

Hydrodynamik der Verdampfung und Lichtabsorption durch die Ablationspartikeln

Deutsche Auszugsübersetzung aus:

Anisimov, S.I.; Imas, Ja.A.; Romanov, G.S.; Chodyko, Ju.V.:
Dejstvie izlučenija bol'šoj moščnosti na metally
Moskva: Verlag "Nauka", Glavnaja redakcija fiziko-matematičeskoj literatury,
1970, S. 119 - 140.

Russisch:

Гидродинамика пара и поглощение света продуктами разрушения
Gidrodinamika razleta para i pogloščenie sveta produktami razrušenija

In diesem Kapitel werden Fragen untersucht, die mit der Verdampfung von der bestrahlten Metalloberfläche und der Abschirmung dieser Fläche durch Ablationspartikeln verbunden sind. Bei hinreichend niedrigen Dampftemperaturen ist eine solche Betrachtung für die Berechnung des auf die Metallfläche wirkenden Rückstoßimpulses notwendig. Bei höheren Temperaturen können die Bewegung und die Lichtabsorption des Dampfes sowie die Bildung der Kondensationsphase einen spürbaren Einfluß auf die Vorgänge an der Metalloberfläche ausüben, und die Nichtbeachtung dieser Faktoren kann zu beachtlichen Fehlern führen, z. B. bei der Bestimmung der Geschwindigkeit der Verdampfungsfront. In jedem Fall ist der Lösungsansatz eines Problems zur Ablation eines festen Körpers ohne Analyse der Bewegung der Ablationspartikeln unvollständig. Dabei müssen verschiedene zusätzliche Überlegungen berücksichtigt werden, so wie das auch im vorangehenden Kapitel getan wurde.

Wir beginnen dieses Kapitel mit der Betrachtung der hydrodynamischen Grenzbedingungen an der Verdampfungsfläche. Tatsache ist, daß die Grenze der Phasentrennung bei hydrodynamischer Beschreibung die Trennungsfläche sein muß. In der Realität existiert nahe der geometrischen Grenze eine dünne Schicht, 2 - 3 freie Atomweglängen groß, in der sich eine Gleichgewichtsverteilung der Atome nach der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung einstellt. Die Struktur dieser Schicht bestimmt den Temperatur- und Dichtewert am Rande des hydrodynamischen Gebietes. Die Frage der hydrodynamischen Grenzbedingungen ist von gesondertem Interesse und großer Bedeutung, sie wurde schon früher in der Literatur untersucht [90, 134]. Diese Betrachtungsweise gilt für den Fall einer breiten Übergangszone und kleiner Sprünge der hydrodynamischen Variablen als vollkommen korrekt. Bei Erweiterung auf das Vakuum sind die Sprünge der hydrodynamischen Variablen jedoch größer, deshalb muß das Problem neu untersucht werden [93, 94].

Ferner lösen wir das Problem zur adiabatischen (bei Vernachlässigung der Lichtabsorption) eindimensionalen Verdampfung [93]; bei dieser Näherung handelt es sich um ein selbstähnliches Modell. Es zeigt sich, daß unter den für uns interessanten experimentellen Bedingungen (die Lichtintensität liegt im Gültigkeitsbereich der thermischen Ablation, $q < \sim 10^8 - 10^9 \text{ W/cm}^2$, die Zeit vom Beginn der Verdampfung an ist $t > \sim 10^{-9} - 10^{-10} \text{ s}$) der expandierende Dampf in Bewegung kondensieren wird. Dabei bleibt in einem bedeutenden Strömungsabschnitt der Kondensationsgrad nahezu im Gleichgewicht und die an die Metalloberfläche angrenzende gaskinetische Schicht ist von dem hydrodynamischen Strömungsgebiet durch eine Übergangszone, den Kondensationsstoß, getrennt. Diese Besonderheit des Expansionsprozesses führt zu einer Reihe interessanter Folgen. So zeigt sich z. B., daß die Endgeschwindigkeit der Verdampfung der Expansionspartikeln durch ihre volle Anfangsenergie bestimmt wird, unter Berücksichtigung der potentiellen Verdampfungsenergie, die im Kondensationsprozeß in kinetische Strömungsenergie übergeht.

An dieser Stelle soll das Problem der Bewegung der Kondensatteilchen im Gasstrom untersucht werden. Es wurde gezeigt, daß sich für Teilchen der Größe 10^{-5} cm die Temperatur und die dazugehörige Geschwindigkeitsverteilung wenig von den lokalen Gleichgewichtswerten für das Gas unterscheiden.

Außerdem werden im vorliegenden Kapitel die Lichtabsorption und -streuung durch Plasma und Kondensatteilchen untersucht [96]. Es wurde festgestellt, daß für eine Strahlflußdichte von $q \sim 10^8 - 10^9 \text{ W/cm}^2$ die Absorption durch angeregte Atome und Elektronen (inverse Bremsstrahlungs- und Multiphotonenabsorption) sowie die Absorption durch Kondensatteilchen am wichtigsten sind. Die Berechnung der Absorption nach gasdynamischen Gesichtspunkten ohne Berücksichtigung der Dampfkondensation bei der Expansion führt zu viel zu niedrigen Ergebnissen.

Zum Schluß werden die Anwendbarkeitsgrenzen des dargelegten Lösungsansatzes für das Problem der Ablation abgeschätzt, außerdem werden die Gültigkeitsbedingungen einer Reihe von Annahmen geklärt, die bei der Lösung eines gasdynamischen Problems und der Bestimmung der Gasabsorption gemacht wurden.

Auf diese Weise nimmt das vorliegende Kapitel eine theoretische Analyse der Wirkung eines Laserstrahlflusses mit nicht zu hoher Dichte auf Metalle vor. Die wesentlichste Abgrenzung in dieser Analyse besteht in der eindimensionalen Betrachtungsweise des Prozesses. Ein solcher Ansatz erlaubt es, die physikalischen Besonderheiten von Erscheinungen zu klären, aber er erfordert die bekannte Vorsicht beim Vergleich der Ergebnisse mit experimentellen Untersuchungen, die uns gegenwärtig vorliegen. Die Betrachtung einer Reihe von Problemen mit Berücksichtigung der Bildung der Flüssigphase, der Defokussierung der Strahlung und der Wärmeleitfähigkeit in transversaler Richtung zur Verdampfungsfront wird im sechsten Kapitel durchgeführt.

§ 4.1. Gasdynamische Grenzbedingungen bei Verdampfung im Vakuum [93]

Nehmen wir an, daß sich das Gas, das sich an der Oberfläche infolge der Verdampfung gebildet hat, frei im umliegenden Raum ausbreitet, d. h. der Gegendruck der Umgebung ist vernachlässigbar gering. Wie bekannt ist [129], haben die Teilchen, die von der erhitzten Oberfläche emittiert werden, die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung im Raumwinkel 2π mit der Temperatur T_0 , die gleich der Oberflächentemperatur ist, und der Dichte n_0 , die der Dichte des gesättigten Dampfes bei dieser Temperatur entspricht. So kann man, wenn man ein rechtwinkliges Koordinatensystem wählt, das mit der Metallfläche verbunden ist, mit einer Achse x , die senkrecht zur Fläche entlang der Gasströmung ausgerichtet ist, für die Dichte dn der Zahl der emittierten Teilchen, deren Geschwindigkeiten im Intervall $\mathbf{v}, \mathbf{v} + d\mathbf{v}$ liegen, bei $x = 0$, den folgenden Ausdruck schreiben:

$$dn = n_0 \left(\frac{m}{2\pi k T_0} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT_0}\right) dv, \quad v_x \geq 0, \quad (4.1)$$

wobei m die Atommasse des Gases ist. Aus der Verteilung (4.1) ergibt sich, wie man sich leicht überzeugen kann, die Massengeschwindigkeit des Dampfes u , die senkrecht zur Fläche ausgerichtet ist, mit $u = \bar{v} / 4$, wobei $\bar{v} = (8kT_0 / \pi m)^{1/2}$ die mittlere quadratische Geschwindigkeit der Gasteilchen ist, die eine isotrope

Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung aufweisen. Für den Fall eines Gases mit genügend Unterdruck, für den man die Zusammenstöße der Atome in dem uns interessierenden Bereich vernachlässigen kann, (d. h. wenn die mittlere freie Weglänge der Teilchen $l = 1/n\sigma$, mit σ als gaskinetischem Wirkungsquerschnitt und n als Teilchenzahldichte, viel größer ist als die charakteristische Länge im betrachteten Problem), definiert die Geschwindigkeit u auch die Gasgeschwindigkeit beim Wegströmen von der Oberfläche.

