

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 37 (1946)
Heft: 22

Artikel: Wärmeverbreitung in fester Materie
Autor: Runte, E.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-1061135>

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: 03.04.2026

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

REDAKTION:

Sekretariat des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Zürich 8, Seefeldstrasse 301

ADMINISTRATION:

Zürich, Stauffacherquai 36 ♦ Telefon 23 77 44
Postcheckkonto VIII 8481

Nachdruck von Text oder Figuren ist nur mit Zustimmung der Redaktion und nur mit Quellenangabe gestattet

37. Jahrgang

Nr. 22

Samstag, 2. November 1946

Wärmeverbreitung in fester Materie

Von E. Runte, Neuenburg

536.12 : 697.12

Es werden einige Vorgänge der Wärmeverbreitung in fester Materie untersucht, bei welchen der stationäre Zustand der Wärmeströmung noch nicht erreicht ist, und die abgeleiteten Ergebnisse als Beitrag zur Lösung praktischer Aufgaben verwendet.

In den ersten vier Teilen der Abhandlung wird die Wärmeausbreitung in Temperaturfeldern mit ebenen Wärmequellen oder Symmetrieebenen behandelt.

Als Anwendung wird annäherungsweise die Anheizdauer grosser Räume ermittelt, die für deren Abkühlung erforderliche Zeit untersucht, ferner die verzögernde Wirkung der Materie bei der Verbreitung von Temperaturschwankungen gezeigt.

In den letzten zwei Teilen wird die Wärmeverbreitung in Temperaturfeldern mit sphärischen Wärmequellen behandelt, und die sich daraus ergebende Möglichkeit der Aufspeicherung begrenzter Wärmemengen in räumlich allseitig unbegrenzter, fester homogener Materie gezeigt.

Die Darstellung dieser Vorgänge wird durch Zahlenbeispiele ergänzt.

Quelques processus de dispersion de la chaleur dans la matière solide sont analysés, où l'état stationnaire des flux et l'équilibre des températures ne sont pas encore atteints. Cette analyse amène à une contribution à la solution de différents problèmes techniques.

Les premières quatre parties contiennent une étude de la dispersion de la chaleur dans certains champs qui ont des sources de chaleur planes ou bien des plans de symétrie.

Les résultats obtenus sont appliqués au calcul approximatif des durées de préchauffe et de refroidissement des locaux, et à la détermination du retard de propagation des variations de température dans la matière solide.

Les deux dernières parties traitent de la dispersion de la chaleur dans certains champs qui ont des sources de chaleur sphériques, et on y analyse la possibilité d'accumuler des quantités de chaleur restreintes dans la matière solide, homogène et illimitée.

Quelques exemples numériques complètent l'exposé.

I. Teil

Temperaturfelder mit ebenen Symmetriefflächen

536.12

Es wird die Wärmeverbreitung in bestimmten Temperaturfeldern mit ebenen Symmetriefflächen untersucht. Die Wärme strebt in fester Materie stets dem Ausgleich der Temperaturen oder einem Beharrungszustand zu, bei welchem diese Temperaturen sich örtlich nicht mehr verändern.

Es werden drei verschiedene Vorgänge beschrieben, die vor dem Erreichen der stationären Temperatur-Verhältnisse auftreten, und ein besonders klares Bild der physikalischen Erscheinungen zeigen. Der erste Vorgang betrifft die Erwärmung der Materie durch eine ebene Wärmequelle konstanter Leistung, der zweite Vorgang der Erwärmung der Materie durch eine Wärmequelle konstanter Temperatur, und der dritte zeigt das Temperaturfeld konstanten Wärmeinhaltes mit einer wärmefluss-freien Symmetrie-Ebene.

Die Wärme strebt in fester Materie stets dem Ausgleich der Temperaturen, also einem Beharrungszustand zu, bei welchem diese Temperaturen sich örtlich nicht mehr ändern. Eine gewisse Kenntnis der Vorgänge, die vor dem Erreichen solcher stationärer Temperaturverhältnisse auftreten, ermöglicht eine technisch brauchbare Lösung gewisser Aufgaben.

Wird z. B. ein allseitig von Materie eingeschlossener Raum mit konstanter Leistung aufgeheizt, so kann der Temperaturverlauf sowohl des Raumes, als auch des Inneren der Materie mit technisch

Cette première partie est une étude de la dispersion de la chaleur dans certains champs qui ont des plans de symétrie. La chaleur, dans un milieu solide, tend à équilibrer les températures ou à créer un état stationnaire dans lequel les températures locales ne varient plus.

Trois processus différentes sont décrits qui conduisent à un état stationnaire et qui donnent une image claire des phénomènes physiques qui se déroulent. Le premier processus est celui du réchauffement de la matière par une source plane de puissance constante. Le deuxième résulte d'une source plane à température constante et le troisième montre l'égalisation des températures avec plan de symétrie où le flux est constamment nul.

hinreichender Genauigkeit mathematisch dargestellt werden.

Setzte sich die den Raum umgrenzende Materie bis ins Unendliche fort, so würde, wie gezeigt wird, bei fortgesetztem Heizen mit konstanter Leistung die Raumtemperatur über alle Massen steigen und der stationäre Zustand nie erreicht. Es kann der Temperaturverlauf im Raum errechnet werden, aber es ist auch interessant, zu ermitteln, mit welcher Geschwindigkeit sich bestimmte Temperaturen unter dem Einfluss der genannten konstanten Leistung und der Wärmeverbreitung in der Materie verschieben.

Es ist auch denkbar, die Raumtemperatur konstant zu halten, sobald sie einen bestimmten Wert erreicht. Auch in diesem Falle tritt nie ein stationärer Zustand auf, aber der Wärmebedarf des Raumes wird nach längerem Beharren auf gleicher Raumtemperatur ausserordentlich gering. Die Wärmemengen, die im Laufe der Zeit in die Materie eindringen, und die Temperatur, die sie darin erzeugen, können rechnerisch angenähert bestimmt werden.

Des weiteren kann man von einem beliebigen Zeitpunkt an das Heizen vollständig unterlassen. Der Raum wird langsam abkühlen, weil sich die Wärme in der Materie verbreitet. Die Abkühlung des Raumes und die durch sie verursachte Verschiebung der Temperaturen in der Materie können mit technischer hinreichender Genauigkeit erfasst werden.

Ist die Materie durch parallele Flächen begrenzt, z. B. Mauern, so besteht eine bedeutende Uebereinstimmung zwischen den beschriebenen Vorgängen und der Aufheizung solcher begrenzter Materie, solange an deren Aussenfläche kein Temperaturzuwachs auftritt, der bestimmte Grenzen überschreitet. Dies dauert oft bedeutend länger, als man im allgemeinen annimmt.

Eine gewisse Kenntnis der Gesetze, nach welchen sich in besonderen Fällen die Temperatur in der Materie verschiebt, ist nicht nur für Probleme der Raumaufheizung und -abkühlung wichtig, sondern es ergeben sich daraus auch interessante Folgerungen in bezug auf die Aufspeicherung beschränkter Wärmemengen in räumlich allseitig unbegrenzter fester Substanz.

