

Theorie der Druckfallbeschwerden und ihre Anwendung auf Tauchtabellen

S. RUFF

Institut für Flugmedizin der Deutschen Versuchsanstalt für Luft-
und Raumfahrt e.V., Bad Godesberg (Leiter: Prof. Dr. S. RUFF)

K. G. MÜLLER

Institut für theoretische Physik der Universität Bonn

Eingegangen am 24. August 1966

I. Einleitung

Bei der Caissonarbeit, beim Tauchen und in der Fliegerei stellen die Druckfallbeschwerden, ausgelöst durch Gasblasen im Organismus, eine große Gefahr dar. Über das Auftreten dieser Druckfallbeschwerden existiert eine Vielzahl von experimentellen und klinischen Arbeiten.

Als erster hat HALDANE versucht, die Entstehung dieser Beschwerden theoretisch zu erfassen. Als bestimmende Größe für die Bildung von Gasblasen sah er das Verhältnis der Gasspannung¹ p_{tis} im Gewebe zu der entsprechenden Gasspannung p_{ex} im Außenraum an. Nach seiner Hypothese darf dieses Verhältnis einen festen, kritischen Wert nicht übersteigen.

Für die Aufstellung eines stufenförmigen Drucksturzschemas muß man für die verschiedenen Gewebsgebiete die Gasspannungen auf den einzelnen Druckstufen wie folgt berechnen. Die vom Kreislauf aus dem Gewebe transportierte Menge Gas ist proportional zur Spannung Gewebe—Außenraum und zur Durchblutung. Dieser Transport ist um so wirksamer, je geringer die im Gewebe gelöste Menge Gas ist. Die Halbwertszeit hierfür berechnet sich aus Durchblutung und gelöster Menge Gas und ist von Gewebe zu Gewebe verschieden. Auf jeder Druckstufe stellt sich die Spannung im Gewebe exponentiell mit dieser Halbwertszeit auf die Spannung im Außenraum ein.

Mit diesen Voraussetzungen konnte HALDANE unter Annahme bestimmter Halbwertszeiten für verschiedene Gewebe und unter Annahme eines bestimmten kritischen Spannungsverhältnisses Druckfallschemata aufstellen.

¹ Um einen besseren Übergang zu einer Beschreibung mit Hilfe von Schaltbildern zu ermöglichen, bezeichnen wir Partialdrucke von Gasen und deren Differenzen als Gasspannungen.

DLR Bibliothek Köln-Porz



KP 00016793

Bei einer experimentellen Überprüfung ergab sich, daß bei langen Iso-pressionszeiten und hohen Drucken die Haldaneschen Schemata nicht mehr anwendbar waren. Man mußte von der Haldaneschen Hypothese eines festen kritischen Spannungsverhältnisses abweichen und für jedes Gewebe in Abhängigkeit vom Druck unterschiedliche kritische Spannungsverhältnisse einführen.

Später erkannte man, daß nicht das Spannungsverhältnis p_{tis}/p_{ex} , sondern die sich in den Geweben bildenden Blasen die eigentliche Ursache für die Druckfallbeschwerden darstellten. BATEMAN, HARVEY und NIMS versuchten, die Gasblasenbildung in ihre Theorie einzubeziehen. Ihre Überlegungen lieferten Ansätze für eine vollständige Theorie, sie enthalten jedoch noch einige Mängel und wurden nicht bis zur Diskussion von tatsächlichen Drucksturzschemata durchgeführt.

KELLER u. BÜHLMANN versuchten unter Berücksichtigung zusätzlicher Effekte, aber unter Beibehaltung der ursprünglichen Haldaneschen Hypothese, eine Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment zu erreichen.

Die Haldanesche Hypothese hat aber nur dann eine Berechtigung, wenn man sie aus einer Theorie der Gasblasenbildung herleiten kann.

In unserer Arbeit I (MÜLLER u. RUFF) haben wir versucht, die Grundlagen für die Theorie der Gasblasenbildung beim Druckfall zu entwickeln. Hierbei gingen wir von der Theorie physiologischer Transportprozesse aus. Wir untersuchten den Gastransport Gewebe—Außenraum und wägen die verschiedenen besteuernden Prozesse ab. In Anwendung auf eine Druckstufe fanden wir bei Vernachlässigung unwesentlicher Prozesse, daß die Gasspannung im Gewebe sich exponentiell auf die Gasspannung im Außenraum einstellt. Dieses Verhalten ließ sich mit dem eines RC-Gliedes in der Elektrizitätslehre vergleichen. Wir führten diesen Vergleich weiter und ordneten jedem besteuernden Prozeß ein Schaltelement zu. Aus diesen Schaltelementen konnten wir für den gesamten Gastransport im Organismus ein Schaltbild aufbauen. Hieraus läßt sich die Begründung und die Voraussetzung der Haldaneschen Beschreibung des Gastransportes Gewebe—Außenraum mit verschiedenen Halbwertszeiten herleiten.

In einer weiteren Arbeit II (MÜLLER u. RUFF) haben wir dem Transport Gewebe—Gasblase und der Gasblase selbst Schaltelemente zugeordnet. Das Wachsen einer Gasblase läßt sich mit einem zeitabhängigen RC-Glied beschreiben, das sich aus der Speicherkapazität der Blase, d. h. dem Volumen, und aus dem Diffusionswiderstand für den Transport in der Umgebung der Blase berechnet.

Unter diesen Annahmen konnten wir die Größe der Gasblase analytisch darstellen.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, unsere Theorie und die zugrundeliegenden Prinzipien zu prüfen, weiter zu entwickeln und auf den experimentellen Befund anzuwenden. Die Zahlenwerte der in die Theorie eingehenden Parameter versuchen wir aus der Literatur zu entnehmen oder abzuschätzen. Als experimentelles Material verwenden wir Tauchtabellen.

II. Grundlagen

Aufbauend auf unseren Arbeiten I und II wollen wir die Grundlagen für die spätere Rechnung entwickeln und übersichtlich darstellen.

1. Prinzipien

Als erstes führen wir die Prinzipien unserer Theorie auf.

a) Unsere Untersuchungen beziehen sich nur auf die Löslichkeitskomponente der Druckfallbeschwerden und erfassen damit die Gasblasen im Organismus, die dem gelösten Gas entstammen. Wir vernachlässigen Gasblasen, die aus überdehnten Alveolen in die Gefäße übertreten. Diese Lungenkomponente ist nur bei sehr schnellen Druckstürzen von Bedeutung (HARTMANN u. MÜLLER).

b) Wir unterscheiden nichtlokalisierte Blasen im Blut und lokalisierte Blasen im Gewebe. Nichtlokalisierte Blasen in der Arterie können wegen der dort herrschenden Druckverhältnisse nur im Anfang eines Drucksturzes entstehen, werden in die Capillaren verschleppt und bilden dann lokalisierte Blasen im Gewebe. Nichtlokalisierte Blasen in den Venen werden in die Lungencapillaren verschleppt und bilden dort lokalisierte Blasen. Die Hauptursache der Druckfallbeschwerden sind die lokalisierten Blasen im Gewebe.

c) Auf eine Gasblase (Radius r_{bl} ; Oberfläche A_{bl} ; Volumen V_{bl}) im Gewebe wirkt neben äußerem Luftdruck und hydrostatischem Druck ein äußerer Druck, der von der Blasengröße abhängt und sich aus einem

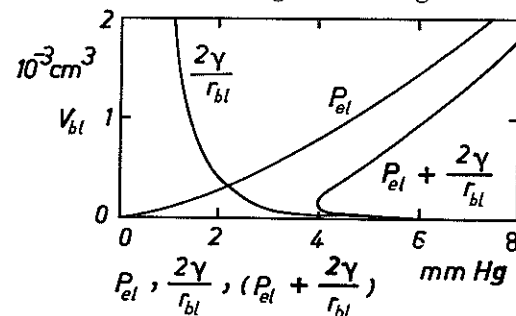


Abb. 1. Druck ($P_{el} + 2\gamma/r_{bl}$) als Funktion des Volumens V_{bl} ; P_{el} : Anteil des elastischen Drucks; $2\gamma/r_{bl}$: Anteil der Oberflächenspannung

elastischen Anteil P_{el} und der Oberflächenspannung $2\gamma/r_{bl}$ zusammengesetzt. NIMS hat diesen Druck ($P_{el} + 2\gamma/r_{bl}$) in Abhängigkeit vom Volumen dargestellt (s. Abb. 1). Zu jedem Druck gehören zwei Volumina.

d) Der Anteil $2\gamma/r_{bl}$ der Oberflächenspannung läßt eine Neuentstehung einer Gasblase bei verschwindend kleinem Radius nicht zu. Eine Gasblase kann daher nur aus einem schon vorgebildeten Gaskeim wachsen. Gaskeime haften an Gewebsstrukturen. Hierbei verändern Grenzflächenspannungen den Anteil $2\gamma/r_{bl}$.