In der Realität werden wir es jedoch mit dem Fall zu tun haben, daß die freie Wegstrecke der Gasteilchen wesentlich kleiner ist als alle charakteristischen geometrischen Größen des Problems, d. h. dieser Fall entspricht nicht der freien Molekularströmungsart, sondern der Strömungsart des Gases als Ganzes - der Art des Kontinuums. Die Gesamtströmung teilt sich dabei in zwei charakteristische Bereiche. Im ersten, an die Oberfläche angrenzenden Bereich mit der charakteristischen Breite L , die ihrer Größenordnung nach einigen freien Weglängen entspricht (Wandschicht oder Knudenschicht [138]), stellt sich im Ergebnis der Zusammenstöße der Teilchen ein neuer Gaszustand ein, der durch eine neue, jetzt schon isotrope Funktion der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung gekennzeichnet ist, mit der neuen Temperatur \bar{T} und der neuen Dichte \bar{n} . Die Umverteilung der Energie bei den Teilchen muß auch zu einer neuen, von $\bar{v}/4$ verschiedenen Massengeschwindigkeit der Strömung \bar{u} führen.* Es versteht sich, daß die relative Änderung der Parameter des Gases bei dessen Durchgang durch die Schicht L keinesfalls gering sein kann, besonders im Falle $\bar{u} = \bar{c}$, deshalb muß zur Beschreibung der Änderung der Gasparameter durch diese Schicht L die kinetische Gleichung von Boltzmann herangezogen werden. Hierbei muß der folgende Umstand erwähnt werden. Auf den ersten Blick kann es so aussehen, als ob die Prozesse selbst, die zur Änderung der Gasparameter führen, für das betrachtete Problem uninteressant sind, weil die Teilchen letztendlich die bekannte Geschwindigkeitsverteilung, deren Parameter aus den Erhaltungssätzen bestimmt werden können, schon früher erhalten. Das wäre gerechtfertigt, wenn es keinen Rückfluß der Teilchen zur Oberfläche gäbe. In Wirklichkeit erscheinen infolge der Zusammenstöße innerhalb der Schicht L Teilchen mit Geschwindigkeiten, die zur Oberfläche hin gerichtet sind. Das führt zur Kondensation eines gewissen Anteils β_0 der Gesamtzahl der Teilchen, die die Oberfläche erreichen. Wir weisen hier darauf hin, daß für Metalle der Koeffizient β_0 (der Anlagerungskoeffizient) gewöhnlich 0,8 - 0,9ter Ordnung ist [128, 139], das heißt, daß praktisch alle mit der Oberfläche kollidierenden Teilchen an ihr kondensieren. Das Hauptziel, das bei der Lösung der kinetischen Gleichung in der gegebenen Situation verfolgt wird, ist gerade das Auffinden des Teiles der Molekülgeschwindigkeitsverteilungsfunktion an der Oberfläche, für den gilt $v_x \leq 0$, d. h. des Teiles, der den zur Wand zurückkehrenden Teilchenstrom definiert.

Die (bei $x \rightarrow \infty$) asymptotischen Werte für Dichte, Temperatur und Geschwindigkeit des Gases, resultierend aus der Lösung der kinetischen Gleichung, müssen für die Lösung der Aufgabe zur Gasströmung im zweiten hydrodynamischen Gebiet als Grenzbedingungen genommen werden; die hier verlaufenden Prozesse werden bereits durch gewöhnliche Gleichungen der

* Diese Geschwindigkeit wird von den gasdynamischen Bedingungen des Problems bestimmt, und in einigen Fällen, die später Gegenstand unseres speziellen Interesses sein sollen, muß sie der lokalen Schallgeschwindigkeit im Gas $\bar{c} = (d\bar{p}/d\bar{\rho})_s^{1/2}$ gleichen.

Kontinuumsmechanik beschrieben. Um Unklarheiten vorzubeugen, möchten wir noch anmerken, daß in der Regel die Größe der Zone L im makroskopischen Sinne vernachlässigbar klein (so bei $n \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $\sigma \sim 10^{-16} \text{ cm}^2$, $l \sim 10^{-3} \text{ cm}$) und die Frage der Lage der Teilungsgrenze der beiden Zonen gewöhnlich unwesentlich ist; eine ausreichend gute Näherung für die Gasdynamik ist die Übereinstimmung dieser Grenze mit der Oberfläche des Körpers.

Gehen wir nun zur Betrachtung der Erscheinungen in der an die Wand angrenzenden Schicht über. Wie bereits gesagt, kann man hier nur mit Hilfe der Boltzmannschen Gleichung eine korrekte Lösung der Aufgabe erhalten. Letztere hat ohne die Berücksichtigung äußerer Kraftfelder folgendes Aussehen [138]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{st} \quad (4.2)$$

In (4.2) ist $(\partial f / \partial t)_{st}$ das Stoßintegral, das die Änderung der Verteilungsfunktion hinsichtlich der Teilchenzusammenstöße beschreibt; sein Aussehen ist vom Wechselwirkungsgesetz der Gasteilchen abhängig. Wie bekannt ist, können bei Lösung der genauen Boltzmann-Gleichung (mit dem genauen Ausdruck des Stoßintegrals) nur für einen recht begrenzten Aufgabenkreis korrekte Lösungen ermittelt werden. Gewöhnlich haben sie Näherungscharakter und beschreiben kleine Abweichungen vom Gleichgewicht. Ein anderes mögliches Beispiel für die Betrachtung von Problemen der kinetischen Gastheorie ist die von Anfang an anwendbare Vereinfachung des Integrals der Zusammenstöße, insbesondere seine Schreibweise in der sogenannten Relaxationsform:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{st} = \frac{f_0 - f}{\tau}, \quad (4.3)$$

wobei f_0 die Maxwell'sche Gleichgewichtsverteilungsfunktion der Teilchen ist, in einem Koordinatensystem, das sich mit dem Gas bewegt; τ ist die Relaxationszeit, die oft als konstant angenommen wird. Die Funktion f_0 soll so gewählt werden, daß die Erhaltungssätze der Strömungen der Teilchenzahl, des Impulses und der Energie erfüllt werden. Ein solcher Ansatz wurde von Bhatnager, Gross und Krook [140] vorgeschlagen und hat in den letzten Jahren in der Gasdynamik für geringe Drücke breite Anwendung gefunden (z.B. [141]). Auch im folgenden verwenden wir die Schreibweise des Stoßintegrals in der Form (4.3).

Führen wir weitere Vereinfachungen in das Problem ein. Es ist ersichtlich, daß es bei dem betrachteten Problem ausreicht, sich auf eine stationäre eindimensionale Näherung zu beschränken. Tatsächlich ist es für die stationäre Betrachtung erforderlich, daß die Relaxationszeit (τ') des Dichteprofiles im Bereich L , der den gegebenen Bedingungen an der Oberfläche entspricht, wesentlich kleiner ist als die charakteristische Änderungszeit der Strahlflußdichte t' , d. h. $\tau' \sim \frac{l}{v} \ll t'$, was gewöhnlich in einem breiten Bedingungsintervall erfüllt wird. Die eindimensionale Näherung ist unter der Bedingung $L \sim l \ll r_0$ anwendbar, wobei

r_0 die Größe der bestrahlten Fläche ist, d. h. ebenfalls praktisch immer. Somit muß die kinetische Gleichung der Form

$$v_x \frac{df}{dx} = \frac{f_0 - f}{\tau}. \quad (4.4)$$

betrachtet werden.

Die Grenzbedingungen für (4.4) sind folgende:

$$f(0, v_x) = n_0 \left(\frac{m}{2\pi k T_0} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT_0}}, \quad v_x \geq 0, \quad (4.5)$$

$$f(x, v) \Big|_{x \rightarrow \infty} = f_0(\infty, v) = \bar{n} \left(\frac{m}{2\pi k T} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m(v - \bar{u})^2}{2kT}\right). \quad (4.6)$$

Die Bedingung (4.5) widerspiegelt den bereits oben erwähnten experimentellen Fakt, Bedingung (4.6) fordert die Einstellung des Gleichgewichts in der Gasströmung, deren Geschwindigkeit $u \rightarrow \bar{u}$ strebt, bei $x \rightarrow \infty$. Die Gleichung (4.4) enthält ihrem Wesen nach zwei Gleichungen:

$$v_x \frac{df^+}{dx} = \frac{f_0 - f^+}{\tau}, \quad -v_x \frac{df^-}{dx} = \frac{f_0 - f^-}{\tau}$$

für f^+ - den Teil der Verteilungsfunktion mit $v_x \geq 0$ und für f^- - den Teil der Funktion mit $v_x \leq 0$, was bei der Lösung der Gleichung beachtet werden muß. Wenn wir die Relaxationszeit als konstant annehmen und die Lösung von (4.4) mit den Bedingungen (4.5) und (4.6) schreiben, erhalten wir

$$\left. \begin{aligned} f^+ &= f_{00} e^{-\frac{x}{\tau v_x}} + \frac{1}{\tau v_x} \int_0^x f_0^+(x') \exp\left(\frac{x' - x}{\tau v_x}\right) dx', \\ f^- &= -\frac{1}{\tau v_x} \int_x^\infty f_0^-(x') \exp\left(\frac{x' - x}{\tau v_x}\right) dx', \\ f &= \theta(-v_x) f^- + \theta(v_x) f^+, \quad \theta(\xi) = \begin{cases} 1, & \xi > 0, \\ 0, & \xi < 0, \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (4.7)$$

wobei

$$\left. \begin{aligned} f_{00} &= n_0 \left(\frac{m}{2\pi k T_0} \right)^{3/2} \exp\left[-\frac{m}{2kT_0} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)\right], \\ f_0 &= \bar{n} \left(\frac{m}{2\pi k T} \right)^{3/2} \exp\left[-\frac{m}{2kT} (v_x - u)^2 + v_y^2 + v_z^2\right] \end{aligned} \right\} \quad (4.8)$$

