohnten verharrt. Das Flugzeug der 30er Jahre, als Mittel der Überraschung unbestritten, stiess wenige Jahre später, im Bedrängnis der Entscheidung, auf ein ungeahntes Hindernis: die Funkechosperre, eine in den angelsächsischen Ländern geförderte, von der Öffentlichkeit unbeachtete Entwicklung. Dieses, ein Echoverfahren mit Funkwellen (Radar), war in seinen physikalisch-räumlichen Eigenschaften dem Flugraum des Flugzeuges, der untern Troposphäre, wie angemessen. Die Stärke dieser Abwehr — gewissermassen das Einfangen des Flugkörpers ins Netz eines elektromagnetischen Strahlenbündels — ist ihr bis auf den heutigen Tag geblieben.

Nicht verwunderlich ist das Bestreben, Geschwindigkeit und Flughöhe der Flugkörper hinaufzusetzen. Es folgte die Entwicklung des Flugzeuges zum Überschallflugzeug in den 40er und 50er Jahren. Ihr folgte die Weiterentwicklung der Funkpeilung im Verein mit der Elektronik. Das Gleichgewicht in Anflug-Auffassreichweite und Anflug-Erwartungszeit schien einigermassen gesichert.

Ein Blick auf Fig. 2 und 3 genügt, zu erkennen, dass der Flugraum des Flugzeuges, auch mit Einbezug des Überschallflugzeuges, beschränkt ist, und dass es im Räumlichen die Funkechosperre nicht überwinden kann. Was ihm bleibt, sind physikalische Massnahmen — z. B. das Tarnen.

Diese Umstände gaben den Ansporn zur Fernrakete mit unbeschränktem Flugraum. Der Gedanke ist nicht verkennbar, die Abwehr im Raum-Zeitlichen zu sprengen. Die Anflug-Auffassreichweite und die Anflug-Erwartungszeit sollten auseinander

fallen. Dies ist der Rakete zum guten Teil gelungen. Damit ist die Lage heute ähnlich wie sie vor 20 Jahren auf tieferer Ebene war.

Doch dasselbe wiederholt sich im Leben nicht. Der Überschallflugkörper hat die Abwehr im Raum gesprengt. Ihn aufs neue zu fassen, heisst, sich erinnern, warum ihm dies gelungen ist. Sollte nicht da eine Möglichkeit der Abwehr harren? Gemeint ist die ungeheure Energie, die ihm auf den Weg gegeben ist, und teils als gespeicherte Wärme, teils als Abwärme des Triebwerkes, teils als aerodynamische Stauwärme und — falls der Flugkörper ballistisch über die Atmosphäre hinaus fliegt — als aus potentieller und kinetischer Energie gewonnene Wiedereintritt-Bremswärme in den Raum strahlt. Damit verrät sich der Überschall-Flugkörper durch seinen eigenen Zustand, einen Zustand, der in gerader Linie zu seinem Zweck — grosse Anflugweite, kurze Anflugzeit — weist. Gelingt es, sich mit diesem Zustand neu zu verhängen, wäre die strategische Paarung Anflug-Auffassreichweite und Anflug-Erwartungszeit wieder hergestellt.

Die Infrarot-Fernanzeige weist in diese Richtung; sie fasst den Überschallflugkörper an seiner eigenen Energie, an seiner eigenen elektromagnetischen Strahlung, an seinen Infrarot-Wärmestrahlen. Dieser Gedanke ist nicht neu, auch er ist in den 30er Jahren aufgegriffen worden. Die Entdeckung infraroter Strahlen selbst geht auf *J. F. William Herschel* am Anfang des 19. Jahrhunderts, zurück. Doch konnte ihnen beim Flugzeug im untern Troposphärenraum kein durchgehender Erfolg beschieden sein. Heute strahlt aber im Gegenteil der Überschallflugkörper energiereich, in der Stratosphäre entfällt das Wetter, die Strahlen sind wenig geschwächt und die Voraussetzungen für den Einsatz des Infrarot-Teleskops geschaffen.

Literatur

[1] *Gordon, S. A.:* Research for High-Speed Aircraft. Battelle techn. Rev. Bd. 6(1957), Nr. 8, S. 3...7.

[2] *Steinbacher, F. R.* und *L. Young:* Problems in the Design of Aircraft Subjected to High Temperature. Trans. ASME Bd. 77(1955), Nr. 5, S. 773...778.

[3] *Hoff, N. J.:* The Thermal Barrier-Structures. Trans. ASME Bd. 77(1955), Nr. 5, S. 759...763.

[4] *Havard College Observatory, Cambridge, Massachusetts:* Pressures, Densities and Temperatures in the Upper Atmosphere. The Rocket Panel. (The Upper Atmosphere Rocket Research Panel.) Phys. Rev. Bd. 88(1952), Nr. 5, S. 1027...1032.

[5] *Liepmann, H. W.* und *A. Roshko:* Elements of Gasdynamics. New York: Wiley; London: Chapman & Hall: 1957.

[6] *McLellan, C. H.:* An Investigation of the Melting of Bodies Due to Aerodynamic Heating. Trans. ASME Bd. 77(1955), Nr. 5, S. 727...733.