Nach einem genügend großen Drucksturz wächst ein Gaskeim zu einer Gasblase, auf die schließlich wieder die Oberflächenspannung $2\gamma/r_{bl}$ wirkt. Dieser Übergang Gaskeim—Gasblase ist schwer erfäßbar und von Gaskeim zu Gaskeim unterschiedlich. In unserer Rechnung lassen wir daher die Gasblasen unmittelbar nach dem Drucksturz von einem festen Anfangsvolumen aus wachsen. Eine solche idealisierte Blase bezeichnen wir als „die Blase“, deren Größe von Gewebe zu Gewebe unterschiedlich sein kann.

e) Im Gewebe sind immer Gaskeime vorhanden (HARVEY).

f) Mit der Voraussetzung d) haben wir die Entstehungsphase der Blase aus unseren Rechnungen ausgeklammert. Das weitere Wachsen und anschließende Schrumpfen der Blase verläuft so langsam, daß Trägheitskräfte und Reibungskräfte vernachlässigbar sind und eine stationäre Druckbilanz gilt. Hiernach ist der gesamte äußere Gasdruck (Gasspannung) P_{ex} auf die Blase gleich der gesamten Gasspannung P_{el} in der Blase:

$$P_{ex} + \rho \cdot g \cdot h + \left(\frac{2\gamma}{r_{bl}} + P_{el} \right) = P_{bl}, \quad (1)$$

wobei P_{ex} die gesamte äußere Spannung (Luftdruck) und $\rho \cdot g \cdot h$ den hydrostatischen Druck der über der Gasblase lastenden Flüssigkeitssäule bedeuten (ρ : Dichte, h : Höhe der Flüssigkeitssäule; g : Erdbeschleunigung).

g) Eine Gasblase ist dann stabil, wenn eine Störung des Druckgleichgewichts (1) einen Vorgang einleitet, der den ursprünglichen Gleichgewichtszustand wieder herstellt. Eine Vergrößerung ΔV_{bl} des Volumens induziert eine Veränderung des äußeren Drucks auf die Blase und eine Veränderung der Gasspannung in der Blase. Ist der erste Anteil größer als der zweite, so wird als Resultat die Blase wieder auf die ursprüngliche Größe zusammengedrückt, und die Blase ist stabil. Damit erhalten wir als Bedingung für die Stabilität

$$\Delta \left(\frac{2\gamma}{r_{bl}} + P_{el} \right) > \Delta P_{bl} \quad \text{für} \quad \Delta V_{bl} > 0 \quad (2)$$

oder

$$\frac{d}{dV_{bl}} \left(\frac{2\gamma}{r_{bl}} + P_{el} \right) > \frac{dP_{bl}}{dV_{bl}}. \quad (3)$$

Äußere Gesamtgasspannung und hydrostatischer Druck wurden während eines solchen Einstellvorganges als konstant angenommen. Der Wert der linken Seite von Ungleichung (3) läßt sich als Steigung der

Druckvolumenkurve entnehmen. Für zwei einfache Grenzfälle wollen wir den Wert der rechten Seite angeben.

Der eine Grenzfall ist eine undurchlässige Blase mit konstanter Gasmenge während eines solchen Einstellvorganges. Unter Verwendung des idealen Gasgesetzes für den Zusammenhang zwischen P_{bl} und V_{bl} läßt sich zeigen, daß die Ungleichung (3) auf der ganzen Druckvolumenkurve gilt. Damit ist eine undurchlässige Blase immer stabil.

Der zweite Grenzfall ist eine durchlässige Blase, deren Gasspannung P_{bl} beim Einstellvorgang gleich der konstant angenommenen Gasspannung im Gewebe ist. Die rechte Seite der Ungleichung (3) verschwindet daher, und der obere Ast der Druckvolumenkurve ist stabil, der untere Ast instabil.

Je nach der Durchlässigkeit der Blase liegt die kleinste noch stabile Blase irgendwo auf dem unteren Ast der Druckvolumenkurve.

h) Die Spannungen der aktiv am Stoffwechsel beteiligten Gase O_2 , CO_2 und des Wasserdampfes H_2O sollen im ganzen Organismus dem stationären Zustand entsprechen, der zu der momentanen äußeren Spannung und der momentanen Belastung des Organismus gehört.

i) Die Spannungen p_{alv} der inaktiven, d. h. der nicht am Stoffwechsel beteiligten Permanentgase (N_2 , He usw.) in der Alveole sollen dem stationären Zustand entsprechen, der zu der momentanen äußeren Spannung und der momentanen Belastung des Organismus gehört.

j) Der Gastransport aus einem bestimmten Gewebsgebiet zur Alveole soll für jedes inaktive Permanentgas beschreibbar sein durch ein RC-

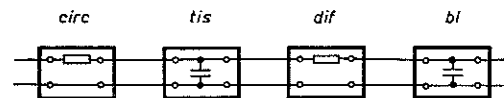


Abb. 2. Schaltbild für den Gastransport Alveole—Blase. *circ* Kreislauf; *tis* Gewebe; *dif* Diffusion zur Blase; *bl* Blase

Glied, gebildet aus dem Transportwiderstand R_{circ} des zugehörigen Kreislaufzweiges und der Speicherkapazität C_{tis} des Gewebsgebiets (s. Schaltbild der Abb. 2):

$$R_{circ} = \frac{1}{\dot{V}_{circ} \cdot k_{circ}}, \quad (4)$$

$$C_{tis} = V_{tis} \cdot k_{tis}. \quad (5)$$

Die Größen V und $\dot{V}$ bedeuten Volumen und je Zeiteinheit gefördertes Volumen, die Größe k den Löslichkeitskoeffizienten. Aus Transportwiderstand R_{circ} und Speicherkapazität C_{tis} lassen sich die Zeitkonstante

$$\tau = R_{circ} \cdot C_{tis} = \frac{V_{tis} \cdot k_{tis}}{\dot{V}_{circ} \cdot k_{circ}} \quad (6)$$

bzw. die Halbwertszeit

$$\tau_H = 0,69 \cdot \tau = 0,69 \cdot R_{\text{circ}} \cdot C_{\text{tis}} = 0,69 \cdot \frac{V_{\text{tis}} \cdot k_{\text{tis}}}{\dot{V}_{\text{circ}} \cdot k_{\text{circ}}} \quad (7)$$

für den Transport Gewebsgebiet—Alveole berechnen.

Für die einzelnen Gewebsgebiete nehmen wir jeweils einen unabhängigen Transport zur Alveole mit unterschiedlichen Halbwertszeiten an. In der späteren Rechnung werden wir diese Halbwertszeiten nicht nach Gl. (7) berechnen, sondern in Anlehnung an experimentelle Daten ein Spektrum von Halbwertszeiten voraussetzen.

k) Die Gase O_2 , CO_2 und der Wasserdampf H_2O dringen sofort in eine sich bildende Blase ein, es herrscht also ein Gleichgewichtszustand Blase—Gewebe.

l) Die inaktiven Permanentgase diffundieren in die Blase hinein. Dieser Transport durch die Diffusionsschicht von der Größenordnung des Radius r_{bl} wird mit dem Diffusionswiderstand

$$R_{\text{dif}} = \frac{1}{4\pi r_{\text{bl}} D_{\text{tis}} k_{\text{tis}}} \quad (8)$$

mit der Diffusionskonstanten D_{tis} beschrieben (MÜLLER u. RUFF, II). Im Gegensatz hierzu nimmt BATEMAN wie bei einer gerührten Flüssigkeit eine konstante Dicke d der Diffusionsschicht an (s. auch HARVEY). Diese Annahme führt zu einem Diffusionswiderstand

$$R_{\text{dif}} = \frac{d}{4\pi r_{\text{bl}}^2 D_{\text{tis}} k_{\text{tis}}} \quad (8a)$$

Bei der Herleitung von R_{dif} wurde der unmittelbare Abtransport durch Capillaren aus der Diffusionsschicht vernachlässigt. Dies ist wegen der Kompression der Capillaren in der Nachbarschaft der Blase gerechtfertigt.

Der Blase kommt im Schaltbild die Speicherkapazität

$$C_{\text{bl}} = \frac{V_{\text{bl}}}{RT} \quad (9)$$

für die Aufnahme von inaktiven Permanentgasen zu. R und T bedeuten Gaskonstante und absolute Temperatur.

m) Die Entleerung des Gewebes in die Blase hinein soll vernachlässigbar sein beim Transport Gewebe—Alveole (s. Abb. 2).

n) In der Literatur werden verschiedene Größen S als Maß für die Druckfallbeschwerden angegeben. NIMS wählte den volumenabhängigen Druck auf die Blase

$$S_N = \left(P_{\text{el}} + \frac{2\gamma}{r_{\text{bl}}} \right), \quad (10)$$

BATEMAN dagegen die Größe

$$S_B = \frac{r_{\text{bl}} (P_{\text{tis}0} - P_{\text{ex}0})}{\sqrt{t}}, \quad (11)$$

wo $P_{\text{tis}0}$ und $P_{\text{ex}0}$ die Gasspannungen im Gewebe und im Außenraum unmittelbar nach dem Drucksturz und t die Zeit nach dem Drucksturz bedeuten.

Als Ursache für die Beschwerden durch eine lokalisierte Blase müssen wir die Verformung des Gewebes ansehen. Diese Verformung ist mit dem Druck P_{el} des Gewebes auf die Gasblase verknüpft. Als natürliches Maß für die Beschwerden können wir daher den Druck P_{el} einführen; gleichwertig hiermit ist aber jede andere Größe, die gleichsinnig P_{el} verläuft, wie z. B. das Volumen V_{bl} , die Oberfläche A_{bl} oder der Radius r_{bl} der Blase. Beschwerden treten dann auf, wenn die so eingeführten Größen bestimmte kritische Werte S_{krit} erreichen. Die kritischen Werte können von Gewebe zu Gewebe unterschiedlich sein.