Die mathematische Darstellung der Wärmeverbreitung

Die Verbreitung der Wärme in fester Materie kann unter besonderen Voraussetzungen mathematisch sehr übersichtlich dargestellt werden. Der Verlauf der Temperatur wird für jeden Punkt der in Betracht gezogenen Masse während eines begrenzten Zeitabschnittes bestimmt. Dieser Temperaturverlauf ist abhängig von der Wärmequelle, von der räumlichen Begrenzung und der Beschaffenheit der Masse, ferner von der Temperaturverteilung in ihr zu Beginn des erwähnten Zeitabschnittes.

Die Verbreitung der Wärme kann mathematisch auch derart untersucht werden, dass man an Stelle des beschriebenen Temperaturverlaufes die Verschiebung der Wärmemengen innerhalb der Materie ermittelt.

Solche Wärmemengen verschieben sich stets in Richtung des Temperaturgefälles mit einer Intensität, die von der Beschaffenheit des Wärmeträgers abhängt. Um ein anschauliches Bild solcher Vorgänge zu erhalten, werden geeignete Annahmen gemacht. Die Wärmequelle sei z. B. eine Ebene, welche gleichzeitig in allen ihren Punkten immer dieselbe Temperatur aufweist. Die Materie sei homogen und durch diese Ebene begrenzt, und die Temperatur zu Beginn der Untersuchung überall gleich.

Die Annahme, wonach die raumbegrenzende Ebene eine Wärmequelle sei, bedeutet, dass sie Wärme erzeugt und daher eine Uebertemperatur gegenüber ihrer Umgebung erhalten wird. Da diese wärmeerzeugende Ebene in allen ihren Punkten die gleiche Temperatur hat, verschieben sich die Wärmemengen innerhalb der Materie nur in senkrechter Richtung zu dieser Ebene.

Die Grösse der sich in einem beliebigen Punkt der Masse durch ein parallel zur Wärmequelle liegendes Flächenelement dA in Richtung x verschleibende Wärmemenge dQ kann für jedes Zeitintervall dt folgendermassen angenommen werden:

$$dQ = -\lambda dA \frac{\partial \vartheta}{\partial x} dt \quad (1)$$

wo ϑ die Temperatur und λ die Wärmeleitfähigkeit der Materie bedeuten.

Die sich durch dA verschleibende Wärmemenge wird von der Materie des nächstliegenden Volumenelementes $dV = dA \cdot dx$ zum Teil aufgenommen und zum Teil weitergeleitet. Die Differenz zwischen der dem Volumenelement übertragenen und der aus dem Volumenelement weitergeleiteten Wärmemenge verbleibt in der Materie und bewirkt eine Temperaturerhöhung. Diese Differenz ist

$$\frac{\partial Q}{\partial x} dx = \lambda dA \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} dx dt \quad (2)$$

Die durch die Temperaturerhöhung im Volumenelement feststellbare Wärmearaufspeicherung ist

$$\frac{\partial Q}{\partial x} dx = c \gamma dA dx \frac{\partial \vartheta}{\partial t} dt \quad (3)$$

wo c die spezifische Wärme und γ das spezifische Gewicht der Materie bedeuten.

Aus (2) und (3) ergibt sich eine für die gewählten Annahmen gültige Differentialgleichung der Wärmeverbreitung

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \frac{\lambda}{c \gamma} \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2}; \quad \dot{\vartheta} = a \vartheta'' \quad (4)$$

(In der zweiten Form der Gleichung 4 und in der Folge bedeutet der Punkt über den Buchstaben die Ableitung nach der Zeit, der Strich Ableitung nach dem Ort.)

Es ist nun für die Darstellung des Temperaturfeldes in fester homogener Materie sehr günstig, dass sie in Abhängigkeit einer einzigen Materialkonstanten möglich ist.

Diese Differentialgleichung hat aber noch folgende Eigenschaften: Ist z. B. Θ eine Lösung der Differentialgleichung, so sind

$$\Theta_1 = \frac{\partial \Theta}{\partial x} = \Theta'$$

$$\Theta_2 = a t \Theta'' + \frac{x}{2} \Theta'$$

ebenfalls Lösungen derselben.

Diese zwei Eigenschaften der Differentialgleichung ermöglichen die Ermittlung zahlloser Ausdrücke,

welche durch Ableitung oder Integration nach x daraus hervorgehen, sobald man über eine Lösung der Differentialgleichung verfügt.

Unter den zahlreichen Ausdrücken, welche Vorgänge der Wärmeverbreitung in fester Materie darstellen, verdienen drei ganz besondere Beachtung:

Die Funktion, welche dem Temperaturfeld der endlosen ebenen Wärmequelle konstanter Leistung entspricht,

die Funktion, welche dem Temperaturfeld der Wärmequelle konstanter Temperatur entspricht,

und schliesslich das Feld konstanten Wärmehaltes mit einer wärmeflussfreien Symmetrie-ebene.

Diese drei Funktionen gehen in der angedeuteten Reihenfolge durch Differentiation nach x und zweckmässige Wahl der Konstanten hervor.

Die Reihenfolge kann auch physikalisch nicht verändert werden, denn nur das erste Feld liefert von Anfang an, d. h. zur Zeit $t = 0$, endliche Werte, wogegen die anderen Felder aus dem ersten hervorgehen müssen, weil sie zur Zeit $t = 0$ entweder einen unendlich grossen Wärmefluss, oder eine unendlich hohe Temperatur zur Voraussetzung hätten.

a) Das Temperaturfeld der endlosen ebenen Wärmequelle konstanter Leistung

Die Wärmequelle bilde die einzige räumliche Begrenzung der Materie, und ihre Leistung pro Flächeneinheit sei konstant. Die Gleichung des Temperaturfeldes dieser Quelle ist

$$\vartheta_{x,t} = \vartheta_{0,t} \cdot f_1(\xi) \quad \text{wo } \xi = \frac{x}{2\sqrt{at}} \quad (5)$$

$$\vartheta_{0,t} = \frac{2P_0}{bA} \sqrt{\frac{t}{\pi}}; \quad f_1 = e^{-\xi^2} - \xi \left(\sqrt{\pi} - 2 \int_0^\xi e^{-\eta^2} d\eta \right)$$

Darin bedeutet $\vartheta_{0,t}$ die variable Temperatur der Quelle, und P_0/A die konstante Leistung pro Flächeneinheit. $b = \sqrt{\lambda c \gamma}$ ist die Wärmekapazität der Materie. Man erhält ein Bild über die Verschiebung der Temperaturen im Feld im Verlauf der Zeit, wenn man z. B. eine Temperatur beobachtet, die in einem festen Verhältnis zur Quelltemperatur steht, wenn also das Verhältnis dieser Temperatur zur Quelltemperatur z. B. 1 : 3 oder 1 : 4 beträgt.

Es ist in diesem Fall $\vartheta_{x,t} : \vartheta_{0,t} = k$, und es entspricht dem Wert von k ein eindeutiger Wert von ξ , z. B. $\xi_{f_1 k}$. Die Verschiebungsgeschwindigkeit dieser Temperatur $\vartheta_{x,t} = k \vartheta_{0,t}$ ist

$$v = \xi_{f_1 k} \sqrt{\frac{a}{t}}$$

und die Temperatur $k \vartheta_{0,t}$ befindet sich zur Zeit t im Abstand $x = 2 \xi_{f_1 k} \sqrt{at}$ von der Wärmequelle. Der Wärmefluss, der von der Quelle erzeugt wird, hat den Wert

$$q_{x,t} = P_0 \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\xi e^{-\eta^2} d\eta \right) \quad (6)$$

Er ist an der Quelle selbst konstant, gleich P_0 zu jedem Zeitpunkt, der verschieden ist von $t = 0$.