[7] *Adams, H. W.:* Temperature, Problems of Equipment in High-Speed-Aircraft. Trans. ASME Bd. 77(1955), Nr. 5, S. 735...740.

[8] *Bagby, F. L.:* High Temperature and Future Flight. Battelle techn. Rev. Bd. 6(1957), Nr. 11, S. 9...13.

[9] *Gebbie, H. A., W. R. Harding, C. Hilsum, A. W. Pryce* und *V. Roberts:* Atmospheric Transmission in the 1 to 14 μ Region. Proc. Roy. Soc. —A Bd. 206(1950), Nr. A 1084, S. 87...107.

[10] *Migeotte, M., L. Neven* und *J. Swesson:* The Solar Spectrum from 2.8 to 23.7 Microns. Part I: Photometric Atlas; Part II: Measures and Identifications. Mém. Soc. Roy. Sci., Liège Bd. «Hors Série» Nr. 1(1956); Nr. 2(1957).

Adressen der Autoren:

Arno Welti, Albiswerk Zürich AG, Albisriederstrasse 245, Zürich 9/47, und

Eric Girod, Albiswerk Zürich AG, Albisriederstrasse 245, Zürich 9/47.

Technische Mitteilungen — Communications de nature technique

La surveillance automatique de l'isolement d'installations de câbles

621.317.333.6 : 621.315.2

[Selon *A. Alt:* Automatische Isolationsüberwachung an Kabelanlagen. Techn. Mitt. PTT, t. 38(1960), nº 3, p. 101...112]

Les installations de câbles, vu leur importance croissante, exigent une amélioration constante de la surveillance de leur état électrique.

L'isolation air-papier utilisée pour les câbles téléphoniques confère à ces derniers des valeurs d'isolement très élevées, en tant que la gaine de plomb est étanche et que le montage a été effectué avec soin.

Le papier utilisé comme isolant a malheureusement la propriété d'absorber facilement l'humidité. Des endroits non étanches dans la gaine de plomb, dans les manchons ou les têtes de câbles sont la cause inéluctable de défauts. La baisse de l'isolement n'a toutefois par la même influence sur les différents types de circuits. La théorie démontre que la diaphonie due à un défaut d'isolement dépend de l'impédance du circuit. Plus l'impédance d'un circuit est élevée, plus la sensibilité sera grande au point de vue diaphonique lors d'un défaut d'isolement.

Afin d'améliorer la méthode de surveillance de l'isolement du réseau des câbles, qui jusqu'à ces dernières années n'était mesuré qu'une fois par semaine, il a été nécessaire de développer un appareil de contrôle automatique permettant d'avoir sous surveillance permanente tout le réseau de câbles. Le seul critère qui permet de déterminer exactement l'état d'isolement d'un circuit est la mesure de la valeur absolue de l'isolement de ce circuit, indépendamment de sa longueur et de son type. C'est un appareil basé sur ces principes qui est en fonctionnement de nos jours pour le contrôle automatique de notre réseau de câbles téléphoniques. Le développement de cet appareil n'à toutefois pu être mené à bien que par la mise sur le marché du relais magnétique à contact «Weston-senistrol» qui fonctionne sous un courant de 5μ A mais peut supporter des surcharges de courte durée allant jusqu'à 1000 μA. La lecture de la valeur d'isolement se fait selon le principe classique de la mesure directe de l'élongation d'un galvanomètre sous une tension constante. Le fonctionnement de l'appareil est réglé de façon qu'une alarme ne soit donnée qu'après trois mesures consécutives sur l'objet défectueux, pour éviter les fausses alarmes. Si l'alarme fonctionne après trois mesures consécutives insuffisantes, tout l'appareillage reste bloqué sur la position du sélecteur. Il est nécessaire alors, pour remettre en marche l'appareil, de déconnecter l'objet défectueux et de lire sur un cadran le numéro de l'objet. La limite de fonctionnement de l'alarme peut être réglée pour chaque objet en plus ou en moins de la moyenne adoptée, par l'adjonction de résistances soit en série soit en parallèle en des points déterminés de l'appareil. Lors de la mesure, l'un des conducteurs de l'objet à mesurer est mis, au moment de cette mesure seulement, à la terre, à travers une résistance de protection. L'alimentation de l'appareil se fait par la batterie du central (48 V) ou par pile sèche (67 V) si des perturbations l'exigent. Le but de l'emploi de cet appareil est de permettre de suivre un câble dont la valeur d'isolement tombe lentement par suite de corrosion, porosité des soudures, etc. Les défauts très prononcés dus à des endommagements mécaniques sont, la plupart du temps, détectés directement par l'exploitation. Cependant, cette surveillance automatique constante permet de relever une bonne partie des graves défauts d'isolement avant qu'il y ait perturbation dans le trafic. *A. Monney*

Zur Diskussion in den USA über die Lebensmittelkonservierung

539.169 : 664.8/.9

[Nach *U. Hochstrasser:* Zur Diskussion über die Konservierung von Lebensmitteln durch Bestrahlung in den USA. Bull. Schweiz. Vereinigung für Atomenergie, Bd. 2(1960), Nr. 8]

Die Verfütterung bestrahlter Nahrungsmittel führte in den USA nicht zu dem gewünschten Erfolg, so dass sich die ame-