Als Maß für die momentanen Beschwerden in einem speziellen Gewebe wählen wir die momentane Oberfläche der Blase. Bei verschiedenen empfindlichen Geweben müssen wir mit einer Funktion s die Blasengröße umrechnen auf eine solche Blasengröße in einem Bezugsgewebe, die gleiche Beschwerden verursacht. Es gilt dann

$$S = A_{\text{bl}}(t, \tau) \cdot s \quad (12a)$$

für den momentanen Zustand der Blase. Mit der Abhängigkeit von τ soll die gesamte Abhängigkeit von der Gewebsart angedeutet werden. Die so eingeführte Funktion s hängt von der Gewebsart und eventuell noch von der Größe der Blase ab und kann als die Empfindlichkeit des Gewebes aufgefaßt werden.

Wir betrachten die Blase in einem speziellen Gewebe während eines bestimmten Zeitraums. Der gefährlichste Zustand der Blase wird dann erreicht, wenn ihre Ausdehnung am größten ist. Es gilt

$$S = \text{Max} (A_{\text{bl}}(t, \tau) \cdot s) = A_{\text{bl}}(t_{\text{max}}, \tau) \cdot s \quad \text{mit} \quad \tau = \text{const} \quad (12b)$$

für den gefährlichsten Zustand der Blase zum Zeitpunkt t_{max} .

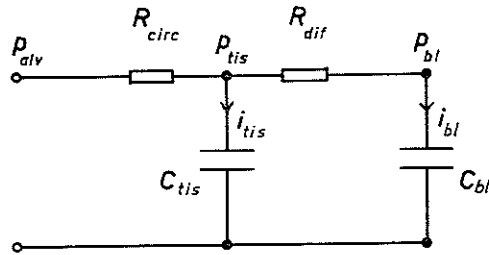
Der gefährlichste Zustand einer Blase in einem bestimmten Zeitraum kann von Gewebe zu Gewebe unterschiedlich sein und besitzt im gefährdetsten Gewebe seinen größten Wert. Es gilt

$$S = \text{Max} (A_{\text{bl}}(t_{\text{max}}, \tau) \cdot s) = A_{\text{bl}}(t_{\text{max}}, \tau_{\text{max}}) \cdot s \quad (12c)$$

für den gefährlichsten Zustand der Blase im gefährdetsten Gewebe mit der Zeitkonstanten τ_{max} .

2. Gleichungen

Aus dem Schaltbild der Abb. 3 entnehmen wir folgende Gesetzmäßigkeiten für den Transport *Kreislauf—Gewebe*:

Abb. 3. Ströme (i) und Spannungen (p) beim Gastransport Alveole-Blase

das Ohmsche Gesetz

$$\frac{p_{alv} - p_{tis}}{R_{circ}} = i_{circ}, \quad (13)$$

das Kirchhoffsche Gesetz der Stromverzweigung

$$i_{circ} = i_{tis} + i_{bl} \quad (14)$$

und die Gleichung für die Aufladung eines Kondensators

$$i_{tis} = C_{tis} \frac{dp_{tis}}{dt}. \quad (15)$$

Die unter m) genannte Voraussetzung bedeutet für unsere Transportgrößen

$$|i_{tis}| \gg |i_{bl}| \quad \text{oder} \quad |i_{bl}| \approx 0. \quad (16)$$

Mit Gln. (6), (13)–(16) erhalten wir die Gleichung

$$p_{alv} - p_{tis} = \tau \frac{dp_{tis}}{dt}. \quad (17)$$

Durch Integration ergibt sich:

$$p_{tis} = e^{-\frac{t}{\tau}} \frac{1}{\tau} \int_0^t e^{\frac{t}{\tau}} p_{alv}(t) dt - p_{tis0} e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (18)$$

Für konstante Gasspannung p_{alv} in der Alveole, wie sie z. B. auf einer Druckstufe vorliegt, vereinfacht sich Gl. (18) zu

$$\begin{aligned} p_{tis} &= (p_{tis0} - p_{alv}) e^{-\frac{t}{\tau}} + p_{alv}, \\ &= (p_{tis0} - p_{alv}) 2^{-\frac{t}{\tau_H}} + p_{alv}. \end{aligned} \quad (19)$$

Der Transport *Gewebe-Blase* wird durch die beiden Schaltelemente R_{dif} und C_{bl} beschrieben. Es gelten das Ohmsche Gesetz

$$\frac{p_{tis} - p_{bl}}{R_{dif}} = i_{bl}, \quad (20)$$

und die Gleichung für die Aufladung eines zeitlich veränderlichen Kondensators

$$i_{bl} = C_{bl} \frac{dp_{bl}}{dt} + p_{bl} \frac{dC_{bl}}{dt}. \quad (21)$$

Die Transportgrößen R_{dif} und C_{bl} berechnen sich aus Gln. (8), (9).

Die Gln. (4)–(9), (13)–(21) lassen sich auf jedes nicht aktiv am Stoffwechsel beteiligte Permanentgas, wie z. B. N_2 oder He, anwenden. Mehrere inaktive Permanentgase unterscheiden wir mit einem Index l , wogegen wir die aktiven Gase und H_2O mit dem Index m unterscheiden wollen.

Das *elastische Verhalten der Blase* wird durch die Druckvolumenbeziehung

$$P_{el} + \frac{2\gamma}{r_{bl}} = F(V_{bl}) \quad (22)$$

mit einer als bekannt angenommenen Funktion F gegeben. An Stelle der Veränderlichen V_{bl} in der Funktion F können wir auch die Oberfläche A_{bl} oder den Radius r_{bl} wählen. Die Druckbilanz (1) der Blase läßt sich dann umschreiben in

$$P_{ex} + \varrho \cdot g \cdot h + F(V_{bl}) = \sum^l p_{bli} + \sum^m p_{blm}. \quad (23)$$

Zur Berechnung der Blasengröße setzen wir jetzt im Hinblick auf unsere Anwendung voraus, daß nur ein inaktives Gas, wie z. B. Stickstoff, vorhanden ist. Wir können damit auf den Index l verzichten und lassen auch die Gasartbezeichnung bei dem inaktiven Permanentgas fort. Eine Übertragung auf die Atmung mit mehreren inaktiven Permanentgasen ist ohne weiteres möglich.

Die Aufstellung der Endgleichung wollen wir nur kurz skizzieren. Wir kombinieren Gln. (20) und (21), drücken die Größen p_{bl} , R_{dif} und C_{bl} durch Gln. (23), (8), (9) aus und finden nach einigen Umformungen

$$\frac{dA_{bl}}{dt} = 8\pi D_{tis} k_{tis} \mathcal{R} T \frac{(p_{tis} - p_{bl}) - (C_{bl} R_{dif}) \frac{d}{dt} (P_{ex} + \varrho \cdot g \cdot h)}{p_{bl} + \frac{2}{3} A_{bl} \frac{dF}{dA_{bl}}} \quad (24)$$

oder für konstante Dicke der Diffusionsschicht nach Gl. (8a):

$$\frac{dr_{bl}}{dt} = \frac{D_{tis} k_{tis} \mathcal{R} T}{d} \frac{(p_{tis} - p_{bl}) - (C_{bl} R_{dif}) \frac{d}{dt} (P_{ex} + \varrho \cdot g \cdot h)}{p_{bl} + \frac{1}{3} r_{bl} \frac{dF}{dr_{bl}}}. \quad (24a)$$

Gegenüber der früheren Arbeit II stellt Gl. (24) eine Erweiterung für beliebige Zeitabhängigkeit der äußeren Spannung P_{ex} , der alveolaren Gasspannung p_{alv} und des hydrostatischen Drucks dar.

Für zeitlich konstante Werte der äußeren Spannung P_{ex} und des hydrostatischen Drucks $\varrho \cdot g \cdot h$, wie sie z. B. auf einer Druckstufe vorliegen, verschwindet im Zähler der Grundgleichung (24) der zeitliche Differentialquotient:

$$\frac{dA_{\text{bl}}}{dt} = 8\pi D_{\text{tis}} k_{\text{tis}} \mathcal{R} T \frac{p_{\text{tis}} - p_{\text{bl}}}{p_{\text{bl}} + \frac{2}{3} A_{\text{bl}} \frac{dF}{dA_{\text{bl}}}} \quad (25)$$

bzw.

$$\frac{dr_{\text{bl}}}{dt} = \frac{D_{\text{tis}} k_{\text{tis}} \mathcal{R} T}{d} \frac{p_{\text{tis}} - p_{\text{bl}}}{p_{\text{bl}} + \frac{1}{3} r_{\text{bl}} \frac{dF}{dr_{\text{bl}}}} \quad (25a)$$

Vereinfachte Formen dieser Grundgleichung finden sich auch bei BATEMAN und HARVEY.