Zur Zeit $t = 0$ ist sowohl der Wärmefluss, als auch die Temperatur an der Quelle gleich null.

b) Das Temperaturfeld der endlosen ebenen Wärmequelle konstanter Temperatur

Nehmen wir nun an, dass die Wärmequelle überhaupt konstante Temperatur aufweist und wie bisher die einzige räumliche Begrenzung der Materie darstellt, so gilt für das Temperaturfeld folgendes Gesetz, das bis auf die Wahl der Konstanten durch Differentiation nach x aus (5) hervorgeht:

$$\vartheta_{x,t} = \vartheta_0 f_2(\xi) \quad \text{wo } \xi = \frac{x}{2\sqrt{at}}$$

$$f_2 = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\xi e^{-\eta^2} d\eta \quad (7)$$

Darin bedeutet ϑ_0 die konstante Temperatur der Quelle. Hieraus ergibt sich $\xi = f(\vartheta_{x,t})$ und es entspricht jedem Wert von ξ eindeutig ein solcher von $\vartheta_{x,t}$.

Untersuchen wir nun eine beliebige Temperatur $\vartheta_c < \vartheta_0$, die sich im Verlaufe der Zeit im Temperaturfeld verschiebt, so stellen wir fest, dass ihre Verschiebung von der Wärmequelle den Wert $x = 2 \xi_c \sqrt{at}$ hat. Die Temperatur tritt zur Zeit t_1 im Abstand x_1 und zur Zeit t_2 im Abstand x_2 von der erzeugenden Ebene auf, und es ist stets

$$\frac{x_1}{x_2} = \frac{\sqrt{t_1}}{\sqrt{t_2}}$$

das heisst, dass die Verschiebung einer konstanten Temperatur im Temperaturfeld stets proportional ist der Quadratwurzel aus der für diese Verschiebung erforderlichen Zeit.

Die Geschwindigkeit v_{ϑ_c} , mit welcher sich eine solche Temperatur im Temperaturfeld unter dem Einfluss der Wärmequelle verschiebt, hat den Wert

$$v_{\vartheta_c} = \xi_c \sqrt{\frac{a}{t}}$$

Aus Fig. 1, Diagramm 7, ist ersichtlich, dass sich während der gleichen Zeitdauer die niedrigen Temperaturen viel mehr im Temperaturfeld verschoben haben als die höheren, im übrigen aber die Verschiebungsgeschwindigkeit im umgekehrten Verhältnis zur Quadratwurzel aus der Zeit steht, diese Geschwindigkeit also mit zunehmender Erwärmung der Materie stetig abnimmt.

Der Vergleich zwischen zwei Temperaturfeldern, die sich nur durch die Materialkonstante a unterscheiden, liefert uns ein anschauliches Bild über die Bedeutung dieser Konstanten.

Es sei x_1 die Verschiebung einer Temperatur ϑ_c im Feld I zur beliebigen Zeit t_1 . Es ist

$$x_1 = 2 \xi_c \sqrt{a_1 t_1}$$

Es sei x_2 die Verschiebung der gleichen Temperatur im Feld II zur selben Zeit. Es ist

$$x_2 = \xi_c \sqrt{a_2 t_1}$$

Hieraus ergibt sich

$$\frac{x_1}{x_2} = \sqrt{\frac{a_1}{a_2}}$$

Die gleichzeitigen Verschiebungen einer beliebigen

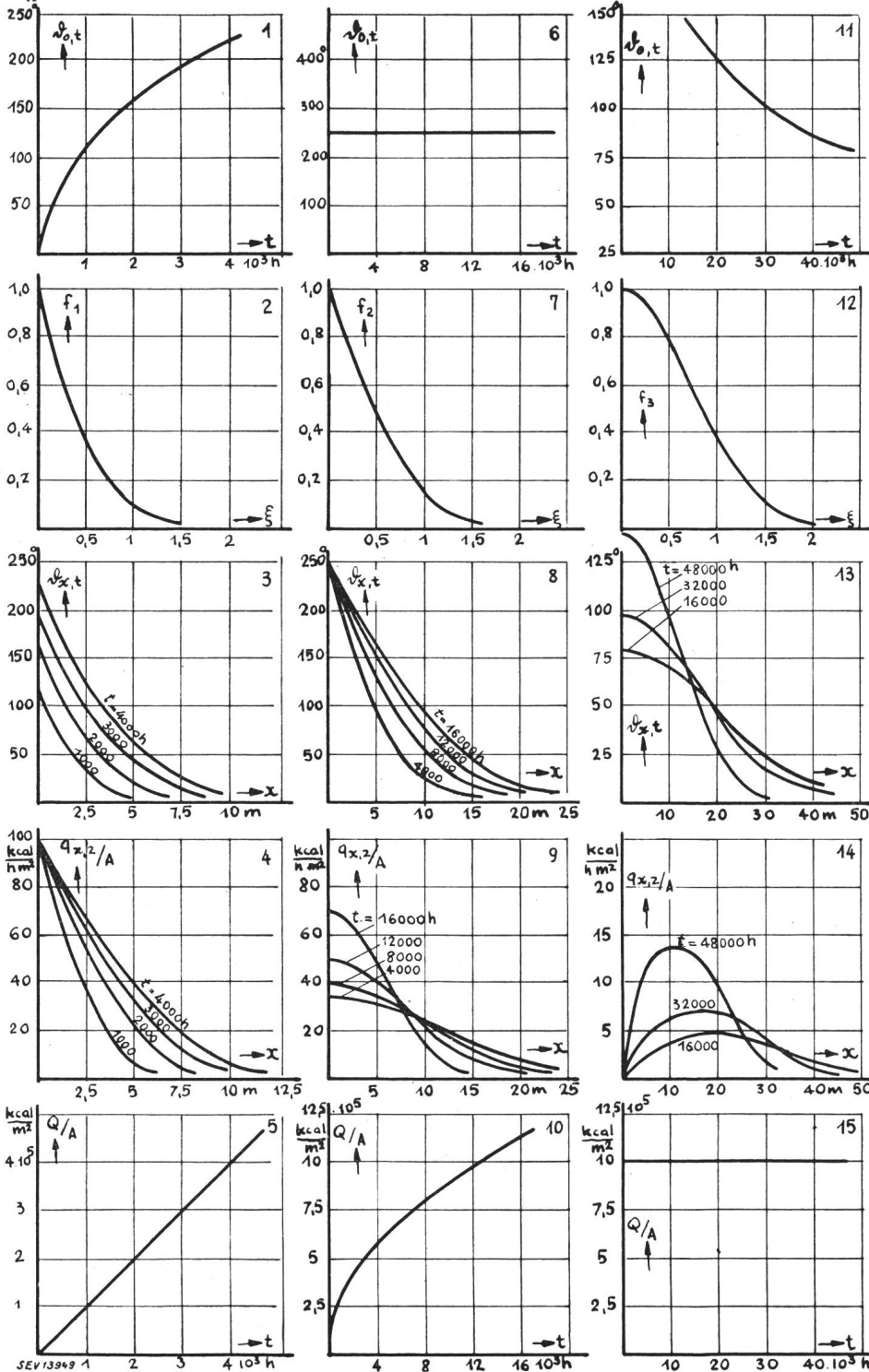


Fig. 1.