In (4.8) entsprechen die Parameter n , u und T jeweils der lokalen Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur des Gases. Sie werden über die Verteilungsfunktion mit Hilfe zusätzlicher Beziehungen ausgedrückt, die als Definition dieser Parameter zu betrachten sind:

$$n(x) = \iiint f(x, v) dv \quad (4.9)$$

$$n(x)u(x) = \iiint v_x f(x, v) dv, \quad (4.10)$$

$$\frac{3}{2} n(x)kT(x) = \frac{m}{2} \iiint [(v_x - u)^2 + v_y^2 + v_z^2] f(x, v) dv. \quad (4.11)$$

Um eine klare Abhängigkeit der Verteilungsfunktion oder der Größen n , u und T von der Koordinate x zu finden, ist es deshalb notwendig, das System nichtlinearer Integralgleichungen (4.7), (4.9) – (4.11) zu lösen, was eine recht schwierige Aufgabe ist. Uns interessieren jedoch nicht die Profile der Größen n , u und T , sondern nur ihre Werte bei $x \rightarrow \infty$. Gehen wir deshalb folgendermaßen vor: Wir nutzen die Integralschreibweise der Kontinuitätsgleichung für Teilchen und die Erhaltungssätze für Impuls und Energie, die für die Gleichung (4.4) gelten. Wir schreiben sie für die Kontrollflächen $x=0$, $x = \infty$, wobei wir für die Verteilungsfunktion f^- bei $x=0$ ihren Maximalwert entsprechend (4.7) einsetzen:

$$f^-(0, v) = f_0^-(0, v). \quad (4.12)$$

Die Näherung (4.12) ergibt ganz offensichtlich einen überhöhten Rückfluß der Teilchen, die an der Wand kondensieren, im Vergleich zum real existierenden. Nehmen wir außerdem im folgenden überall für den Anlagerungskoeffizienten β_0 den Wert $\beta_0=1$ an. So haben wir die folgenden Gleichungen, die die Erhaltungssätze ausdrücken:

die Kontinuitätsgleichung

$$nu = \bar{n}\bar{u} = p_{100} \quad (4.13)$$

die Gleichung zur Erhaltung des Impulsstromes

$$p_{200} = \bar{p}_{200} \quad (4.14)$$

die Gleichung zur Erhaltung des Energiestromes

$$p_{300} + p_{120} + p_{102} = \bar{p}_{300} + \bar{p}_{120} + \bar{p}_{102}. \quad (4.15)$$

Hierzu muß auch die Beziehung gezählt werden, die die Gasdichte bei $x=0$ definiert:

$$n = p_{000}. \quad (4.16),$$

wobei die Variablen in (4.13) - (4.16) durch die Formel

$$p_{nim}(x) = \iiint v_x^n v_y^l v_z^m f(x, v) dv$$

benannt werden.

Über das Gleichungssystem (4.13) - (4.16) und die Gleichung (4.7) können wir die gesuchten Werte n , u , T , \bar{n} , \bar{T} aus n_0 , T_0 und \bar{u} bestimmen. Wenn wir in (4.13) - (4.16) die Momente der Verteilungsfunktion unter Berücksichtigung von (4.12) und (4.7) errechnen, erhalten wir:

$$j_m \equiv nu = \bar{n}\bar{u} = \frac{n_0}{2\sqrt{\pi\alpha_0}} - \frac{n}{2\sqrt{\pi\alpha}} \left[e^{-a^2} - \sqrt{\pi}\alpha(1-\Phi) \right],$$

$$\frac{2}{m} j_p = \frac{\bar{n}}{\bar{a}} (1 + 2a^{-2}) = \frac{n_0}{2\alpha_0} + \frac{n}{\alpha} \left[(0,5 + \alpha^2)(1-\Phi) - \frac{\alpha}{\sqrt{\pi}e^{-a^2}} \right],$$

$$\begin{aligned} \frac{2\sqrt{\pi}}{m} j_s &\equiv \frac{\sqrt{\pi}}{\bar{\alpha}} j_m (2,5 + \bar{\alpha}^2) = \\ &= \frac{n_0}{\alpha_0^{3/2}} + \frac{n}{2\alpha^{3/2}} \left[\sqrt{\pi}\alpha(2,5 + \alpha^2)(1-\Phi) - (2 + \alpha^2)e^{-a^2} \right], \end{aligned}$$

$$n = \frac{n_0}{2} + \frac{n(1-\Phi)}{2},$$

$$\Phi(\alpha) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\alpha e^{-\xi^2} d\xi, \alpha = u\sqrt{\alpha},$$

$$\bar{\alpha} = \bar{u}\sqrt{\bar{\alpha}}, \quad \alpha = \frac{m}{2kT}, \quad \bar{\alpha} = \frac{m}{2k\bar{T}}, \quad \alpha_0 = \frac{m}{2kT_0}$$

Wie bereits erwähnt, ist in einer Reihe von Fällen der Geschwindigkeitswert bei $x \rightarrow \infty$ nicht vorher gegeben, er definiert sich durch die Expansionsbedingungen in der Strömung selbst und ist gleich der lokalen Schallgeschwindigkeit des Gases.

$$\bar{u} = \bar{c} = \left(\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \bar{p}} \right)_s^{1/2}. \quad (4.17)$$

Für ein einatomiges ideales Gas ist $\bar{u} = \bar{c} = (5k\bar{T}/3m)^{1/2}$.

Das Ergebnis der numerischen Lösung des Systems (4.13) - (4.16) lautet für diesen Fall:

$$\left. \begin{aligned} T &= 0,52T_0, n = 0,66n_0, u = 0,49\bar{u}, \\ \bar{T} &= 0,65T_0, \bar{n} = 0,31n_0, \frac{mu^2}{2kT_0} = 0,13 \end{aligned} \right\} \quad (4.18)$$

Es ist anzumerken, daß bei dem verwendeten Ansatz die Größe T nicht im Sinne der Gastemperatur gesehen wird; sie ist ein Parameter, der nur für den Teil der Teilchen äquivalent der Temperatur ist, der sich zur Wand hinbewegt. Die Berechnung der effektiven Gastemperatur T_{eff} an der Wand nach der Formel

(4.11) unter Berücksichtigung beider Teile der Verteilungsfunktion ergibt $T_{\text{eff}}=0,76T_0$.

Mit Hilfe der Lösung (4.18) kann man den Anteil der Teilchen abschätzen, die zur Wand zurückkehren. Für die Strömung der verdampfenden Teilchen $j_{m, \max}$ finden wir mit Hilfe von (4.7):

$$j_{m, \max} = \int_{-\infty}^{\infty} dv_y \int_{-\infty}^{\infty} dv_z \int_0^{\infty} f_0(v) v_x dv_x = \frac{n_0 \sqrt{kT_0}}{\sqrt{2\pi m}}.$$

Aus (4.18) erhalten wir für das Verhältnis der Gesamtströmung j_m (gleich $j_{m, \max}$ nach Abzug des Rückflusses) zur maximalen:

$$\frac{j_m}{j_{m, \max}} = \frac{n}{n_0} \left(\frac{2\pi m u^2}{kT_0} \right)^{1/2} \approx 0,82. \quad (4.18')$$

Es kehren also $\sim 18\%$ der verdampften Atome zur Wand zurück.

Vergleichen wir nun die hier erhaltenen Ergebnisse mit den Ergebnissen anderer Näherungen, die als Grundlage für die Bestimmung der gasdynamischen Ausgangsparameter benutzt werden können. In Tabelle 4.1 werden die Werte für die Beziehungen $\bar{n}/n_0, \bar{T}/T_0, j_m/j_{m, \max}$ für folgende Näherungen dargestellt:

- 1) die Verdampfung erfolgt im Vakuum, der Rückfluß der Teilchen zur Oberfläche ist gleich Null;
- 2) der Rückfluß der Teilchen zur Oberfläche bei $x=0$ bildet sich aus der Anzahl der Teilchen nach der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung, die aus dem Querschnitt $x=\infty$ zur Oberfläche fliegen;
- 3) das oben betrachtete Modell mit überhöhtem Rückfluß. In allen drei Fällen wird angenommen, daß die Gasgeschwindigkeit im Unendlichen gleich der lokalen Schallgeschwindigkeit ist.

Näherung	\bar{n}/n	\bar{T}/T	$j_m/j_{m, \max}$
1	0,400	0,60	1,00
2	0,381	0,61	0,96
3	0,312	0,65	0,82

Aus der Tabelle ist ersichtlich, daß die Gasdichte bei $x \rightarrow \infty$ einen um so geringeren Wert annimmt, je größer der Rückfluß der Teilchen ist, die an die Oberfläche zurückkehren; im Gegenteil dazu wächst dabei aber die Temperatur. Die Näherungen 1) und 3) sind, wie bereits bemerkt, ihrem Wesen nach Grenzfälle. Die real erreichbaren Werte der Größen $\bar{n}/n_0, \bar{T}/T_0$ müssen innerhalb des Intervalls liegen, das durch diese Grenzfälle gegeben wird.

Bezüglich der Näherung 2) (die in der Arbeit [134] verwendet wird) muß folgendes gesagt werden. Hier wird im wesentlichen die Struktur der an die Wand angrenzenden Schicht L vernachlässigt, d. h. es ist anzunehmen, daß die Größen n, u, T im gesamten betrachteten Bereich konstant sind und gleich ihren Werten bei $x=\infty$. Innerhalb der Grenze $u \rightarrow 0$ ist das ganz offensichtlich eine

befriedigende Näherung; für den Fall $\bar{u} = \bar{c}$ jedoch lassen sich die Gradienten der erwähnten Größen im Bereich L schon nicht mehr vernachlässigen. In dem oben betrachteten Modell 3) wird dieser Fakt ganz klar berücksichtigt, deshalb kann es als Präzisierung der Näherung 2) betrachtet werden.