Der größeren Anschaulichkeit wegen haben wir die Größen p_{tis} , p_{bl} , R_{diff} und C_{bl} in der Grundgleichung belassen. Bei einer numerischen Auswertung müssen wir diese Größen noch mit den Gln. (18), (23), (8), (9) eliminieren. Auf der rechten Seite treten dann neben der Blasengröße noch folgende Parameter bzw. Funktionen auf:

zeitabhängige äußere Gasspannung (Luftdruck):	$P_{\text{ex}}(t)$,
zeitabhängige Spannung des Gases X in der Alveole:	$p_{\text{alv}}(t)$,
Spannung des Gases X im Gewebe zu Beginn des Drucksturzes:	$p_{\text{tis}0}$,
Spannungen der Gase O_2 , CO_2 , H_2O in der Blase:	$\sum^m p_{\text{blm}}$,
zeitabhängiger hydrostatischer Druck:	$\varrho \cdot g \cdot h$,
Druckvolumenbeziehung für eine Blase im Gewebe:	$F(V_{\text{bl}})$,
Diffusionskoeffizient des Gewebes:	D_{tis} ,
(Dicke der Diffusionsschicht:	d),
Löslichkeitskoeffizient des Gewebes:	k_{tis} ,
absolute Temperatur des Gewebes:	T ,
Halbwertszeit für den Transport Gewebe—Außenraum:	τ_{H} .

III. Parameter

Wir haben eben die Parameter aufgeführt, die in unsere Rechnung eingehen. Hinzu kommt noch die anfängliche Größe der Blase. Der Verlauf

Tabelle 1. Bunsenscher Absorptionskoeffizient $\alpha = k \cdot \text{mm Hg}$ und Diffusionskoeffizient D für verschiedene Medien

Medium	Temperatur (°C)	Bunsenscher Absorptions- koeffizient ($\text{cm}^3 \text{ NTP} / \text{cm}^3$)		Diffusions- koeffizient* (cm^2 / sec)
		N_2	He	
Wasser	38	0,012	0,009	
Blut (Rind)	38	0,012	0,009	
Olivöl	37	0,067	0,015	
Wasser	36			$3,6 \cdot 10^{-5}$

* LIEBERMANN (extrapoliert).

der äußeren Spannung $P_{\text{ex}}(t)$ ist aus dem Drucksturz bekannt; die Temperatur T ist meßbar, und die Zahlenwerte für die Diffusionskonstante D_{tis} und den Löslichkeitskoeffizienten k_{tis} sind aus der Tabelle 1 zu entnehmen; der Zahlenwert des hydrostatischen Drucks $\varrho \cdot g \cdot h$ läßt sich abschätzen. Die anderen Größen wollen wir jetzt im einzelnen diskutieren.

1. Anfangsgröße der Blase

Wegen der schwierigen Beschreibung des Übergangs Gaskeim—Gasblase wollten wir nach II.1.d die Blase mit einem festen Anfangsvolumen entstehen lassen. Als Anfangsvolumen bietet sich das Minimum der stabilen Blase an, das je nach Durchlässigkeit der Blase irgendwo auf dem unteren Ast der Druckvolumenkurve liegt.

Wir wollen jetzt untersuchen, ob wir für die Rechnung den stabilen Ast bis in den Nullpunkt hinein verlängern und dort die Blase entstehen lassen dürfen. Dies ist immer dann möglich, wenn das anfängliche Wachsen der Blase bei kleinen Volumina ohne großen Einfluß auf die berechnete Blasengröße ist. Im Gegensatz hierzu könnte man sich z. B. vorstellen, daß bei einer sehr kleinen Blase so wenig Gas in die Blase hinein diffundiert, daß sie extreme Zeiten zum Aufbau benötigt.

Wir vereinfachen die Blasengleichung (24) für den Anfang einer Blasenentwicklung. Hierbei können die Größen F , A_{bl} bzw. r_{bl} als klein und die Größen p_{tis} , P_{ex} , $\varrho \cdot g \cdot h$, $\sum^m p_{\text{blm}}$ als konstant betrachtet werden. Dann wird aus Gl. (24)

$$\frac{dA_{\text{bl}}}{dt} = \text{const} \quad (26)$$

bzw.

$$\frac{dr_{\text{bl}}}{dt} = \text{const.} \quad (26a)$$

In der Umgebung des Nullpunkts haben wir also eine konstante Wachstumsgeschwindigkeit der Blasengröße.

Verlängern wir den stabilen Teil der Druckvolumenkurve bis in den Nullpunkt hinein, so wird das zusätzliche Stück mit einer konstanten Geschwindigkeit der Blasengröße überwunden. Hierdurch entsteht bei der Berechnung der Blasengröße ein relativer Fehler, der von der Größenordnung des Verhältnisses von tatsächlicher minimaler Blasen-größe zur Endblasengröße ist. Wir können also ohne wesentlichen Fehler die Blasenbildung aus Null heraus berechnen.

2. Druckvolumenbeziehung

In der Arbeit II haben wir die Blase am Anfang des oberen Astes der Druckvolumenkurve entstehen lassen. Für den oberen Ast verwendeten wir die Darstellung

$$F = \alpha_1 (V_{bl} - \alpha_2)^{\alpha_3} + \alpha_4 \quad (27)$$

mit den Konstanten α_1 . Es bedeuten α_2 das Anfangsvolumen, α_4 den zugehörigen Druckwert. Anstieg und Krümmung lassen sich durch geeignete Wahl von α_1 und α_3 vorgeben. Nach den Überlegungen im letzten Abschnitt können wir Anfangsvolumen und Anfangsdruck α_2 und α_4 gleich Null setzen.

Wir könnten jetzt versuchen, die Koeffizienten α_1 und α_3 den experimentellen Druckvolumenkurven anzupassen oder durch geeignete Wahl ihrer Zahlenwerte eine repräsentative Schar von verschiedenen Geweben zu konstruieren. Bei der späteren Anwendung auf die Tauchtabellen wird sich jedoch der Druck F als geringfügig im Vergleich zu den anderen Druckbeiträgen ergeben. Wir werden dann F durch einen konstanten Näherungswert berücksichtigen.

3. Gasspannungsverteilung im Organismus

Für einen Drucksturz sollen die äußere Spannung $P_{ex}(t)$ und die Gaszusammensetzung gegeben sein. Wir versuchen jetzt, hieraus die für die Beschreibung notwendigen Größen $p_{alv}(t)$ und $\sum^m p_{blm}$ zu berechnen.

Dazu untersuchen wir die Verhältnisse bei Atmung unter normalem Druck und übertragen sie auf den interessierenden Druckbereich. Wegen der individuellen Schwankungen runden wir die Spannungswerte auf volle 10 mm Hg ab. Die angegebenen Werte beschreiben den stationären Zustand bei normaler Belastung.

In der trockenen Außenluft (ex) werden

$$\begin{aligned} 160 \text{ mm Hg O}_2, \\ 600 \text{ mm Hg N}_2 \end{aligned}$$

angeboten. In der Lunge kommen die Gase H_2O und CO_2 mit einem Beitrag von 90 mm Hg hinzu. Um diesen Wert müssen sich dort gegenüber dem Außenraum die Spannungen von O_2 und N_2 verringern. Hier- von entfällt auf den Sauerstoff der größere Anteil von 60 mm Hg. Damit besteht die Alveolarluft (alv) aus

$$\begin{aligned} 100 \text{ mm Hg O}_2, \\ 570 \text{ mm Hg N}_2, \\ 90 \text{ mm Hg (H}_2\text{O und CO}_2\text{)}. \end{aligned}$$

Als Mittelwert für das Gewebe (tis) werden

$$\begin{aligned} 30 \text{ mm Hg O}_2, \\ 570 \text{ mm Hg N}_2, \\ 100 \text{ mm (H}_2\text{O und CO}_2\text{)} \end{aligned}$$

angegeben. Im stationären Zustand wird im Organismus kein Stickstoff transportiert. Daher stimmen die Stickstoffspannungen von Alveole und

Gewebe überein. Sauerstoff wird zum Gewebe transportiert. Die hierfür notwendige Spannungsdifferenz zwischen Alveole und Gewebe beträgt 70 mm Hg. Der vom Gewebe zur Alveole gerichtete Transport von CO_2 erklärt die Spannungsdifferenz von 10 mm Hg.

Im Gewebe summieren sich die Gasspannungen zu nur 700 mm Hg auf. Zwischen Außenraum und Gewebe existiert also für die Gesamt-gasspannung eine Differenz, die auch experimentell gefunden wurde.

Zur Übertragung der Daten auf Atmung bei anderen Bedingungen gehen wir von folgender Überlegung aus. Wir setzen normale Belastung des Organismus und Außenluft fester Zusammensetzung und konstanten Drucks voraus. Dann werden die gleichen Mengen O_2 und CO_2 transportiert wie unter Normalbedingungen. Wir können damit die zum Transport notwendigen Spannungsdifferenzen von Normalbedingungen auf andere Bedingungen übertragen und erhalten folgendes Modell:

Bei einem Druck von y atm bestehe die Außenluft aus

$$\begin{aligned} y \cdot 160 \text{ mm Hg O}_2, \\ y \cdot 600 \text{ mm Hg N}_2. \end{aligned}$$

Wird statt Luft eine Kunstatmosphäre verwendet, so setzen wir die Zusammensetzung

$$\begin{aligned} p_{ex O_2}, \\ p_{ex l} \end{aligned}$$

voraus. Die Gesamtheit der inaktiven Permanentgase l soll sich wie der Stickstoff verhalten.