Temperatur in den beschriebenen Temperaturfeldern sind den Quadratwurzeln aus den Materialkonstanten a_1 und a_2 direkt proportional.

Die Konstante a bzw. deren Quadrate stellen somit einen Maßstab dar für die Verschiebung der Temperatur in Abhängigkeit von der Materialbeschaffenheit des Wärmeträgers.

Die Wärmeabgabe einer Flächeneinheit der Wärmequelle zur Zeit t nach Beginn des Vorganges ist

$$\frac{q_{0,t}}{A} = \frac{b \vartheta_0}{\sqrt{\pi t}} \quad (8)$$

Die Wärmeerzeugung der Quelle nimmt also mit fortschreitender Erwärmung der Materie stetig ab.

Aus (7) ist aber ersichtlich, dass die ganze Materie nach unbegrenzter Heizdauer bis zur Quellentemperatur erwärmt wird.

Die gesamte Wärmemenge, die von einer solchen Flächeneinheit bis zur Zeit t an die Materie abgegeben wurde, ist

$$\frac{Q}{A} = \frac{2b}{\sqrt{\pi}} \vartheta_0 \sqrt{t}$$

Der Vergleich zwischen den simultanen Wärmeabgaben zweier gleicher Wärmequellen q_1 und q_2 an zwei Temperaturfeldern, die sich nur durch die Konstanten b_1 und b_2 unterscheiden, zeigt uns die Bedeutung der Konstanten b .

Es ist

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{b_1}{b_2}$$

d. h. die Konstante b ist in diesem Fall ein direkter Maßstab für die Wärmeaufnahme-fähigkeit der Materie.

Der Wärmefluss, der von der Quelle im Feld erzeugt wird, hat den Wert

$$\frac{q_{x,t}}{A} = \vartheta_0 \frac{b}{\sqrt{\pi t}} e^{-\xi^2} \quad (9)$$

Zu diesem Beispiel ist bereits bemerkt worden, dass nach (8) die Wärmeerzeugung einer Flächeneinheit der Quelle zu Beginn des Vorganges, für $t = 0$, unendlich gross ist.

erzeugung einer Flächeneinheit der Quelle zu Beginn des Vorganges, für $t = 0$, unendlich gross ist.

Das plötzliche Entstehen dieses Temperaturfeldes scheint nicht möglich zu sein, aber es wird aus einem Zustand hervorgehen, bei welchem zuerst ein mit der Zeit wachsender Wärmefluss an der Quelle vorliegt.

c) *Das Temperaturfeld konstanten Wärmehaltes mit einer wärmeflussfreien Symmetrieebene*

Dieses Temperaturfeld enthält keine Wärmequelle und die Materie ist nirgends begrenzt, es weist jedoch stets eine wärmeflussfreie Symmetrieebene auf. Die Gleichung des Temperaturfeldes ist

$$\begin{aligned} \vartheta_{x,t} &= \vartheta_{0,t} \cdot f_3(\xi) & \text{wo } \xi &= \frac{x}{2\sqrt{at}} \\ \vartheta_{0,t} &= \frac{Q_k}{bA\sqrt{\pi t}}; & f_3 &= e^{-\xi^2} \end{aligned} \quad (10)$$

Darin bedeutet $\vartheta_{0,t}$ die Temperatur in der Symmetrieebene und Q_k den konstanten Wärmehalt des Feldes.

Beobachtet man eine bestimmte Temperatur, die in einem festen Verhältnis zu derjenigen der Symmetrieebene steht, so erhält man wiederum ein Bild über die Verschiebung der Temperaturen im Feld. Es ist

$$v_k \vartheta_{0,t} = \xi_{f_3} \sqrt{\frac{a}{t}}$$

Die Temperatur $k \vartheta_{0,t}$ befindet sich zur Zeit t im Abstand $x = 2 \xi_{f_3} \sqrt{at}$ von der Symmetrieebene.

Der Wärmefluss, der aus dem Wärmeausgleich im Feld entsteht, hat den Wert

$$\frac{q_{x,t}}{A} = \frac{Q_k}{At\sqrt{\pi}} \xi e^{-\xi^2} \quad (11)$$

In der Symmetrieebene selbst ist stets $q_{0,t} = 0$. Zu Beginn des Vorganges, zur Zeit $t = 0$, ist die Temperatur an der Symmetrieebene über alle Massen gross. Dieser Zustand ist nicht denkbar, und das Temperaturfeld muss zu einem gewissen Zeitpunkt aus einem anderen Feld hervorgehen.

Die beschriebenen Vorgänge sind in Fig. 1 für jeden einzelnen Fall dargestellt. Die Diagramme 1...5 illustrieren die Wirkung einer ebenen Wärmequelle konstanter Leistung in fester homogener Materie. Diagramm 1 zeigt die mit der Zeit anwachsende Quellen-Temperatur, Diagramm 2 stellt die Funktion $f_1(\xi)$ dar, welche den Verlauf der Temperatur im Abstand von der Quelle bestimmt, wogegen Diagramm 3 den Verlauf selber zu verschiedenen Zeitpunkten darstellt. Diagramm 4 zeigt den Wärmefluss in der Materie ebenfalls zu verschiedenen Zeiten, und Diagramm 5 deren gesamten Wärmehalt.

Auf ähnliche Weise illustrieren die Diagramme 6...10 und 11...15 die Vorgänge, welche von einer ebenen Wärmequelle konstanter Temperatur erzeugt werden und in einem Temperaturfeld konstanten Wärmehaltes stattfinden.

Indem die Funktionen, welche diese Temperaturfelder darstellen, in der beschriebenen Reihenfolge durch Differentiation nach x auseinander hervorgehen, sind die Diagramme 4 und 8, sowie 9 und 13 einander ähnlich.

II. Teil

Die Anheizdauer verschiedener Räume und ihre Abhängigkeit von der Wärmeverbreitung in der die Räume begrenzenden Materie

697.12

Im zweiten Teil der Abhandlung werden die im ersten Teil gewonnenen Erkenntnisse verwendet, um den Vorgang der Anheizdauer von Räumen mathematisch zu untersuchen, im Zusammenhang mit der Wärmeverbreitung in der die Räume begrenzenden Materie. Es wird zu diesem Zweck der Einfluss der Wärmeaufnahme der Luft, derjenige des Wärmedurchganges durch die Wände, Fenster, Türen usw., sowie der Einfluss der Wärmespeicherung in den Mauern auf die Anheizdauer getrennt dargestellt. Durch Ueberlagerung der beschriebenen Teileffekte wird eine einfache, angenäherte Berechnungsart ermittelt für die Anheizdauer und für die Leistung, die erforderlich ist, um eine gewünschte Raumwärme nach bestimmter Zeit zu erreichen. Es werden einige Zahlenbeispiele aufgeführt, um die Anwendung der theoretischen Darstellung zu illustrieren. In einer späteren Abhandlung soll noch eine Zusammenstellung praktischer Messergebnisse mit den theoretisch abgeleiteten Werten verglichen werden.