Die oben gefundene Lösung verbindet die gasdynamischen Parameter der Aufgabe $\bar{n}, \bar{u}, \bar{T}$ mit der Oberflächentemperatur T_0 . Für ihre Bestimmung über die Dichte des Strahlungsflusses q , der vom Körper absorbiert wird, muß eine zusätzliche Beziehung herangezogen werden, die sich im Energieerhaltungssatz ausdrückt:

$$q = j_\varepsilon + \lambda_1 j_m. \quad (4.19)$$

Die Gleichung (4.19) berücksichtigt, daß die Dampfteilchen neben der thermischen Energie auch eine innere Energie haben, die der Bindungsenergie des Kristallgitters λ_1 gleich ist. Diese Beziehung kann man in folgender Form darstellen

$$q = j_m \left(\lambda_1 + \frac{5}{2} k\bar{T} + \frac{m\bar{u}^2}{2} \right)$$

oder, für ein einatomiges Gas mit einem Verhältnis der Wärmekapazitäten von $\gamma = 5/3$ und einer Geschwindigkeit von $\bar{u} = \bar{c}$,

$$q = j_m \left(\lambda_1 + \frac{10}{3} k\bar{T} \right). \quad (4.20)$$

Schreiben wir noch den Ausdruck für die Dichte der Teilchenzahl des gesättigten Dampfes n_0 als Funktion der Oberflächentemperatur T_0 . Für das Einsteinsche Festkörpermodell ist

$$n_0 = \left(\frac{mk\theta_0^2}{2\pi\eta^2 T_0} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\lambda_1}{kT_0} - 1\right) \quad (4.21)$$

wobei θ_0 die Debyesche Temperatur ist, $\theta_0 = \frac{h\nu_0}{k}$.

Das Gleichungssystem (4.18), (4.20), (4.21) definiert die gasdynamischen Parameter an der Angriffsfläche und die Oberflächentemperatur vollständig über die Strahlflußdichte q . Die Geschwindigkeit der Verdampfungswelle v_0 , die sich in das Innere des Metalls hineinbewegt, wird mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung für die Kondensations- und Gasphase definiert:

$$j_m = \bar{n}_0 v_0 = \bar{n} \bar{u}, \quad (4.22)$$

wobei \bar{n}_0 die Teilchenzahl pro Volumeneinheit in der Kondensationsphase ist.

Für die bequemere Anwendung bei konkreten Berechnungen fassen wir die Formeln zur Definition von $T_0, v_0, \bar{T}, \bar{u}, \bar{n}, j_m$ und des Drucks $p = \bar{n}k\bar{T}$ als Funktionen der Strahlflußdichte zusammen, die im Körper absorbiert wird:

$$q = 0,32 \cdot 10^{-23} A v_0^3 (y_0 + 2,2) e^{-y_0}, \quad y_0 = \frac{\lambda_4}{kT_0} \quad A = \frac{m}{1,67 \cdot 10^{-24}}, \quad (4.23)$$

$$j_m = \frac{q}{\lambda_4 (1 + 2,2 / y_0)} \quad (4.24)$$

$$v_0 = \frac{j_m}{\bar{n}}, \quad (4.25)$$

$$\bar{T} = 0,65 T_0 = 0,65 \frac{\lambda_4}{k y_0} \quad (4.26)$$

$$\bar{u} = 0,81 \cdot 10^{12} \left(\frac{\lambda_4}{A y_0} \right)^{1/2}, \quad (4.27)$$

$$\bar{n} = \frac{j_m}{\bar{u}}, \quad (4.28)$$

$$\bar{p} = 0,65 \bar{n} k T_0 \quad (4.29)$$

Hier wird bei der Berechnung der Dichte der Teilchenzahl des gesättigten Dampfes der Ausdruck (4.21) verwendet, der zwar die richtige Temperaturabhängigkeit gibt, aber oftmals absolute Werte n_0 , die sich von den experimentellen unterscheiden. Diese Abweichung läßt sich bequem durch die Überbestimmung der Größe θ_0 in (4.21) und dementsprechend auch v_0 in (4.23) mit Hilfe der experimentellen Beziehung $n_0(T_0)$ beseitigen. In Tabelle 4.2 werden die für die Berechnung nach den Formeln (4.23)-(4.29) benötigten Materialkennwerte einer Reihe von Metallen angeführt [142]. Die Abbildungen 4.1-4.4 stellen die für diese Metalle nach (4.23)-(4.29) errechneten Abhängigkeiten $T_0 = T_0(q)$ und $\bar{u}, \bar{n}, \bar{p}$ in der Funktion T_0 dar; die Angaben zur Dichte des gesättigten Dampfes sind der Arbeit [143] entnommen.

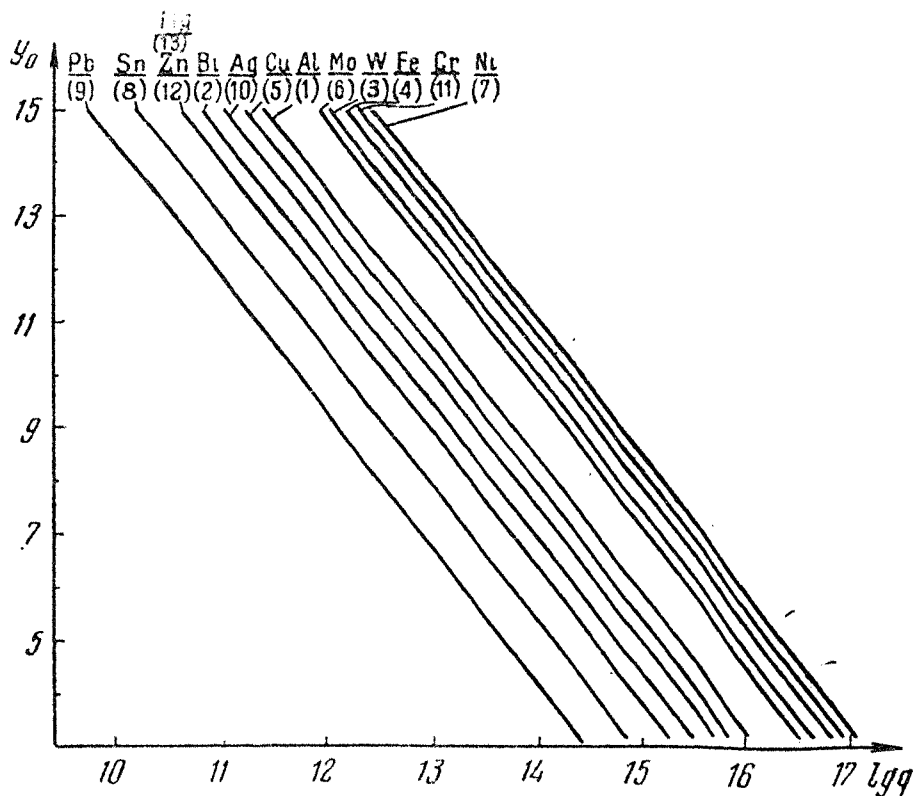


Abbildung 4.1. Oberflächentemperatur des Metalls $T_0 = \lambda_1 / ky_0$ in Abhängigkeit von der Dichte q ($\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) der absorbierten Strahlflußdichte

Aus (4.23)-(4.25) folgt, daß die Berücksichtigung der Erscheinungen, die in der wandnahen Schicht vor sich gehen, den Geschwindigkeitswert der Verdampfungsfront im Vergleich zu dem früher in Kapitel 3 ermittelten praktisch nicht verändert. Was die Oberflächentemperatur T_0 betrifft, so führt das Auftreten des Rückflusses von Teilchen, die an der Oberfläche kondensieren, zu einer Verringerung des numerischen Faktors im rechten Teil von (4.23) um 20% im Vergleich zum früheren Wert. Infolge der logarithmischen Abhängigkeit T_0 von q im Intervall der q -Werte, in dem der thermische Angriffsmechanismus gültig ist, verändert die Beachtung des Rückflusses die Größe T_0 praktisch nicht. Auf diese Weise lassen sich in dem betrachteten Intervall der Strahlflußdichte q die Größen v_0 und T_0 mit befriedigender Genauigkeit aus der Lösung des thermischen Problems für die Kondensationsphase bestimmen. Die gemeinsame Betrachtung des Problems für die Kondensationsphase und den Dampf ist nur für die Bestimmung der gasdynamischen Parameter notwendig.