Über den Atemwegen nehmen wir für O_2 und N_2 die gleichen Spannungsdifferenzen wie unter Normalbedingungen an. In der Lunge sei der Beitrag von H_2O und CO_2 normal. Damit ergibt sich für die Alveolarluft

$$\begin{aligned} (y \cdot 160 - 60) \text{ mm Hg O}_2, \\ (y \cdot 600 - 30) \text{ mm Hg N}_2, \\ 90 \text{ mm Hg (H}_2\text{O und CO}_2\text{)} \end{aligned}$$

oder im Falle der Kunstatmosphäre

$$\begin{aligned} p_{alv O_2} &= p_{ex O_2} - 60 \text{ mm Hg}, \\ \sum^l p_{alv l} &= \sum^l p_{ex l} - 30 \text{ mm Hg}, \\ p_{alv CO_2} + p_{alv H_2O} &= 90 \text{ mm Hg}. \end{aligned}$$

Um die entsprechenden Daten für das Gewebe zu erhalten, müssen wir uns erst den O_2 -Transport im Kreislauf näher ansehen. Bis zu 100 mm Hg wird O_2 im Blut chemisch gebunden. Diese chemische Bindung, zuzüglich des geringen Anteils von physikalischer Lösung, beträgt $0,2 \text{ cm}^3_{NTP} O_2$ je 1 cm^3 Blut und wird bei Normalbedingungen nur zu 50% ausgenützt. Der Kreislauf transportiert also $0,1 \text{ cm}^3_{NTP} O_2$

je 1 cm³ Blut; die zugehörige Spannungsdifferenz Arterie—Vene bzw. Alveole—Capillaren beträgt 50 mm Hg. Weitere 20 mm Hg liegen zwischen den Capillaren bzw. Venen und dem Gewebe.

Für unser Modell nehmen wir jetzt im Bereich der chemischen Bindungen bis 100 mm Hg eine geradlinige Sauerstoffbindungskurve an (s. Abb. 4). Unter Normalbedingungen liegen also die O₂-Spannungen

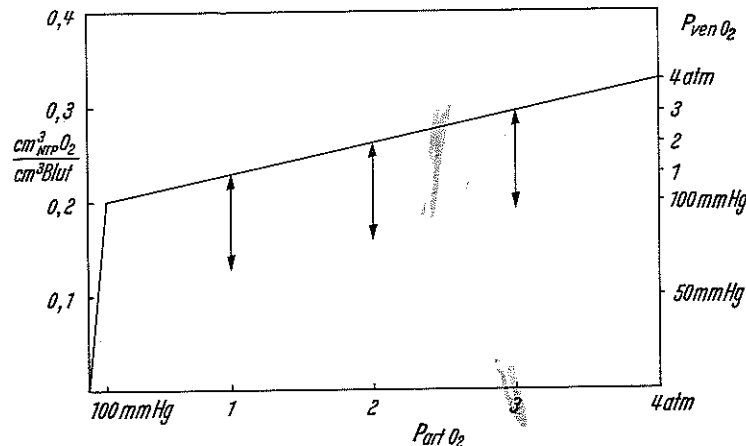


Abb. 4. Idealisierte Sauerstoffbindungskurve des Blutes

des Kreislaufs zwischen 100 mm Hg für arterielles und 50 mm Hg für venöses Blut. Bei Atmung im Überdruck ist das O₂-Angebot größer, ein Teil des Sauerstoffs wird in physikalisch gelöster Form transportiert. Die physikalische Lösung beträgt jedoch 0,024 cm³ NTP O₂ je 1 cm³ Blut bei einer Spannungsdifferenz von 760 mm Hg. Liegt die arterielle O₂-Spannung $p_{art\ O_2}$ oberhalb von 100 mm Hg, so ist 1 cm³ Blut mit

$$(p_{art\ O_2} - 100\text{ mm Hg}) \frac{0,024}{760} \text{ cm}^3_{\text{NTP}} \text{ O}_2 \text{ physikalisch gelöst} \\ 0,2 \text{ cm}^3_{\text{NTP}} \text{ O}_2 \text{ chemisch gebunden} \\ (+ \text{ physikalisch gelöst})$$

beladen. Oberhalb von 100 mm Hg verläuft also die Kurve der Abb. 4 für den O₂-Transport des Blutes flacher.

Zur Berechnung der Sauerstoffspannung im Gewebe müssen wir zwei Fälle unterscheiden. Im Fall I wird die venöse Sauerstoffspannung $p_{ven\ O_2}$ kleiner als 100 mm Hg und der im Gewebe verbrauchte Sauerstoff wird der chemischen Bindung und der physikalischen Lösung entnommen. Im Fall II mit einer venösen Sauerstoffspannung $p_{ven\ O_2}$ oberhalb von 100 mm Hg stammt der verbrauchte Sauerstoff allein aus der physikalischen Lösung. Wir finden damit einen Sauerstofftransport je 1 cm³ Blut

$$\text{I } (p_{art\ O_2} - 100\text{ mm Hg}) \frac{0,024}{760} + \frac{0,2}{100} (100\text{ mm Hg} - p_{ven\ O_2}) \text{ cm}^3_{\text{NTP}} \text{ O}_2,$$

$$\text{II } (p_{art\ O_2} - p_{ven\ O_2}) \frac{0,024}{760} \text{ cm}^3_{\text{NTP}} \text{ O}_2.$$

Setzen wir jetzt diesen Transport gleich 0,1 cm³ NTP O₂ je 1 cm Blut, so finden wir eine Beziehung für die venöse Sauerstoffspannung $p_{ven\ O_2}$:

$$\text{I } p_{ven\ O_2} = 50\text{ mm Hg} + (p_{art\ O_2} - 100\text{ mm Hg}) \cdot 0,0158$$

$$\text{II } p_{ven\ O_2} = p_{art\ O_2} - 3166\text{ mm Hg}.$$

Nach diesen Überlegungen ist ein Sauerstoffangebot von über 4 atm notwendig, damit $p_{ven\ O_2}$ größer als 100 mm Hg wird und so der ganze verbrauchte Sauerstoff physikalisch gelöst transportiert wird. Solche Sauerstoffspannungen treten aber bei Atmung im Überdruck im allgemeinen nicht auf; wir werden daher den Fall II nicht weiter mehr berücksichtigen.

Die bei einem bestimmten arteriellen Druck $p_{art\ O_2}$ zu transportierende Menge O₂ ist in Abb. 4 durch eine senkrechte Strecke dargestellt. Den zugehörigen Wert $p_{ven\ O_2}$ der venösen Sauerstoffspannung erhalten wir, wenn wir jeweils den unteren Punkt der Strecke auf die rechte Skala projizieren.

Die Länge der Strecke wird durch die Durchblutung und den Verbrauch von O₂ bestimmt. Wir haben eine, gemessen am Verbrauch, normale Durchblutung vorausgesetzt. Stärkere Durchblutung erhöht die venöse Sauerstoffspannung und verkürzt die dargestellte Strecke.

Setzen wir in die angegebene Formel für $p_{art\ O_2}$ die Sauerstoffspannung $p_{alv\ O_2}$ in der Lunge ein und berücksichtigen noch die Differenz von 20 mm Hg zwischen venösem Blut und Gewebe, so erhalten wir für das Gewebe

$$(30 + (y - 1) \cdot 160 \cdot 0,0158) \text{ mm Hg O}_2, \\ (y \cdot 600 - 30) \text{ mm Hg N}_2, \\ 100 \text{ mm Hg (H}_2\text{O} + \text{CO}_2)$$

oder für eine Kunstatmosphäre

$$p_{tis\ O_2} = p_{ex\ O_2} \cdot 0,0158 + (30 - 160 \cdot 0,0158) \text{ mm Hg}, \\ \sum^l p_{tis\ l} = \sum^l p_{ex\ l} - 30 \text{ mm Hg},$$

$$p_{tis\ CO_2} + p_{tis\ H_2O} = 100 \text{ mm Hg}.$$

Bisher haben wir für die Berechnung der O₂-Spannung das gesamte Gewebe wie ein einheitliches Gebiet mit örtlich konstanter Gasspannung behandelt. Tatsächlich ist aber der O₂-Verbrauch von Ort zu Ort unterschiedlich. Das beim O₂-Verbrauch anfallende CO₂ und die übrigen Stoff-

wechselprodukte regeln jedoch die Durchblutung auf normale Werte, unabhängig von der O_2 -Spannung².

Die in Abb. 4 eingezeichneten Strecken für den O_2 -Verbrauch gelten damit also für Gewebegebiete unterschiedlichen Verbrauchs. Die angegebenen Formeln sind für das gesamte Gewebe gültig.

Bei Gasgemischen, wie sie beim Überdruck verwendet werden, bietet man für längere Zeiten höchstens $\frac{1}{3}$ atm O_2 , für kürzere Zeiten bis zu 1 atm O_2 an. Der letzte Wert entspricht nach der angegebenen Formel einer O_2 -Spannung im Gewebe von 40 mm Hg. Für Atmung bei Überdruck mit einem Sauerstoffanteil bis zu 1 atm können wir eine O_2 -Spannung im Gewebe zwischen 30 und 40 mm Hg erwarten. Die Gase O_2 , H_2O und CO_2 liefern daher einen praktisch konstanten Beitrag zur Gesamtgasspannung im Gewebe:

$$\sum^m p_{blm} = p_{bl O_2} + p_{bl H_2O} + p_{bl CO_2} \approx 130 - 140 \text{ mm Hg.} \quad (28)$$

Bei einem Druck- oder Gaswechsel werden sich nur die Spannungen der inaktiven Permanentgase ändern.