Dans cette partie, les résultats obtenus précédemment sont appliqués au calcul des durées de préchauffe des locaux, en tenant compte du réchauffement des murs qui les limitent. Dans ce but on représente séparément l'influence du réchauffement de l'air et des murs et des pertes directes à travers les portes, les fenêtres et les murs. Par superposition des effets partiels, on obtient un calcul simple, mais approché, de la durée de préchauffe et de la puissance nécessaire pour obtenir une température voulue en un temps donné. Quelques exemples numériques illustrent la théorie. Dans un exposé ultérieur, il sera fait une comparaison entre des mesures pratiques et les valeurs données par la théorie.

Die Anheizdauer eines Raumes ist die Zeit, die erforderlich ist, um im Raumgebiet, in welchem sich Menschen aufhalten, den bestimmten Wärmezustand zu erreichen, der angenehm empfunden wird. Dieser Zustand ist abhängig von den baulichen Eigenschaften der zu beheizenden Räume,

von den meteorologischen Verhältnissen bevor und während sich der Heizvorgang abspielt, und schliesslich von der Leistung und Art der verwendeten Heizungsanlagen.

Indem wir hier nur den Einfluss der Wärmeverbreitung in der den Raum begrenzenden Materie

auf die Anheizdauer behandeln wollen, werden wir geeignete vereinfachende Annahmen treffen:

1. Zu Beginn der Aufheizung sei die Temperatur der Raumluft und der diese Luft begrenzenden Materie überall gleich gross.

2. Die Temperatur der Aussenluft sei vor und während dem Aufheizen konstant.

3. Die Heizungsanlage sei derart beschaffen, dass der Temperaturzuwachs im selben Raum zu jeder Zeit überall gleich gross ist.

Nun soll der Verlauf der Aufheizung für drei Räume geprüft werden, die sich nur durch die Art und Beschaffenheit der sie begrenzenden Materie unterscheiden. Die Begrenzungsflächen des ersten Raumes seien vollständig wärmeundurchlässig, speichern also auch keine Wärme auf. Diejenigen des zweiten Raumes seien in bestimmtem Mass wärmedurchlässig; die Materie weist aber keine Wärmekapazität auf, d. h. sie lässt gleichzeitig immer so viel Wärme abströmen, wie sie aus dem Raum empfängt. Die Begrenzungsflächen des dritten Raumes seien die einzigen Begrenzungsflächen der Materie, die somit endlos gedacht ist, und diese Materie verfüge über die Wärmekapazität eines Naturgesteins.

In Wirklichkeit kann keiner der geschilderten Zustände auftreten. Der erste Raum gleicht einem gut isolierten Ofen, nur dass ein solcher in Wirklichkeit immer noch erhebliche Verluste hat. Im zweiten dürfte ein Zustand auftreten, der demjenigen einer allseitig von Luft umgebenen Holzbaracke ähnlich ist, wobei aber jede Holzwand in Wirklichkeit eine erhebliche Wärmekapazität aufweist. Der dritte Raum könnte etwa mit einem in Fels gebauten Unterstand verglichen werden, jedoch würde ein solcher in Wirklichkeit nach längerem Heizen Wärmeverluste aus der ihn begrenzenden Felsmasse aufweisen, auch wenn der Unterstand noch so tief im Berginneren angeordnet wäre.

Die drei beschriebenen Vorgänge sind trotzdem von grossem Interesse, weil sie Grenzfälle darstellen, aus welchen der Einfluss der Wärmeverteilung in der festen Materie auf die Anheizdauer eindeutig hervorgeht. In jedem beheizten Raum treten tatsächlich Zustände auf, die sich zeitweise mit den beschriebenen vergleichen lassen und durch Ueberlagerung der angedeuteten Vorgänge lässt sich eine praktisch brauchbare, allgemein gültige Rechnung zur Bestimmung der Anheizdauer ermitteln.

Die mathematische Behandlung

A_w	m^2	Begrenzungsflächen wärmespeichernder fester Materie.
A_d	m^2	Begrenzungsflächen fester Materie, welche einen Wärmedurchgang ohne Aufspeicherung aufweist.
V	m^3	Luftvolumen des Raumes.
c	$kcal/kg \text{ } ^\circ C$	spezifische Wärme der festen Materie.
c_p	$kcal/kg \text{ } ^\circ C$	spezifische Wärme der Luft bei konstantem Druck.
γ	kg/m^3	spezifisches Gewicht der festen Materie.
γ_L	kg/m^3	spezifisches Gewicht der Luft.

λ	$kcal/mh \text{ } ^\circ C$	Wärme-Leitfähigkeit der festen Materie.
a	m^2/h	Temperatur-Leitfähigkeit der festen Materie.
b	$kcal/m^2h^{1/2} \text{ } ^\circ C$	Wärmekapazität der festen Materie.
v_i	m/s	Strömungsgeschwindigkeit der Raumluft.
v_a	m/s	Strömungsgeschwindigkeit der Luft im Freien.
α_i	$kcal/m^2h \text{ } ^\circ C$	Wärme-Uebergangszahl von der Raumluft zur festen Materie.
α_a	$kcal/m^2h \text{ } ^\circ C$	Wärme-Uebergangszahl von der Luft im Freien zur festen Materie.
k	$kcal/m^2h \text{ } ^\circ C$	Wärmedurchgangszahl durch die feste Materie.
d	m	Mauerdicke.
x	m	Senkrechter Abstand von der Begrenzungsfläche innerhalb der festen Materie.
ϑ_L	$^\circ C$	Raumlufttemperatur.
ϑ_{Lb}	$^\circ C$	Raumtemperatur zu Beginn der Heizdauer.
ϑ_{Le}	$^\circ C$	Raumtemperatur am Ende der Heizdauer.
ϑ_{La}	$^\circ C$	Lufttemperatur im Freien.
ϑ_w	$^\circ C$	Temperatur an der Begrenzungsfläche der festen Materie.
ϑ_x	$^\circ C$	Temperatur im Abstand x innerhalb der festen Materie.
P	$kcal/h$	Leistung der Heizung.
P_e	$kcal/h$	Wärmebedarf am Ende der Aufheizung.
Q_t	$kcal$	Von der Heizung erzeugte Wärmemenge zur Zeit t .
Q_{Lt}	$kcal$	Von der Luft aufgenommene Wärmemenge zur Zeit t .
Q_{wt}	$kcal$	Von der festen Materie aufgenommene Wärmemenge zur Zeit t .
t	h	Zeit.
t_e	h	Dauer bis zum Ende der Aufheizung.

I. Es soll ein Luftraum erwärmt werden, der gar keine Wärmeverluste hat. Es ist somit

$$P = c_p \gamma_L V_L \frac{\partial \vartheta_L}{\partial t} \quad (1)$$

Die Abhängigkeit der spezifischen Wärme und des spezifischen Gewichtes von der Temperatur wird in diesen Untersuchungen vernachlässigt.

Für eine konstante Heizleistung erhält man

$$\Delta \vartheta_L = \frac{P t}{c_p \gamma_L V} ; \quad \Delta \vartheta_L = \vartheta_L - \vartheta_{Lb} \quad (2)$$

d. h. die Raumlufttemperatur wächst bei vollkommener Wärme-Isolation der Begrenzungsflächen und bei konstanter Heizleistung linear mit der Zeit.