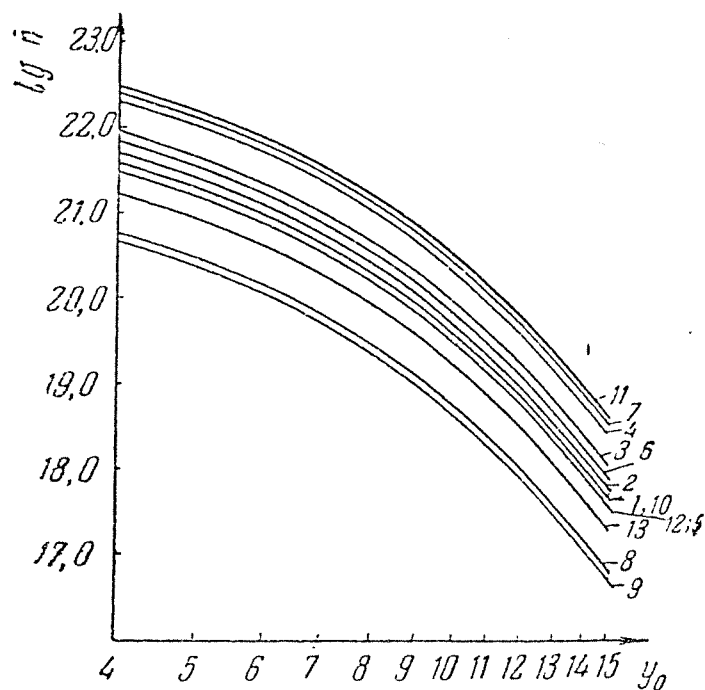


Abb. 4.2. Abhängigkeit der Anfangsdichte der Dampfteilchenzahl $\bar{n}(\text{cm}^{-3})$ vom Parameter y_0 (Strömungsart ohne Kondensation)

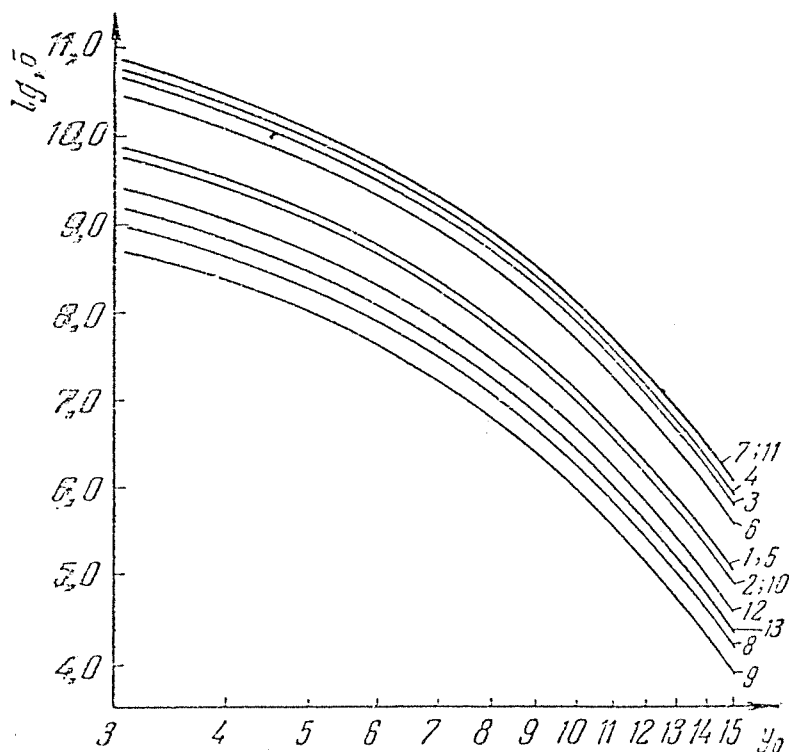


Abb. 4.3. Abhängigkeit des anfänglichen Dampfdrucks $\bar{p}(\text{dyn} / \text{cm}^2)$ von y_0 (Strömungsart ohne Kondensation)

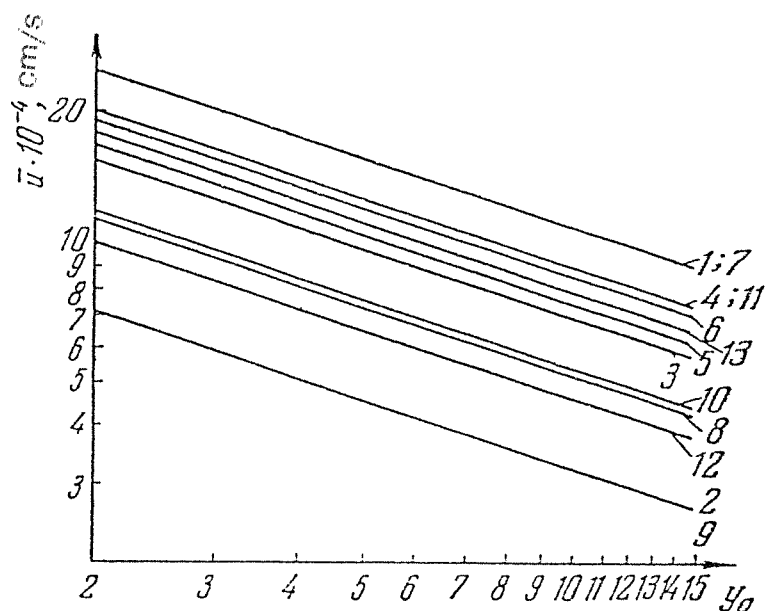


Abb. 4.4. Abhängigkeit der Anfangsgeschwindigkeit der Dampfstreuung \bar{u} vom Parameter y_0
(Strömungsart ohne Kondensation)

Wir möchten noch darauf hinweisen, daß oft der auf den Körper wirkende, experimentell gemessene Rückstoßimpuls P_0 von besonderem Interesse ist. Letzterer wird auf folgende Weise definiert:

$$P_0 = p_0 S t_0, \quad (4.30)$$

wobei S - der Flächeninhalt der bestrahlten Fläche ist, t_0 - die Wirkungszeit des Strahlungsimpulses und p_0 - der Druck auf die Körperoberfläche, der entsprechend dem Impulserhaltungssatz

$$p_0 = \bar{p} + m\bar{n}\bar{u}^2 - mn_0v_0^2 = \bar{p} + mj_m(\bar{u} - v_0) \quad \text{ist.}$$

Da in einem breiten Intervall die Werte für die Dichte des Strahlenflusses $\bar{u} \gg v_0$ sind, haben wir

$$p_0 \approx \bar{p} + mj_m\bar{u} = (1 + \gamma)\bar{p}. \quad (4.31)$$

Tabelle 4.2

Nr	Metall	A	ρ , g/cm ³	$10^{22}n_0$, cm ⁻³	$10^{-12}v_0$, s ⁻¹	$10^{-12}v_0^*$, s ⁻¹	λ , kcal/mol	$10^{-12}\lambda_1$, erg
1	Al	27	2,7	6,0	8,11	8,34	74,4	5,16
2	Bi	209	9,8	2,8	1,66	2,62	47,5	3,29
3	W	184	19,4	6,3	6,24	6,94	200	13,9
4	Fe	56	7,9	8,5	8,32	11,9	99,3	6,88
5	Cu	64	8,9	8,3	6,55	5,39	80,8	5,60
6	Mo	96	10,2	6,4	7,90	7,74	157,1	10,9
7	Ni	59	6,6	6,7	7,49	13,7	101	7,0
8	Sn	119	7,3	3,7	2,29	2,04	72	4,99
9	Pb	207	11,3	3,3	1,83	1,18	47	3,26
10	Ag	108	10,5	5,8	4,47	3,99	68,3	4,74
11	Cr	52	7,2	8,3	8,63	13,4	94,5	6,55
12	Zn	65	7,1	6,5	4,37	3,3	31	2,15
13	Mg	24,3	1,74	2,5		4,58	34,9	2,42

A n m e r k u n g. v_0^* wurde aus der Gleichung für die Teilchenzahldichte des gesättigten Dampfes \bar{n}_0 errechnet, die durch Formel (4.21) gegeben ist, ihr experimenteller Wert ist beim Druck von gesättigtem Dampf 1 atm [143].

Der Wert der Größe p_0 ist für eine Reihe von Metallen in Tab. 4.3. dargestellt.

Richten wir nun unsere Aufmerksamkeit auf folgenden wesentlichen Umstand. Die oben von uns ermittelten Dampfparameter entsprechen in der Mehrzahl der Fälle einem stark übersättigten Zustand. Tatsächlich braucht man dafür, daß an der äußeren Grenze der Übergangsschicht L keine Übersättigung des Dampfes mit der Dichte $\bar{n}=0,31 n_0$ entsteht, nur eine recht unbedeutende Abkühlung. Entsprechend der Adiabatengleichung für den gesättigten Dampf (4.21) wird die Sättigungstemperatur $\bar{T}_s = \bar{T}_s(\bar{n})$, die der Dichte \bar{n} entspricht, durch die Gleichung

$$\bar{n} = \left(\frac{mk\theta_0^2}{2m_1^2\bar{T}_s} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\lambda_1}{k\bar{T}_s} - 1 \right), \quad (4.32)$$

bestimmt.

Daraus erhalten wir unter Verwendung der Adiabate $n_0=n_0(T_0)$

$$\bar{n} / n_0 = 0,31 \approx \exp\left(\frac{\lambda_1}{kT_0} - \frac{\lambda_1}{k\bar{T}_s} \right).$$

Tabelle 4.3.