4. Zeitkonstanten für den Gasaustausch

Als letzten Parameter, der in die Rechnung eingeht, müssen wir noch die Zeitkonstante τ bzw. die Halbwertszeit τ_H der Gl. (6), (7) diskutieren. HALDANE berücksichtigte einen Satz von Halbwertszeiten zwischen 5 min und 75 min. Mit einem Hinweis auf die Arbeiten von CAMPBELL u. HILL deutet er die Existenz größerer Halbwertszeiten an, die aber nach seiner Ansicht keine Symptome hervorrufen.

KELLER u. BÜHLMANN verwenden in ihrer Arbeit als Beispiel die Halbwertszeiten 50, 80 und 120 min. Sie weisen ebenfalls auf größere Halbwertszeiten hin. Dort sollen jedoch die Latenzzeiten so groß sein, daß die zugehörigen Gewebe für die Gasblasenbildung bedeutungslos sind. Als Latenzzeit müssen wir im Rahmen unserer Theorie diejenige Zeitspanne betrachten, in der nach einem Drucksturz eine Blase zur kritischen, beschwerdenerzeugenden Größe angewachsen ist.

Die Analyse der N_2 -Elimination bei Sauerstoffatmung liefert nach BEHNKE Halbwertszeiten bis zu 200 min. Diese Messungen werden jedoch bei extrem großen Eliminationszeiten wegen des geringen Transports zu ungenau und können also keine Anhaltspunkte über noch größere Halbwertszeiten liefern.

In dieser Arbeit lassen wir vorerst alle Halbwertszeiten zu und diskutieren später, welche Halbwertszeiten bei verschiedenen Isopressionszeiten eine Rolle spielen können.

² Der geringe Unterschied in der O_2 -Bindung zwischen oxydiertem und reduziertem Blut durch den unterschiedlichen CO_2 -Gehalt kann vernachlässigt werden.

IV. Berechnung der Gasblasen für eine einfache Dekompression

Im Hinblick auf unsere spätere Anwendung betrachten wir das Entstehen von Gasblasen während eines dreistufigen Druckverlaufes (Abb. 5). Wir beginnen mit der Stufe A bei normalem Druck, komprimieren auf

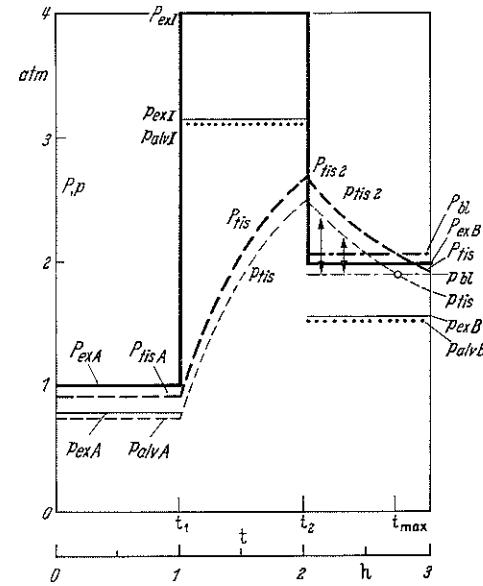


Abb. 5. Dreistufiger Druckverlauf

die Isopressionsstufe I und dekomprimieren nach einer Isopressionszeit t_1 auf die Endstufe B. Als Parameter dieses Druckverlaufs haben wir die Gesamtgasspannungen $P_{ex I}$, $P_{ex B}$, die Isopressionszeit t_1 und die Gaszusammensetzung auf den Stufen I und B zur Verfügung. Wir können diesen Druckverlauf als den Anfang einer stufenförmigen Dekompression ansehen, wobei wir allerdings im Unterschied dazu eine unendliche Dauer auf der Stufe B voraussetzen. Ein solcher Druckverlauf besitzt genügend Parameter, so daß die Ergebnisse der zugehörigen Rechnung mit großem experimentellen Material verglichen werden können.

Gasblasen sind nur auf der Stufe B zu erwarten. Zu ihrer Berechnung verwenden wir je nach dem Ansatz (8), (8a) für die Diffusionsschicht die Grundgleichungen (25) bzw. (25a). Die rechten Seiten beider Grundgleichungen stimmen bis auf einen Proportionalitätsfaktor überein³. Wir können also den gemeinsamen Bruch integrieren und haben damit ein Maß für die Größe der Blase gewonnen, ohne genau zu wissen,

³ Die Glieder $\frac{2}{3} A_{bl} \frac{dF}{dA_{bl}}$ und $\frac{1}{3} r_{bl} \frac{dF}{dr_{bl}}$ stimmen trotz unterschiedlichen Aussehens überein.

ob dieses Maß proportional zur Oberfläche oder zum Radius ist. Im folgenden werden wir nur die Grundgleichung (25) diskutieren, da die Auswertung der Gl. (25a) zu gleichartigen Ergebnissen führt.

Erst bei einem Übergang einer Blase von einer Druckstufe auf eine andere, wie er in dem hier behandelten Druckverlauf nicht auftritt, muß man sich für eine der beiden Formeln entscheiden. Hierbei ist es wesentlich, ob die im Laufe der Zeit angewachsene Größe der Oberfläche bzw. dem Radius proportional ist, da diese beiden Größen sich beim Übergang von einer Druckstufe zur anderen unterschiedlich transformieren.

1. Voraussetzungen

Bei der späteren Anwendung unserer Berechnungen wollen wir auf Feinheiten der Theorie verzichten. Daher treffen wir folgende naheliegenden Voraussetzungen.

Das Gas im Außenraum bestehe aus einem inaktiven Permanentgas X mit der Spannung⁴ p_{ex} und Sauerstoff mit dem Partialdruck $p_{ex O_2}$.

Auf Grund der Diskussion III,3. über die Gasspannungsverteilung verwenden wir für das Permanentgas X in der Alveole und im Gewebe den Zusammenhang

$$p_{alv} = p_{ex} - 30 \text{ mm Hg}, \quad (29)$$

während wir für die Spannungen der Gase O_2 , CO_2 , H_2O in der Blase die Beziehung

$$\sum^m p_{blm} = \sum^m p_{tism} \approx 130 \text{ mm Hg} \quad (30)$$

berücksichtigen.

Den Beitrag des hydrostatischen Drucks und des volumenabhängigen Drucks F schätzen wir ab mit

$$\left(P_{el} + \frac{2\gamma}{r_{bl}} \right) + \varrho \cdot g \cdot h = F(V_{bl}) + \varrho \cdot g \cdot h \approx 50 \text{ mm Hg}. \quad (31)$$

Im Rahmen dieser Abschätzung von F ist es sinnvoll, im Nenner der Grundgleichung (25) bzw. (25a) den Differentialquotienten von F zu vernachlässigen. In dieses unerhebliche Glied gehen unbekannte Detailkenntnisse über die Druckvolumenbeziehung der Blase ein.

Mit den Näherungen (30), (31) berechnet sich die Blasenspannung des Permanentgases X aus der Druckbilanz (23) zu

$$\begin{aligned} p_{bl} &\stackrel{!}{=} P_{ex} - 80 \text{ mm Hg} \\ &\stackrel{!}{=} p_{ex} + p_{ex O_2} - 80 \text{ mm Hg}. \end{aligned} \quad (32)$$

2. Berechnung der Blasengröße

Die Grundgleichung (25) gilt für zeitlich konstante Spannungen im Außenraum und damit auch für die Druckstufe B der Abb. 5. Mit den Voraussetzungen IV.1. vereinfacht sich die Grundgleichung zu

⁴ Größen ohne Angabe der Gasart beziehen sich auf das Permanentgas X.

$$\frac{dA_{bl}}{dt} = 8\pi D_{tis} k_{tis} \mathcal{R} T \frac{p_{tis} - p_{bl}}{p_{bl}}. \quad (33)$$

Als treibende Kraft für die Blasenbildung tritt die Spannung Gewebe—Blase des Permanentgases X auf. Wir wollen jetzt das Verhältnis einer Spannung zur Blasenspannung p_{bl} als normierte Spannung bezeichnen⁵. Dann ist die Wachstumsrate (33) der Blase ein Produkt aus einem Proportionalitätsfaktor

$$8\pi D_{tis} k_{tis} \mathcal{R} T = \beta_1, \quad (34)$$

der allein vom Organismus abhängt, und aus der normierten, treibenden Spannung

$$\frac{p_{tis} - p_{bl}}{p_{bl}} = \frac{p_{tis} - p_{alv B}}{p_{bl}} - \frac{p_{bl} - p_{alv B}}{p_{bl}}. \quad (35)$$

Mit Gl. (35) haben wir die treibende Spannung dargestellt als Spannung über dem Kreislauf, vermindert um die Spannung Blase—Alveole. Die erste Spannung bewirkt einen Aufbau der Blase, die zweite wegen des negativen Vorzeichens einen Abbau der Blase.