II. Wird hingegen ein Raum geheizt, in dessen Grenzflächen Wärme eindringt, ohne im festen Material zu verbleiben, so dass nur ein Wärmedurch-

gang durch eine Materialschicht stattfindet, so ergibt sich die Aufheizung aus der Lufterwärmung und aus dem Wärmedurchgang durch die Wände

$$Q_t = Q_{Lt} + Q_{wt} = \int_0^t P dt \quad (3)$$

$$Q_{Lt} = c_p \gamma_L V \Delta \vartheta_L \quad (4)$$

$$Q_{wt} = k A_d \int_0^t \Delta \vartheta_{La} dt; \Delta \vartheta_{La} = \vartheta_L - \vartheta_{La} \quad (5)$$

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_a} + \frac{1}{\alpha_i} + \frac{d}{\lambda}} \quad (6)$$

$$P = c_p \gamma_L V \frac{\partial \vartheta_L}{\partial t} + k A_d \Delta \vartheta_{La}$$

Ist die Leistung der Heizung konstant, so ergibt sich

$$\Delta \vartheta_L = \frac{P}{k A_d} \left(1 - e^{-\frac{k A_d t}{c_p \gamma_L V}} \right) \quad (7)$$

$$t_e = \frac{c_p \gamma_L V}{k A_d} \ln \frac{P}{P - k A_d (\vartheta_{Le} - \vartheta_{La})} \quad (8)$$

Untersucht man das Verhältnis der zur Erwärmung der Luft aufgewendeten Wärmemenge zum gesamten Wärmebedarf der Aufheizung, so ergibt sich hierfür der Wert

$$\frac{Q_{Lt}}{Q_t} = \frac{c_p \gamma_L V \Delta \vartheta_{Le}}{P t_e} \quad (9)$$

Dieser Wert ist in vielen Fällen der Aufheizung von Räumen so klein, dass die von der Luft aufgenommene Wärmemenge vernachlässigt werden kann.

Indem diese Wärmemenge dem Luftvolumen proportional ist, wogegen der gesamte Wärmedurchgang von der Grösse der Begrenzungsflächen abhängt, ist das Verhältnis V/A (Volumen zu Oberfläche eines Raumes) für den Wert (9) massgebend.

Das Verhältnis V/A wächst aber im allgemeinen mit zunehmender Raumgrösse, so dass Q_{Lt} hauptsächlich bei grossen Räumen berücksichtigt werden muss. Aber auch bei Räumen von ca. 10 000 m³ wird z. B. der Wert von Q_{Lt}/Q_t bei natürlicher Lüftung meistens weniger als 10 % ausmachen.

III. Nun soll die Heizung eines Raumes behandelt werden, der vollständig von sonst unbegrenzter Materie umschlossen ist. Der Wärmebedarf zur Aufheizung der Luft wird in diesem Fall vernachlässigt. Es ist bei konstanter Leistung der Heizung

$$\vartheta_w - \vartheta_{Lb} = \frac{2 P}{b A_w} \sqrt{\frac{t}{\pi}} \quad (10)$$

$$\frac{P}{A_w} = \alpha_i (\vartheta_L - \vartheta_w) \quad (11)$$

$$\Delta \vartheta_L = \frac{P}{A_w} \left(\frac{1}{\alpha_i} + \frac{2}{b} \sqrt{\frac{t}{\pi}} \right) \quad (12)$$

$$t_e = \frac{\pi}{4} b^2 \left(\frac{A_w}{P} \Delta \vartheta_{Le} - \frac{1}{\alpha_i} \right)^2 \quad (13)$$

Diese Formeln vernachlässigen den Einfluss der Raumkanten, indem sie zur Voraussetzung haben, dass jede einzelne ebene Fläche endlos ist. Der dadurch entstehende Fehler ist bei beschränkter Heizdauer gering. Nach sehr langem Heizen hingegen stellt sich in Wirklichkeit ein Wärmezustand ein, der für einen kubischen Raum demjenigen eines Raumes sphärischer Form ähnlich ist.

Die Temperatur-Verteilung in der festen Materie ist durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$\Delta \vartheta_{x,t} = \frac{2 P}{b A_w} \sqrt{\frac{t}{\pi}} \left[e^{-\xi^2} - \xi (\sqrt{\pi} - 2 \int_0^\xi e^{-\eta^2} d\eta) \right] \quad (14)$$

$$\xi = \frac{x}{2 \sqrt{a t}}; \Delta \vartheta_{x,t} = \vartheta_{x,t} - \vartheta_{Lb}$$

Wäre der Raum nicht, wie angenommen, von unbegrenzter Materie umgeben, sondern von gewöhnlichen Mauern von begrenzter Dicke d , so blieben die aufgestellten Formeln für eine gewisse Heizdauer t_e dennoch mit genügender Annäherung gül-

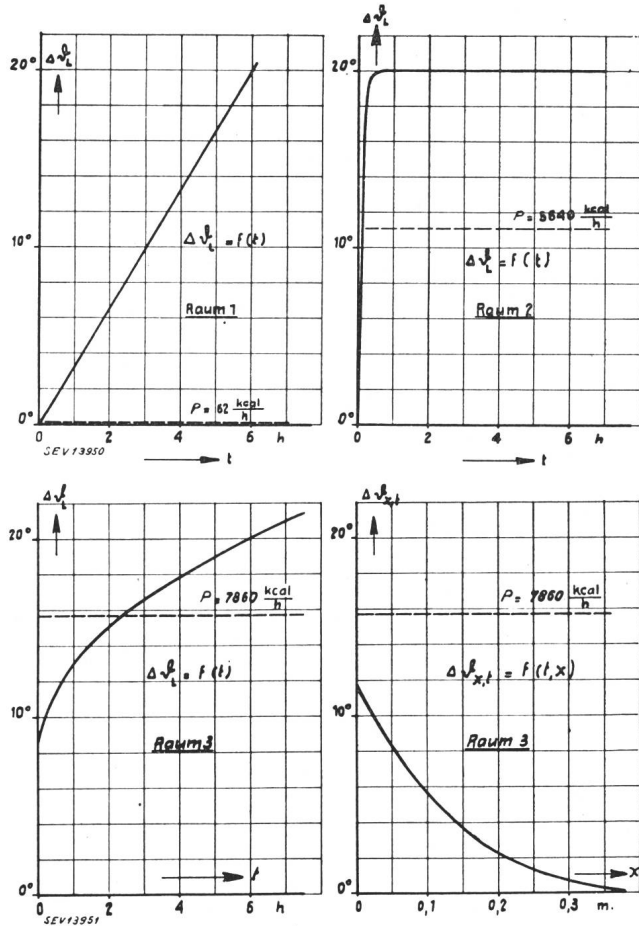


Fig. 2.

tig. Es muss in diesem Fall nur die Forderung gestellt werden, dass $t_e < t_d$, wo t_d die Heizdauer ist, bei welcher in der Tiefe d , welche der Mauerdicke entspricht, ein bestimmter maximaler Temperaturzuwachs, z. B. 1 °C, gemäss (14) auftritt.

Als Anwendungs-Beispiele für die beschriebenen Vorgänge sind in Fig. 2 die Erwärmungs-Diagramme

der drei Räume bis zur selben Endtemperatur bei gleicher Heizdauer dargestellt.