Abhängigkeit der Größe $p_0 = \frac{P_0}{St_0}$ von $y_0 = \frac{\lambda_1}{kT_0}$
für eine Reihe von Metallen (p_0 in dyn/cm²)

y_0	15	14	13	12	11	10
Metall						
Al	$2,83 \cdot 10^5$	$7,52 \cdot 10^5$	$1,97 \cdot 10^6$	$5,1 \cdot 10^6$	$1,34 \cdot 10^7$	$3,43 \cdot 10^7$
Bi	$2,45 \cdot 10^5$	$1,18 \cdot 10^6$	$1,70 \cdot 10^6$	$4,44 \cdot 10^6$	$1,15 \cdot 10^7$	$2,97 \cdot 10^7$
W	$1,83 \cdot 10^6$	$7,1 \cdot 10^6$	$1,27 \cdot 10^7$	$3,31 \cdot 10^7$	$0,87 \cdot 10^8$	$2,21 \cdot 10^8$
Fe	$2,22 \cdot 10^6$	$5,9 \cdot 10^6$	$1,54 \cdot 10^7$	$4,04 \cdot 10^8$	$1,04 \cdot 10^8$	$2,68 \cdot 10^8$
Cu	$2,78 \cdot 10^5$	$7,35 \cdot 10^5$	$1,93 \cdot 10^6$	$5,02 \cdot 10^6$	$1,31 \cdot 10^7$	$3,34 \cdot 10^7$
Mo	$1,08 \cdot 10^6$	$2,86 \cdot 10^6$	$0,93 \cdot 10^7$	$1,95 \cdot 10^7$	$5,07 \cdot 10^7$	$1,31 \cdot 10^8$
Ni	$2,88 \cdot 10^6$	$7,65 \cdot 10^6$	$2,0 \cdot 10^7$	$5,26 \cdot 10^7$	$1,37 \cdot 10^8$	$3,48 \cdot 10^8$
Sn	$3,98 \cdot 10^4$	$1,06 \cdot 10^5$	$3,52 \cdot 10^5$	$7,2 \cdot 10^5$	$1,87 \cdot 10^6$	$4,82 \cdot 10^6$
Pb	$2,24 \cdot 10^4$	$1,12 \cdot 10^5$	$1,55 \cdot 10^5$	$4,08 \cdot 10^5$	$1,06 \cdot 10^6$	$2,72 \cdot 10^6$
Ag	$2,67 \cdot 10^5$	$7,06 \cdot 10^5$	$1,85 \cdot 10^6$	$4,86 \cdot 10^6$	$1,26 \cdot 10^7$	$3,24 \cdot 10^7$
Cr	$2,86 \cdot 10^6$	$8,17 \cdot 10^6$	$2,9 \cdot 10^7$	$5,19 \cdot 10^7$	$1,37 \cdot 10^8$	$3,47 \cdot 10^8$
Zn	$1,05 \cdot 10^5$	$3,14 \cdot 10^5$	$7,28 \cdot 10^5$	$1,91 \cdot 10^6$	$4,96 \cdot 10^6$	$1,27 \cdot 10^7$
Mg	$6,03 \cdot 10^5$	$1,59 \cdot 10^5$	$4,16 \cdot 10^5$	$1,10 \cdot 10^6$	$2,86 \cdot 10^6$	$7,42 \cdot 10^6$

y_0	9	8	7	6	5	4	3
Metall							
Al	$0,89 \cdot 10^8$	$2,26 \cdot 10^8$	$5,84 \cdot 10^8$	$1,45 \cdot 10^9$	$3,63 \cdot 10^9$	$8,84 \cdot 10^9$	$2,08 \cdot 10^{10}$
Bi	$7,68 \cdot 10^7$	$1,98 \cdot 10^8$	$5,00 \cdot 10^8$	$1,26 \cdot 10^9$	$3,13 \cdot 10^9$	$1,64 \cdot 10^9$	$1,79 \cdot 10^{10}$
W	$5,76 \cdot 10^8$	$1,48 \cdot 10^9$	$3,75 \cdot 10^9$	$9,47 \cdot 10^9$	$2,34 \cdot 10^{10}$	$5,74 \cdot 10^{10}$	$1,34 \cdot 10^{11}$
Fe	$6,96 \cdot 10^8$	$1,79 \cdot 10^9$	$4,54 \cdot 10^9$	$1,14 \cdot 10^{10}$	$2,85 \cdot 10^{10}$	$6,94 \cdot 10^{10}$	$1,63 \cdot 10^{11}$
Cu	$8,70 \cdot 10^7$	$2,23 \cdot 10^8$	$5,70 \cdot 10^8$	$1,43 \cdot 10^9$	$3,53 \cdot 10^9$	$8,71 \cdot 10^9$	$2,02 \cdot 10^{10}$
Mo	$3,40 \cdot 10^8$	$8,75 \cdot 10^8$	$3,11 \cdot 10^9$	$5,56 \cdot 10^9$	$2,07 \cdot 10^{10}$	$3,36 \cdot 10^{10}$	$7,96 \cdot 10^{10}$
Ni	$9,00 \cdot 10^8$	$2,34 \cdot 10^9$	$5,94 \cdot 10^9$	$1,49 \cdot 10^{10}$	$3,73 \cdot 10^{10}$	$8,98 \cdot 10^{10}$	$2,12 \cdot 10^{11}$
Sn	$1,25 \cdot 10^7$	$3,21 \cdot 10^7$	$8,22 \cdot 10^7$	$2,06 \cdot 10^8$	$5,13 \cdot 10^8$	$1,24 \cdot 10^9$	$2,92 \cdot 10^9$
Pb	$7,08 \cdot 10^6$	$1,81 \cdot 10^7$	$4,60 \cdot 10^7$	$1,15 \cdot 10^8$	$2,86 \cdot 10^8$	$6,97 \cdot 10^8$	$1,64 \cdot 10^9$
Ag	$8,40 \cdot 10^7$	$2,16 \cdot 10^8$	$5,46 \cdot 10^8$	$1,38 \cdot 10^9$	$3,43 \cdot 10^9$	$8,28 \cdot 10^9$	$1,96 \cdot 10^{10}$
Cr	$9,12 \cdot 10^8$	$2,30 \cdot 10^9$	$5,89 \cdot 10^9$	$1,47 \cdot 10^{10}$	$3,66 \cdot 10^{10}$	$8,84 \cdot 10^{10}$	$2,10 \cdot 10^{11}$
Zn	$3,30 \cdot 10^7$	$8,49 \cdot 10^8$	$2,16 \cdot 10^8$	$5,40 \cdot 10^8$	$1,34 \cdot 10^9$	$3,28 \cdot 10^9$	$7,74 \cdot 10^9$
Mg	$1,91 \cdot 10^7$	$4,91 \cdot 10^7$	$1,25 \cdot 10^8$	$3,12 \cdot 10^8$	$7,79 \cdot 10^8$	$1,89 \cdot 10^9$	$4,46 \cdot 10^9$

Auf diese Weise erfüllt die Temperatur \bar{T}_s , bei der der Dampf mit der Dichte \bar{n} gesättigt wird, die Bedingung:

$$\frac{\lambda_1}{k\bar{T}_s} - \frac{\lambda_1}{kT_0} \approx 1, \quad \frac{\bar{T}_s}{T_0} = \frac{y_0}{1+y_0} \approx 1 - \frac{1}{y_0}.$$

Wenn der oben ermittelte Wert für die Dampftemperatur bei $x \rightarrow \infty$ $\bar{T} = 0,65T_0$ dem nichtübersättigten Zustand entsprechen soll, so muß gelten: $\bar{T}_s / T_0 \cong 1 - 1/y_0 \leq \bar{T} / T_0 = 0,65$. Aus der letzten Ungleichung folgt, daß der Dampf, der sich in der Übergangsschicht ausdehnt, erst von $y_0 \sim 3$ an nicht übersättigt wird, d. h. erst beim Annähern an die Gültigkeitsgrenze der betrachteten Theorie. Im größeren Teil des betrachteten Anwendungsbereiches kann die Übersättigung sehr beträchtlich sein, wovon man sich mittels der oben analog gemachten Abschätzungen leicht überzeugen kann. Die Übersättigung muß eine Kondensation des Dampfes bei dessen fast gleichzeitiger Ausbreitung an der Oberfläche nach sich ziehen. Die Betrachtung des gasdynamischen Problems der Verdampfung von der Oberfläche muß deshalb unter Berücksichtigung des erwähnten kinetischen Prozesses erfolgen. Es ist leicht zu verstehen, daß die Übersättigung den oben dargelegten Ansatz zur Berechnung der hydrodynamischen Grenzbedingungen, der auf der Vernachlässigung des Kondensationsvorgangs an der Oberfläche der Schicht mit der Dicke L basiert, nicht bedeutsam verändern kann. Das hängt mit den vollkommen verschiedenen Zeitmaßstäben des Kondensationsvorgangs und der Einstellung einer Geschwindigkeitsgleichgewichtsverteilung der Atome zusammen. Tatsächlich beträgt die Dicke der Schicht L , wie auch aus (4.7) folgt, nicht mehr als 2 - 3 freie Weglängen, d. h. jedes Teilchen kann bis zu seinem Austritt in die Grenzströmungsart (im kinetischen Sinne) nur 2 - 3 Zusammenstöße haben. Was die Kondensation betrifft, so erklärt sich bereits aus den elementaren Überlegungen, ohne die detaillierte Betrachtung der Kinetik der Bildung und des Wachstums von Kondensationskeimen [113, 144], daß selbst für die Bildung eines Komplexes, wenn auch nur aus zwei Teilchen, eine Zeit benötigt wird, die nicht kleiner als die Zeit τ_3 zwischen Dreifachstößen ist. Daraus ergibt sich $\tau_3 \sim (\bar{n}\sigma\bar{v} \cdot \bar{n}V_0)^{-1}$, wobei $V_0 = 1/\bar{n}_0$ das von einem einzelnen Teilchen eingenommene Volumen ist. Das Verhältnis der "Flugzeit" τ_2 der Teilchen der wandnahen Schicht, $\tau_2 \sim \frac{l}{\bar{u}} = \frac{1}{\bar{n}\sigma\bar{u}}$, zur Zeit τ_3 ist $\frac{\tau_2}{\tau_3} \sim \bar{n}V_0 \sim \frac{\bar{n}}{\bar{n}_0} \ll 1$. Mit anderen Worten, die parallele Betrachtung der Kondensationskinetik und des Vorgangs der Strömungseinstellung in der Schicht L wird nur bei Annäherung der Dampfdichte an der Oberfläche an die Dichte des kondensierten Stoffes erforderlich, weshalb der charakteristische Maßstab für die Kondensation $L_1 \sim \bar{u}\tau_3 \sim L\bar{n}_0 / \bar{n}$ ist.