Nach Gl. (19) klingt die aufbauende Spannung exponentiell ab

$$\frac{p_{tis} - p_{alv B}}{p_{bl}} = \frac{p_{tis 2} - p_{alv B}}{p_{bl}} 2^{-\frac{t - t_2}{\tau_H}}. \quad (36)$$

Wir wenden jetzt die Gl. (19) auf die Stufe I an und finden nach einigen Umformungen für die aufbauende Spannung zu Beginn des Drucksturzes:

$$\frac{p_{tis 2} - p_{alv B}}{p_{bl}} = \frac{p_{alv I} - p_{alv A}}{p_{bl}} \left[\left(1 - 2^{-\frac{t_2 - t_1}{\tau_H}} \right) - \frac{p_{alv B} - p_{alv A}}{p_{alv I} - p_{alv A}} \right]. \quad (37)$$

Durch Kombination der Gln. (36), (37) erhalten wir unter Verwendung der Voraussetzungen für die aufbauende Spannung

$$\frac{p_{tis} - p_{alv B}}{p_{bl}} = \beta_2 (\beta_3 - \beta_4) 2^{-T} \quad (38)$$

mit der normierten Kompressionsspannung

$$\frac{p_{alv I} - p_{alv A}}{p_{bl}} = \frac{p_{ex I} - p_{alv A}}{p_{ex B} + p_{ex O_2 B} - 80 \text{ mm Hg}} = \beta_2, \quad (39)$$

dem Sättigungsgrad

$$1 - 2^{-T_1} = \beta_3 \quad (40)$$

und dem Stufenverhältnis

$$\frac{p_{alv B} - p_{alv A}}{p_{alv I} - p_{alv A}} = \frac{p_{ex B} - p_{ex A}}{p_{ex I} - p_{ex A}} = \beta_4. \quad (41)$$

Die Zeiten haben wir mit der Halbwertszeit τ_H normiert:

⁵ In eindeutigen Fällen werden wir auch die Bezeichnung „normiert“ fortlassen.

$$\frac{t-t_2}{\tau_H} = T \quad (42)$$

$$\frac{t_2-t_1}{\tau_H} = \frac{t_1}{\tau_H} = T_I. \quad (43)$$

Entsprechend zur aufbauenden Spannung (38) schreiben wir die abbauende Spannung als

$$\frac{p_{bl} - p_{alv\ B}}{p_{bl}} = \frac{p_{ex\ O_2\ B} - 50\ \text{mm Hg}}{p_{ex\ B} + p_{ex\ O_2\ B} + 80\ \text{mm Hg}} = \beta_2 \beta_5, \quad (44)$$

wobei β_5 das Verhältnis von abbauender Spannung zur Kompressionsspannung bedeutet:

$$\frac{p_{bl} - p_{alv\ B}}{p_{alv\ I} - p_{alv\ B}} = \frac{p_{ex\ O_2\ B} - 50\ \text{mm Hg}}{p_{ex\ I} - p_{ex\ A}} = \beta_5. \quad (45)$$

Wir können also die treibende Spannung aufspalten in die exponentiell abklingende aufbauende Spannung (38) über dem Kreislauf und in die konstante abbauende Spannung Blase—Alveole (44).

Die hier diskutierten Druckverläufe sollen im üblichen Bereich liegen:

$$\begin{aligned} p_{ex\ I} &> p_{ex\ A}, p_{ex\ B}, \\ p_{ex\ B} &> 80\ \text{mm Hg}, \\ p_{ex\ O_2\ B} &> 50\ \text{mm Hg}. \end{aligned}$$

Dann gilt für die Abkürzungen:

$$\begin{aligned} \beta_1, \beta_2, \beta_5 &> 0 \\ 0 &\leq \beta_3 \leq 1 \end{aligned}$$

mit beliebigen Werten des Stufenverhältnisses β_4 .

Wir setzen die Ausdrücke (38), (44) für aufbauende und abbauende Spannung in die vereinfachte Grundgleichung (33) ein und finden mit den eingeführten Abkürzungen

$$\frac{d A_{bl}}{d T} = \tau_H \beta_1 [\beta_2 (\beta_3 - \beta_4) 2^{-T} - \beta_2 \beta_5] \quad (46)$$

und nach Integration

$$A_{bl} = \tau_H \beta_1 [\beta_2 (\beta_3 - \beta_4) (1 - 2^{-T}) - \beta_2 \beta_5 T]. \quad (47)$$

Die anfängliche Blasengröße zu Anfang der Stufe B haben wir gleich Null gesetzt.

In der normierten Gl. (46) stellt der erste Summand in der eckigen Klammer die aufbauende und der zweite Summand $\beta_2 \beta_5$ die abbauende Spannung dar.

3. Qualitative Diskussion

Zur Veranschaulichung unserer Rechnung wollen wir als erstes die verschiedenen, uns interessierenden Spannungen in Abhängigkeit von

der Zeit verfolgen. In Abb. 5 haben wir folgende Spannungen unterschieden:

- P_{ex} (—) : Gesamtgasspannung im Außenraum (Luftdruck),
- p_{ex} (—) : N_2 -Spannung im Außenraum,
- P_{tis} (---) : Gesamtgasspannung im Gewebe,
- p_{tis} (---) : N_2 -Spannung im Gewebe,
- p_{alv} (.....) : N_2 -Spannung in der Alveole,
- P_{bl} (—) : Gesamtgasspannung in der Blase,
- p_{bl} (—) : N_2 -Spannung in der Blase.

Durch die Versuchsbedingungen wird ein stufenförmiges Profil für die äußeren Spannungen P_{ex} , p_{ex} vorgegeben. Entsprechend Voraussetzung (29) liegt p_{alv} um 30 mm Hg unterhalb von p_{ex} und zeigt ebenfalls ein stufenförmiges Profil. Nach Gl. (19) nähert sich die Gewebsspannung p_{tis} asymptotisch der jeweiligen stationären Spannung p_{alv} in der Alveole. Die Gesamtspannung P_{tis} im Gewebe liegt um den Beitrag $\sum^m p_{tis\ m}$ von ungefähr 130 mm Hg (Gl. (30)) über der Spannung p_{tis} . Die Gesamtspannung P_{bl} in der Blase verläuft nach Gln. (23), (31) um 50 mm Hg oberhalb der äußeren Gesamtspannung P_{ex} . Die Spannung p_{bl} des Gases X liegt um den Beitrag $\sum^m p_{bl\ m}$ von 130 mm Hg (Gl. (30)) unterhalb der Gesamtspannung P_{bl} in der Blase.

Die Gase O_2 , CO_2 und H_2O sind damit auf allen Druckstufen (A, I, B) und in allen Gebieten (ex, alv, tis, bl) mit ihren Spannungen stationär. Das Permanentgas X besitzt eine nichtstationäre Spannung p_{tis} auf den Stufen I und B, die anderen Spannungen von X sind ebenfalls stationär.

Für die Vereinfachung nur eines Atemgases und verschwindender Beiträge von hydrostatischem Druck und von volumenabhängigem Druck F stimmen die Spannungen in der Blase, in der Alveole und im Außenraum überein:

$$P_{bl} = p_{bl} = p_{alv} = P_{ex} = p_{ex}, \quad (48)$$

ebenso die beiden Gewebsspannungen

$$P_{tis} = p_{tis}. \quad (49)$$

Mit dieser Näherung fallen in Abb. 5 auf jeder Druckstufe die horizontalen Geraden zusammen. Die abbauende Spannung Blase—Alveole (44) und damit β_5 der Gl. (45) verschwinden. Die normierte aufbauende Spannung (38) wird dann zu

$$\frac{p_{tis} - p_{alv\ B}}{p_{bl}} = \frac{P_{tis}}{P_{ex\ B}} - 1 \quad (50)$$

mit dem Haldaneschen Spannungsverhältnis $P_{tis}/P_{ex\ B}$.

Ein weiterer wichtiger Fall entsteht, wenn die Druckstufe A identisch der Druckstufe B wird. Hier verschwindet das Stufenverhältnis β_4 der

Gl. (41). Das Stufenverhältnis β_4 beschreibt also die Abweichung der beiden Druckstufen A und B voneinander.

Der Fall der Sättigung im Gewebe auf der Stufe I entsteht, wenn die normierte Isopressionszeit T_1 oder das Verhältnis von Isopressionszeit t_I zur Halbwertszeit τ_H sehr groß wird. Der Sättigungsgrad β_3 der Gl. (40) wird gleich Eins. Die Kurve p_{tis} der Abb. 5 erreicht dann auf der Stufe I die horizontale Gerade $p_{alv I}$ und die Spannung $p_{tis 2}$ wird gleich $p_{alv I}$.

Nehmen wir zusätzlich zur Sättigung noch die Vereinfachung (48), (49) nur eines Atemgases an, so vereinfacht sich die normierte aufbauende Spannung (38) zu Beginn der Stufe B zu:

$$\frac{p_{tis 2} - p_{alv B}}{p_{bl}} = \frac{P_{ex I}}{P_{ex B}} - 1 \quad (51)$$

mit dem Drucksturzverhältnis $P_{ex I}/P_{ex B}$.

Als treibende Kraft für das Wachsen einer Blase erkannten wir die Spannung ($p_{tis} - p_{bl}$) des Permanentgases X zwischen Gewebe und Blase. Diese treibende Spannung ist in Abb. 5 durch Pfeile dargestellt. Bei positiven Werten dieser Spannung wächst die Blase, bei negativen Werten schrumpft sie. Beim Übergang vom Wachsen zum Schrumpfen besitzt sie ihre größte Ausdehnung. Dieser Zustand liegt im Schnittpunkt der asymptotisch verlaufenden Kurve p_{tis} und der horizontalen Geraden p_{bl} .