Die verwendeten Konstanten sind:

$$\begin{array}{ll} V = 60 \text{ m}^3 & \vartheta_{Lb} = 0^\circ \text{ C} \\ A = 94 \text{ m}^2 & \vartheta_{La} = -10^\circ \text{ C} \\ c_p = 0,24 \text{ kcal/kg}^\circ \text{ C} & \vartheta_{Le} = 20^\circ \text{ C} \\ \gamma_L = 1,293 \text{ kg/m}^3 & a = 3,05 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{h} \\ \alpha_i = 10 \text{ kcal/m}^2\text{h}^\circ \text{ C} & d = 0,4 \text{ m} \\ k = 2 \text{ kcal/m}^2\text{h}^\circ \text{ C} & t_e = 6 \text{ h} \\ b = 19,9 \text{ kcal/m}^2\text{h}^{1/2}\text{ C} & \lambda = 1,1 \text{ kcal/mh}^\circ \text{ C} \end{array}$$

IV. In der praktischen Anwendung treten stets gleichzeitig mehrere Vorgänge auf, welche den beschriebenen ähnlich sind. Es wird Wärme von der Luft und von der festen Materie aufgenommen, wobei ein Teil dieser Wärme nach kurzer Zeit durch dünne, leichte Trennwände hindurchströmt.

Eine technisch brauchbare Berechnungsart der erforderlichen Heizleistung, sowie der Anheizdauer bei intermittierendem Heizbetrieb muss diese Vorgänge erfassen. Eine hinreichende Annäherung an die tatsächlichen Verhältnisse muss ausserdem bei Verwendung einfacher Rechnungsoperationen erreicht werden.

Es soll nun zunächst die konstante Heizleistung ermittelt werden, die erforderlich ist, um einen Raum nach t_e Stunden Anheizdauer auf die Lufttemperatur ϑ_{Le} °C zu bringen.

Ein Teil der Begrenzungsflächen des Raumes mit der Oberfläche A_d sei von leichten Trennwänden gebildet, welche nach relativ kurzer Zeit Wärme entsprechend einer Wärmedurchgangszahl k hindurchströmen lassen. Ein anderer Teil der Begrenzungsflächen mit der Oberfläche A_w hingegen gehört Mauern an, welche während einer bestimmten Dauer Wärme aufspeichern, ohne diese in grösseren Mengen gleichzeitig nach aussen wieder abzugeben. Das Luftvolumen des Raumes sei V .

Zur angenäherten Bestimmung der erforderlichen Heizleistung können die in Abschnitt II und III beschriebenen Vorgänge bei zweckmässiger Anwendung der Konstanten zusammengefasst werden zu folgendem Ausdruck

$$P = P_1 + P_2; \quad P_0 = k_m A (\vartheta_{Lb} - \vartheta_{La})$$

$$P_1 = \frac{k A_d \Delta \vartheta_{Le}}{1 - e^{-\frac{k A_d t_e}{c_p \gamma_L V}}}$$

$$P_2 = \frac{A_w \Delta \vartheta_{Le}}{\frac{1}{\alpha_i} + \frac{2}{b} \sqrt{\frac{t_e}{\pi}}}$$

$$P = \Delta \vartheta_{Le} \left(\frac{k A_d}{1 - e^{-\frac{k A_d t_e}{c_p \gamma_L V}}} + \frac{A_w}{\frac{1}{\alpha_i} + \frac{2}{b} \sqrt{\frac{t_e}{\pi}}} \right) \quad (15)$$

Hier stellt P_1 den Leistungsanteil dar, der erforderlich ist, um den Wärmeverlust durch die Trennwände zu kompensieren und die Raumluft aufzuheizen. Der Leistungsanteil P_2 wird von den Mauern und anderen Begrenzungsflächen aufgespeichert und P_0 stellt den Beitrag der Erdwärme dar, welcher den ungeheizten Raum im Winter wärmer gestaltet als

die Aussenluft. A ist die Summe aller Begrenzungsflächen, welche den Raum von der Aussenluft trennen, und k_m ein geeigneter Durchschnittswert.

Der zur Bestimmung der Heizleistung vorgeschlagene Ausdruck (15) liefert etwas zu hohe Werte. Im Verlauf der Aufheizung erfolgt in Wirklichkeit eine langsamere Lufterwärmung als dies in (15) angenommen ist, die gesamten Wärmeverluste durch die Trennwände sind daher ein wenig zu hoch eingerechnet. Des weiteren setzt die Wärmespeicherung der Mauern erst ein, nachdem die Luft hinreichend erwärmt ist, wogegen nach (15) von Anfang an eine konstante Energieaufnahme durch die Mauern stattfindet.

Bei der Wahl der Anheizdauer t_e ist darauf zu achten, dass diese eine genügende Erwärmung der Mauern ermöglicht. Ein zu grosser Unterschied zwischen Luft- und Wandtemperatur bewirkt meistens lästigen Luftzug und der Aufenthalt in Räumen mit zu kalten Wänden ist auch dann unbehaglich, wenn die Luft sehr reichlich erwärmt wird.

Es sollte daher das Verhältnis der Differenz von der Luft- zur Wandtemperatur, bezogen auf die Lufterwärmung, stets kleiner als ein von der Praxis gelieferter Wert ν gewählt werden, also

$$\frac{\vartheta_{Le} - \vartheta_{we}}{\Delta \vartheta_{Le}} < \nu \quad (17)$$

Die Ausdrücke (10), (12) und (17) liefern nun die Beziehung (18), welche die Bedingung darstellt, damit der Wert von ν nicht überschritten wird:

$$t_{e \min} > \frac{\pi b^2}{4 \alpha_i^2} \left(1 - \frac{1}{\nu} \right)^2 \quad (18)$$

Wird bei der Bestimmung der Anheizleistung die Wärmespeicherung der Raumluft vernachlässigt, so vereinfacht sich Formel (15) zu

$$P = \Delta \vartheta_{Le} \left(k A_d + \frac{A_w}{\frac{1}{\alpha_i} + \frac{2}{b} \sqrt{\frac{t_e}{\pi}}} \right) \quad (15')$$

V. Es ist aber auch oft erwünscht, bei gegebener Leistung einer Heizungsanlage, das Diagramm des Temperaturzuwachses der Luft in Abhängigkeit von der Heizdauer angenähert rechnerisch zu ermitteln.

Hierfür stellt man sich zunächst den in Betracht gezogenen Raum im stationären Wärmezustand vor, und man bestimmt die maximal erreichbare Lufterwärmung aus

$$\Delta \vartheta_{Le} = \frac{P}{k_m A} \quad (19)$$

Der grösste Wärmedurchgang durch die Trennwände hat den Wert

$$P_1 = k A_d \Delta \vartheta_{Le} \quad (20)$$

Wird nun angenommen, dass ein Leistungsanteil P_1 dauernd ausschliesslich für die Lufterwärmung und den Wärmedurchgang durch die Trennwände verbraucht wird, so erhält man aus (21) für die Lufterwärmung (Fig. 3, Kurve 1)

$$\Delta \vartheta_{L1} = \frac{P_1}{k A_d} \left(1 - e^{-\frac{k A_d t}{c_p \gamma_L V}} \right) \quad (21)$$

Es verbleibt für die Wärmeaufspeicherung in den Mauern der Leistungsanteil $P_2 = P - P_1$, welcher die Luftaufwärmung nach Formel (22) zur Folge hätte (Fig. 3, Kurve 2):

$$\Delta \vartheta_{L2} = \frac{P_2}{A_w} \left(\frac{1}{\alpha_i} + \frac{2}{b} \sqrt{\frac{t}{\pi}} \right) \quad (22)$$

Kurve 1 zeigt einen zu hohen Temperaturverlauf der Raumluft, 2 einen zu tiefen.