Auf der Grundlage des Gesagten kann man jetzt folgendes Strömungsbild in unmittelbarer Nähe der Körperoberfläche vorlegen. Der sich von der Oberfläche wegbewegende Dampf nimmt in einer Entfernung von der Oberfläche L , die einige ($\sim 2 \div 3$) freie Teilchenweglängen beträgt, die den Expansionsbedingungen entsprechenden Gleichgewichtswerte der thermodynamischen Größen (Massegeschwindigkeit, Dichte und Temperatur) an, wobei die

Expansionsbedingungen durch die gasdynamischen Gegebenheiten bestimmt werden. Beim Ausgang aus dieser Schicht ist der Dampf stark übersättigt. Dieser in thermodynamischer Hinsicht instabile Zustand muß sich in der Entfernung $L_1 \sim L\bar{n}_0 / \bar{n}$ in einen stabilen umwandeln; beim Zurücklegen dieser Entfernung wird der Dampf teilweise kondensieren. Durch die dabei abgesonderte Umwandlungswärme des Übergangs λ_1 erhöht sich die Dampftemperatur, und sein Zustand nähert sich dem der Sättigung, wenn die Strömungsbedingungen dies zulassen. Weiter unten (siehe § 4.5) zeigen wir, daß diese Bedingungen in einem Bereich, der sich genügend weit von der Oberfläche entfernt strömungsabwärts erstreckt, solcher Art sind, daß sich während des Vorgangs der gasdynamischen Expansion des Dampfes ein Gleichgewicht einstellen kann. Mit anderen Worten, die Kinetik der Kondensation folgt hier den gasdynamischen Zuständen der Strömung und regelt sich danach. Daraus ergibt sich wiederum, daß der Übergang des Gases von einem sehr instabilen Zustand, in dem es sich an der Außengrenze der Schicht L befindet, in einen stabilen, der Sättigung nahen Zustand (an der Außengrenze der Schicht mit der Dicke $L \sim L\bar{n}_0 / \bar{n}$) sich in gasdynamischer Hinsicht stoßartig vollziehen muß*. Zu dem gleichen Schluß führt auch die unmittelbare Abschätzung der Schicht L_1 (im gasdynamischen Sinne $L_1 \rightarrow 0$).

Betrachten wir dies weiter detailliert die Bedingungen nach diesem Stoß. Nach dem Stoß, das heißt an der Außengrenze der Schicht L_1 und weiter strömungsabwärts, wie bereits erwähnt (Genauerer darüber siehe unten, § 4.2), haben wir eine Strömung des Dampfes, der beim Expansionsvorgang gesättigt wird; der übersättigte Dampf, der sich infolge der Abkühlung bei der Expansion bildet, kondensiert in Tropfenform. Bei der adiabatischen Expansion ist eine solche Strömung selbstähnlich und hat die Grenzbedingungen $u|_{x=0} = c$ (hier muß die Gleichung $x=0$ natürlich im gasdynamischen Sinne verstanden werden). Auf diese Weise haben wir an der Außengrenze der Schicht L_1 die identische Gleichung der Gasgeschwindigkeit u_s und der lokalen Schallgeschwindigkeit c_s , die durch die Adiabate des Zweiphasensystems definiert wird, das aus gesättigtem Dampf und Kondensattropfen besteht. Die einfache Berechnung auf der Grundlage der Erhaltungssätze der Teilchenzahl, des Impulses und der Energie zeigt, daß diese Bedingung sich nicht mit der Bedingung (4.17) vereinigen läßt, die für den Fall $\gamma = \frac{5}{3}$ notiert wurde und von uns beim Ermitteln der Lösung (4.18) verwendet wurde**. Um eine selbstkonsistente Lösung des Problems zu erreichen, ist es notwendig, auf diese Art zu dem Gleichungssystem (4.13)-(4.16) mit dem bisher unbekanntem Geschwindigkeitswert \bar{u} ein System von Gleichungen hinzuzufügen, die die Gasparameter beiderseits des Kondensationsstoßes miteinander verbinden. Letztere sind:

* Dieser Stoß unterscheidet sich von dem gewöhnlich betrachteten [127] Kondensationsstoß dadurch, daß der Dampfzustand vor dem Stoß und der Zustand des Zweiphasensystems nach dem Stoß in unserem Fall durch verschiedene Adiabaten beschrieben werden, außerdem wird die Geschwindigkeit durch die Strömungsgegebenheiten nach dem Stoß bestimmt (siehe folgenden Abschnitt).

** Die Lösung (4.18) ist demzufolge nur unter der Bedingung von Nutzen, daß der Dampf an der Grenze der Schicht L nicht übersättigt ist; wie bereits angemerkt, entspricht dies dem Fall $\gamma_0 \sim 3$.

$$j_m = \bar{n}\bar{u} = n_s u_s \quad (4.33)$$

$$j_p = \bar{p} + m\bar{n}\bar{u}^2 = p_s + mn_s u_s^2 \quad (4.34)$$

$$\begin{aligned} j_\varepsilon &= j_m \left(\lambda_1 + \frac{5}{2} k\bar{T} + \frac{m}{2} \bar{u}^2 \right) = \\ &= j_m \left[(1 - \alpha_s) (\lambda_1 + 3kT_s) + 3,5\alpha_s kT_s \right] \end{aligned} \quad (4.35)$$

wobei n_s , u_s , p_s , T_s , α_s Dichte, Geschwindigkeit, Druck, Temperatur und Kondensationsstufe im Zweiphasensystem unmittelbar nach dem Kondensationsstoß sind. Hier wird der Kondensationsgrad nach der Formel

$$\alpha = \frac{n_k}{n} \quad n = n_k + n_g \quad (4.36) \text{ definiert,}$$

wobei n_k und n_g jeweils die Anzahl der Atome in einer Volumeneinheit des Systems ist, die entsprechend zur Kondensations- oder gasförmigen Phase gehört. Beim Schreiben der Gleichung (4.35) wurde berücksichtigt, daß die innere Energie einer Masseinheit des Systems

$$\varepsilon = \left[(c_v^g T + \lambda_1) n_g + c_v^k T n_k \right] V = \left(\frac{3}{2} kT + \lambda_1 \right) \frac{1 - \alpha}{m} + 3kT \frac{\alpha}{m} \quad (4.37) \text{ ist,}$$

wobei $c_v^g = \frac{3}{2} k$; $c_v^k = 3k$ - die spezifischen Wärmekapazitäten in Hinblick auf das Atom für den Dampf und die Kondensationsphase sind, $V = 1/nm$. Außerdem haben wir die Gleichung für die Adiabate des gesättigten Dampfes (4.21) und die Zustandsgleichung des Dampfes:

$$n_g = A_0 T^{-3/2} \exp\left(-\frac{\lambda_1}{kT}\right) \quad A_0 = \left(\frac{mk\theta_0^2}{2\pi m^2} \right)^{3/2} \cdot \frac{1}{e} \quad (4.38)$$

$$p = n_g kT = (1 - \alpha) nkT \quad (4.39)$$

Wenn man berücksichtigt, daß das System nach dem Stoß im Gleichgewichtszustand ist, so haben wir hier für die Geschwindigkeit u_s (die, wie oben erwähnt, gleich der Schallgeschwindigkeit c_s ist) die Beziehung:

$$\begin{aligned} u_s^2 = c_s^2 &= \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = \\ &= \frac{\lambda_1 (1 - \alpha_s)}{m y_s} \left[1 + \frac{1}{y_s} + \frac{1}{y_s - 0,5} - \frac{3}{y_s (y_s - 0,5) (1 - \alpha_s)} \right] \end{aligned} \quad (4.40)$$

die wir mit Hilfe der Ausdrücke (4.36)-(4.39) und durch die Bedingungen des adiabatischen Vorgangs $d\varepsilon + pdV = 0$ erhielten.

Die Gleichungssysteme (4.13)-(4.16), (4.33)-(4.36) und (4.38)-(4.40) definieren vollständig den Dampfzustand vor dem Stoß und den Zustand des Zweiphasensystems nach dem Stoß über die Oberflächentemperatur T_0 . Nehmen wir hierzu, wie schon früher getan, den Energieerhaltungssatz in der Form (4.20), erhalten wir eine Verbindung der Parameter, die diese Zustände und den Zustand der Oberfläche charakterisieren, mit der im Metall absorbierten Strahlflußdichte q , wobei die Strahlung durch das Metall absorbiert wird.