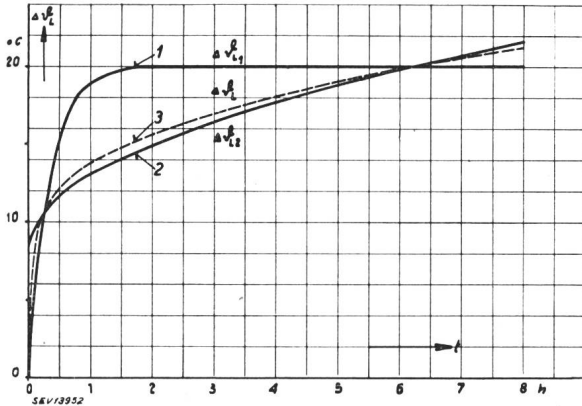


Fig. 3.

Dazwischenliegende angenäherte Werte (Kurve 3) erhält man aus der Ueberlegung, dass der gleiche

Leistungsanteil, der eine zu rasche Aufwärmung der Luft in einem Fall verursacht, zwangsläufig eine ungenügende Lufterwärmung im andern Fall zur Folge hat.

Dieser Leistungsanteil hat den Wert

$$\Delta P = \frac{\Delta \vartheta}{\alpha + \beta} \quad (23)$$

wobei

$$\Delta \vartheta = \Delta \vartheta_{L1} - \Delta \vartheta_{L2}$$

$$\alpha = \frac{1 - e^{-\frac{k A_d t}{c_p \gamma_L V}}}{k A_d}$$

und

$$\beta = \frac{1}{\alpha_i A_w} + \frac{2}{b A_w} \sqrt{\frac{t}{\pi}}$$

Die gewünschte angenäherte Raumtemperatur ist dann

$$\Delta \vartheta_L = (P_2 + \Delta P) \beta = (P_1 - \Delta P) \alpha \quad (24)$$

Als Anwendungsbeispiel ist in Fig. 3 das Erwärmungsdiagramm der Erwärmung eines Raumes dargestellt mit den selben Konstanten, die in Fig. 1 verwendet wurden, wo

$$A_d = 28 \text{ m}^2; \quad A_w = 66 \text{ m}^2; \quad k_m = 2 \text{ kcal/m}^2\text{h} \cdot \text{C};$$

$$\vartheta_{Lb} = 0 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Fortsetzung folgt.

Adresse des Autors:

E. Runte, Ingenieur, 4, rue Mail, Neuenburg.

Amerikaner zur Frage der Atomenergie

621.499.4

Die amerikanische Zeitschrift *Electrical World* veröffentlicht in ihrem Heft Nr. 23 vom 8. Juni 1946 vier kurze Artikel, in welchen Fachleute ¹⁾ der Gesellschaften *Consolidated Edison Co.* und *General Electric Co.* ihre Ansichten über die Nutzbarmachung der Atomenergie mitteilen.

Wirtschaftliche Bedeutung der Atomenergie

Jede genaue Aussage über Entwicklungs- und Anwendungsmöglichkeiten der Atomenergie muss heute noch entweder als Hypothese angesehen werden, oder, sofern sie als Tatsache hingestellt wird, läuft sie Gefahr, falsch zu sein, da sie dem heutigen Stand der Entwicklung vorausläuft. Es sind jedoch sichere Anzeichen vorhanden, dass der Entwicklung der neuen Technik bedeutende Ergebnisse folgen werden. Allerdings müssen gewisse übersetzte Erwartungen, die sich in der öffentlichen Meinung bildeten, eliminiert werden.

Die erste dieser Uebertreibungen ist die, dass die Atomenergie die Bedürfnisse der heute nach Energie hungernden Welt an Stelle der bisherigen Energiequellen decken wird. Der Grund dafür, dass dies in absehbarer Zeit nicht eintreten wird, ist nicht der Mangel an Atomenergie; das Missverständnis entstand wohl deshalb, weil man im allgemeinen der Auffassung war, dass Kohle und Oel nur in sehr beschränkter Menge vorhanden seien und deshalb die Atomenergie bald an deren Stelle treten werde. Heute weiss man jedoch, dass neben den Wasserkraften in den meisten Weltteilen genügend der üblichen Brennstoffe vorhanden sind. So sollen die in Amerika geschätzten Kohlevorräte den jetzigen Energiebedarf des Landes noch während 1500 Jahren decken können.

Eine zweite Uebertreibung ist der Vergleich mit früheren unwahrscheinlichen Erfindungen, z. B. derjenigen der Dampf-

maschine, wonach die Atomenergie die ganze technische Entwicklung revolutionieren wird. Die wirtschaftliche Frage steht jedoch offensichtlich im Vordergrund. Sollte sich eine neue, ausgesprochen billige Energiequelle öffnen, wird sie die Entwicklung gewisser Industrien sicher stark beeinflussen. In solchen Industrien hingegen, wo die Energiekosten nur einen kleinen Teil der gesamten Produktionskosten ausmachen, wird ein neues System der Energieerzeugung nicht, oder nur sehr langsam eingeführt werden. Es ist auch nicht vorauszusehen, dass die heutigen Energieverteilungsanlagen eine grundlegende Veränderung erfahren würden. Bei der bisherigen Entwicklung der Atomenergieverwertung hat sich sogar die Möglichkeit gezeigt, die üblichen, in Wärmekraftwerken installierten Turbogeneratoren verwenden zu können.

Dass also die heute bestehenden Anlagen zur Erzeugung und Verteilung der elektrischen Energie voraussichtlich zu einem grossen Teil der Nutzbarmachung der zukünftigen Atomenergie dienen können, wird neben anderen wirtschaftlichen Gesichtspunkten dahin führen, eher grosse und leistungsfähige Atomenergie-Kraftwerke zu bauen, als die Energieerzeugung auf eine grosse Zahl kleiner Produktionsbetriebe zu verteilen. Die Bedeutung der Elektrizitätsunternehmen wird demzufolge durch die Entwicklung der Atomenergieverwertung eher gesteigert als vermindert.

Zwei gutverständliche Gründe hindern die Industrieunternehmen noch, an der Nutzbarmachung der Atomenergie mitzuwirken, erstens die Gefahr grosser Zerstörungen bei Kernreaktionen und zweitens die Annahme, dass Verwendung und Erzeugung von Atomenergie weitgehenden Einschränkungen und der Bewilligungspflicht unterworfen würden. Man muss sich der Tatsache bewusst sein, dass schon eine relativ kleine Menge dieser neuen Energiequelle in verbrecherischer oder unkundiger Hand eine sehr grosse Gefahr bedeutet.

¹⁾ J. C. Parker, Vizepräsident der Consolidated Edison Co.; H. A. Winne, Vizepräsident der General Electric Co.; K. H. Kingdon, Physiker der Forschungsabteilung der General Electric Co.; Dr. C. G. Suits, Vizepräsident der Forschungsabteilung der General Electric Co.