Die Lösung des vollständigen Gleichungssystems bereitet Schwierigkeiten; die detailliertere Analyse zeigt jedoch, daß in der Mehrzahl der Fälle $\alpha_s \ll 1$ ist, was uns gestattet, die Größe α_s in den Gleichungen (4.33) und (4.34) zu vernachlässigen und die Gleichung (4.35) für die Herleitung von α_s (das im weiteren bei der Lösung der gasdynamischen Aufgabe gebraucht wird) zu verwenden. Die so erhaltene Lösung der Aufgabe wird in Tab. 4.4. angeführt. Hier sind alle Größen Funktionen der Variablen y_0 . Es ist zu erkennen, daß ihre Veränderung bei Variation der Größe y_0 in vernünftigen Grenzen ($y_0 \sim 15 \div 5$) vergleichsweise gering ist.

Tabelle 4.4

y_0	$\beta = \bar{u} / \bar{c}$	$\bar{x} = \bar{n} / n_0$	$x_s = n_s / n_0$	$\bar{v} = \bar{T} / T_0$	$s = T_s / T_0$	$Z = \frac{j_m}{j_{m,max}}$
158	0,49	0,50	0,29	0,81	0,99	0,73
11	0,55	0,47	0,32	0,79	0,89	0,77
5,2	0,60	0,45	158	0,49	0,82	0,79

Konzentrieren wir uns schließlich auf die Unterschiede zwischen den Ergebnissen, die wir auf der Grundlage der hier gefundenen Lösungen erhalten, und den Ergebnissen, die aus den Formeln (4.23)-(4.29) resultieren.

Die unmittelbare numerische Analyse zeigt folgendes. Die Formeln (4.23)-(4.25) für die Oberflächentemperatur T_0 , die Flußdichte der verdampften Teilchen j_m und die Geschwindigkeit der Verdampfungswelle v_0 bleiben praktisch unverändert. Die Dampfgeschwindigkeit an der Oberfläche vor dem Kondensationsstoß muß zur Ermittlung des richtigen Wertes mit dem Koeffizienten $(\bar{\tau}\beta^2 / 0,65)^{1/2}$ multipliziert werden, die Dichte des Dampfes an der Oberfläche mit dem Koeffizienten $\frac{0,65}{\bar{\tau}\beta^2})^{1/2}$ und der Druck mit dem Koeffizienten $\sim \frac{1}{\beta}$; die Geschwindigkeit muß man ungefähr 0,6fach verringern; die Dichte und den Druck jeweils entsprechend 1,6- bzw. 1,8fach vergrößern.

Neben all dem muß natürlich auch beachtet werden, daß die gefundene Lösung prinzipiell die Berechnung des Anfangswertes der Kondensationsstufe α_s ermöglicht, der für die Lösung der gasdynamischen Aufgabe nötig ist.

Literatur

- [90] Шахов, Е.М.: Инж. журн., 1 (1961), стр. 27.
 Šachov, E.M.: Ob isparenii tverdogo tela, pogloščajuščego lučistuju énergiju. In: Inženernyj žurnal. Moskva, Bd 1, 4 (1961), S.27-38.
 Engl.: Evaporation of Solid Body, which Absorbs Fadiant Energy. Machine translation, engl., 39 Seiten, National Technical Information Service AD-AO 19 141/1ST vom 10. 12. 1975
- [93] Романов, Г.С.; Пустовалов, В.К.: Изв. АН БССР, сер. физ.-мат. № 4, 84 (1967).
 Romanov, G.S.; Pustovalov, V.K.: Razlet veščestva ot intensivno isparjajuščejsja poverchnosti metalla. In: Izvestija AN BSSR. Ser. fiziko-matematičeskich nauk, Minsk, Nr 4 (1967), S. 84 - 95.
 /Die Materialstreuung einer intensiv verdampfenden Metalloberfläche; russ./
- [94] Анисимов, С.И.: ЖЭТФ 54, 339 (1968).
 Anisimov, S.I.: Ob isparenii metalla, pogloščajuščego lazernoe izlučenie. In: Žurnal éksperimental'noj i teoretičeskoj fiziki. Moskva, 54 (1968), S. 339 - 342.
 Engl.: Vaporization of Metal Absorbing Laser Radiation. In: Soviet Physics JETP, New York, vol. 27, numb. 1 (1968), S. 182-183.
- [96] Романов, Г.С.; Степанов, К.Л.: ЖПС 8, 753 (1968).
 Romanov, G.S.; Stepanov, K.L.: Ékranirovanie poverchnosti metalla produktami razrušenija ee potokami izlučeniya OKG maloj plotnosti. In: Žurnal prikladnoj spektroskopii, Minsk, 8 (1968), S. 753-736.
 Engl.: Screening of a metal surface by fracture products generated by low density laser radiation. In: Journal of Applied Spectroscopy. New York, 8 (1968), S. 454 - 459.
- [113] Зельдович, Я.Б.; Райзер, Ю.П.: Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Физматгиз, 1966.
 Zel'dovič, Ja.B.; Rajzer, Ju.P.: Fizika udarnych voln i vysokotemperaturnych gidrodinamičeskich javlenij. Fizmatgiz, 1966.
 Engl.: Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena. New York: Academic Pr., 1969.
- [127] Ландау, Л.Д.; Лифшиц, Е.М.: Механика сплошных сред. Гостехиздат., 1954.
 Landau, L.D.; Lifšic, E.M.: Mechanika splošnych sred. Gostechizdat; 1954.
 Engl.: Fluid Machanics. London: Pergamon Press, 1959.

[128] Хирс, Д.; Паунд, Г.: Испарение и конденсация. "Металлургия", 1966.
Chirs, D.; Paund, G.: Isparenje i kondensacija. "Metallurgija", 1966.
Engl. Original:
Hirth, J.P.; Pound, G.M.: Condensation and Evaporation. Nucleation and Growth Kinetics. Oxford: Pergamon Press, 1963.

[129] Кнаке, С.; Странский, И.Н.: УФН 68, 261 (1959).
Knake, S.; Stranskij, I.N.: Mechanizm isparenija. In: Uspechi fizičeskich nauk, Moskva, 68 (1959), S. 261 - 303.
Übersetzung von: The Mechanism of Evaporation. In: Progress in Metal Physics, 6 (1956), S. 181 - 235.

[134] Кучеров, Р.Л.; Рикенглаз, Л.Э.: ЖЭТФ 37, 125 (1959).
Kučerov, R.L.; Rikenglaz, L.É.: O gidrodinamičeskich graničnyh uslovijach pri isparenii i kondensacii. In: Žurnal éksperimenta'noj i teoretičeskoj fiziki, Moskva, 37 (1959), S. 125 - 126.
Engl.: On Hydrodynamic Boundary Conditions for Evaporation and Condensation. In: Soviet Physics JETP, New York, vol. 37 (10), numb. 1 (1960), S. 88 - 89.

[138] Коган, М.Н.: Динамика разреженного газа. "Наука", 1967.
Kogan, M.N.: Dinamika razreženogo gaza. Nauka, 1967
Engl.: Rarefied Gas Dynamics. New York: Plenum Pr., 1969.

[139] Пол, В.: Ракетная техн. 32, №3, 3 (1962).
Pol, V.: In: Raketnaja tehnika, 32 (1962), Nr 3, S. 3.
/Raketentechnik; russ./
/nicht nachgewiesen/

[140] Bhatnagar, P.L.; Gross, E.P.; Krook, M.: A Model for Collision Processes in Gases. I. Small Amplitude Processes in Charged and Neutral One-Component Systems. In: Physical Review, New York, 94 (1954), numb. 3, S. 511 - 525.
/Englisch/

[141] Газодинамика разреженных газов, Сб. переводов под ред. М. Девиена, ИЛ, 1963.
Gazodinamika razrežennyx gazov. Sbornik perevodov pod red. M. Deviena, Moskva: Inostrannaja Literatura, 1963.
Übersetzung von: Rarefied Gas Dynamics. Proceedings of the First International Symposium held at Nice. Edited by F. M: Devienne; London, Oxford, New York, Paris: Pergamon Press, 1960.

[142] Славинский, М.П.: Физико-химические свойства элементов, Metallurgizdat. 1952.
Slavinskij, M.P.: Fiziko-chimičeskie svojstva élementov. Metallurgizdat, 1952.
/Die physikalisch-chemischen Eigenschaften der Elemente; russ./

[143] Несмеянов, А.Н.: Давление пара химических элементов, изд. АН СССР, 1961.

Nesmejanov, A.N.: Davlenie para chimičeskich élementov, izd. AN SSSR, 1961.

Engl.: Vapour Pressure of the Elements. London: Infosearch, 1969.

[144] Райзер, Ю.П.: ЖЭТФ 37, 1741 (1959).

Rajzer, Ju.P.: O kondensacii v oblake isparennogo veščestva, rasširjajuščegosja v pustotu. In: Žurnal éksperimental'noj i teoretičeskoj fiziki, Moskva, 37 (1959), S.1741 - 1750.

Engl.: Condensation of a Cloud of Vaporized Matter Expanding in Vacuum. In: Soviet Physics JETP, New York, 37 (10), numb. 6 (1960), S. 1229 - 1235.

Stuttgart, den 16. Oktober 1996

Übersetzt von:



(Sören Ludwig)



Ottmar Pertschi
(Diplomübersetzer)