Die treibende Spannung haben wir in die aufbauende Spannung (38) über dem Kreislauf und in die abbauende Spannung Blase—Alveole (44) aufgespalten. Durch Vergleich dieser beiden Spannungen können wir die verschiedenen Phasen des Blasenwachstums unterscheiden.

Blasenbildung tritt überhaupt erst auf, wenn zu Anfang der Stufe B die aufbauende Spannung größer wird als die abbauende Spannung

$$p_{tis 2} - p_{alv B} > p_{bl} - p_{alv B} \quad (52)$$

bzw.

$$\beta_3 - \beta_4 > \beta_5.$$

Führen wir jetzt die charakteristische Größe

$$x = \frac{\beta_5}{\beta_3 - \beta_4} = \frac{\beta_5}{1 - 2^{-T_1} - \beta_4} = \frac{p_{bl} - p_{alv B}}{p_{tis 2} - p_{alv B}} \quad (53)$$

ein, die das Verhältnis der abbauenden Spannung zur anfänglichen aufbauenden Spannung angibt, so lautet die Bedingung für Blasenbildung

$$0 < x < 1. \quad (54)$$

Die obere Begrenzung von x bedeutet, daß die abbauende Spannung kleiner sein muß als die anfängliche aufbauende Spannung; die untere Grenze bedeutet, daß überhaupt eine anfängliche aufbauende Spannung existieren muß.

Im Falle der Sättigung vereinfacht sich die Bedingung (52) für die Blasenbildung zu

$$1 - \beta_4 > \beta_5. \quad (55)$$

Im Bereich des Aufbaus überwiegt die Spannung über dem Kreislauf:

$$p_{tis} - p_{alv B} > p_{bl} - p_{alv B} \quad (56)$$

bzw.

$$\begin{aligned} (\beta_3 - \beta_4) 2^{-T} &> \beta_5, \\ 2^{-T} &> x. \end{aligned}$$

Im Bereich des Abbaues überwiegt die Spannung Blase—Alveole:

$$p_{tis} - p_{alv B} < p_{bl} - p_{alv B} \quad (57)$$

bzw.

$$\begin{aligned} (\beta_3 - \beta_4) 2^{-T} &< \beta_5, \\ 2^{-T} &< x. \end{aligned}$$

Zu Ende des Aufbaues bzw. zu Anfang des Abbaues besitzt die Blase ihre größte Ausdehnung:

$$p_{tis} - p_{alv B} = p_{bl} - p_{alv B} \quad (58)$$

bzw.

$$\begin{aligned} (\beta_3 - \beta_4) 2^{-T} &= \beta_5, \\ 2^{-T} &= x. \end{aligned}$$

An Hand von aufbauender und abbauender Spannung kann der Einfluß einer Sauerstoffatmung auf der Stufe B untersucht werden. Wir wollen die beiden Fälle der Luftatmung (L) und der Sauerstoffatmung (O) auf Stufe B bei gleicher äußerer Gesamtspannung $P_{ex B}$ vergleichen. Beim Übergang vom Fall L zum Fall O erhöht sich die aufbauende Spannung durch Fortfall der Stickstoffspannung $p_{alv B}$ in der Alveole, gleichzeitig erhöht sich die abbauende Spannung durch Wachsen der Sauerstoffspannung $p_{alv O_2 B}$ bzw. $p_{ex O_2 B}$ um den gleichen Betrag (s. Abb. 6, 7). Die Differenz von aufbauender und abbauender Spannung ist zu Anfang der Stufe B in beiden Fällen die gleiche, nimmt jedoch im Falle O schneller ab.

Eine zusätzliche Sauerstoffatmung auf Stufe B kann daher eine anfängliche Blasenbildung nicht verhüten, wohl aber die Aufbauphase abkürzen und damit das Maximum der Blasengröße verringern.

Betrachten wir den Einfluß einer Sauerstoffatmung auf die Größe x , so finden wir beim Übergang vom Fall L auf den Fall O eine Verringerung von β_4 und eine entsprechende Erhöhung von β_5 . Bei der charakteristischen Größe x der Gl. (53) werden damit Zähler und Nenner um den gleichen Betrag erhöht. Ist die Bedingung (54) für die Gasblasenbildung im Falle L erfüllt, dann gilt sie auch für den Fall O.

Zur Veranschaulichung der normierten Grundgleichung (46) bzw. (47) diskutieren wir als erstes den Fall verschwindenden Abbaues, wie er z. B. in der Vereinfachung (48), (49) nur eines Atemgases vorliegt. Bei

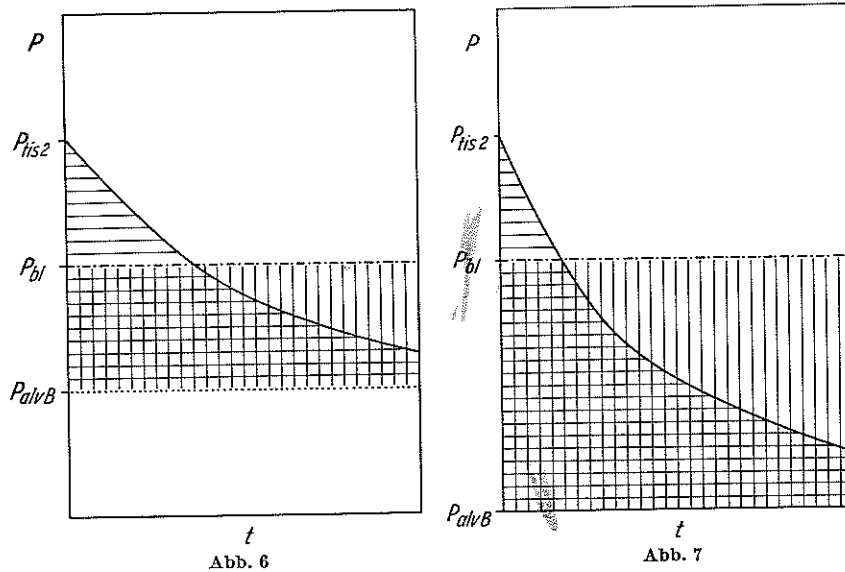


Abb. 6 u. 7. Zeitlicher Verlauf der Gasspannung im Gewebe auf der Stufe B bei Luftatmung (Abb. 6) und Sauerstoffatmung (Abb. 7). ■: aufbauende Spannung; ▨: abbauende Spannung

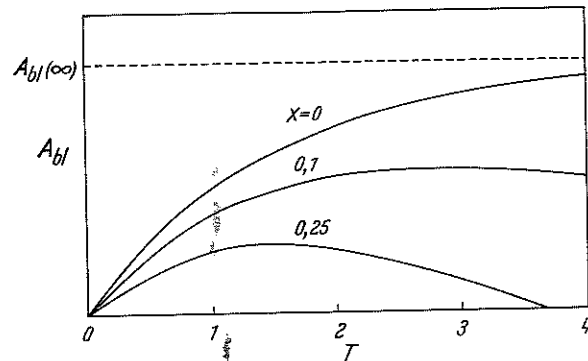


Abb. 8. Zeitlicher Verlauf der Blasengröße A_{bl} für verschiedene Werte des Parameters x verschwindender abbauender Spannung ($\beta_2\beta_5 = 0$) wächst die Blase nach Gl. (47) asymptotisch gegen den Grenzwert $A_{bl}(\infty)$ an (s. Abb. 8):

$$A_{bl}(\infty) = \tau_H \beta_1 \beta_2 (\beta_3 - \beta_4) = \tau_H \beta_1 \beta_2 [(1 - 2^{-T_1}) - \beta_4]. \quad (59)$$

Dieser Grenzwert ist also ein Produkt aus der Halbwertszeit τ_H des Gewebes, der Proportionalitätskonstanten β_1 und der Größe $\beta_2 (\beta_3 - \beta_4)$.

die wir nach Gl. (38) als aufbauende Spannung zu Beginn der Stufe B erkennen.

Bis auf Halbwertszeit τ_H und Proportionalitätskonstante β_1 sind die in Gl. (59) auftretenden Größen dimensionslos. Nach den Gln. (34), (8), (9) ist die Proportionalitätskonstante proportional zur Blasengröße A_{bl} und umgekehrt proportional zur Zeitkonstanten des Blasenaufbaues $R_{diff} C_{bl}$:

$$\beta_1 = 8\pi D_{tis} k_{tis} RT = \frac{2}{3} \frac{A_{bl}}{R_{diff} C_{bl}}. \quad (60)$$

Dieses Verhältnis ist eine zeitlich konstante Flächengeschwindigkeit und charakterisiert die Diffusion in die Blase hinein.

Nach Gl. (46) wird durch die abbauende Spannung $\beta_2\beta_5$ die Wachstumsrate der Blase um einen konstanten Beitrag verkleinert. Der asymptotische Wert $A_{bl}(\infty)$ wird nicht mehr erreicht, die Blase wächst bis zu einem geringeren Maximum $A_{bl}(T_{max})$ zum Zeitpunkt T_{max} und schrumpft dann langsam wieder (s. Abb. 8).

Nach einigen Zeitkonstanten ($T \gg 1$) ist die aufbauende Spannung wegen des Faktors 2^{-T} abgeklungen, die Wachstumsrate wird negativ und konstant:

$$\left. \frac{dA_{bl}}{dT} \right|_{T \gg 1} = -\tau_H \beta_1 \beta_2 \beta_5. \quad (61)$$

4. Gefährlichster Zustand der Blase

Die Kurven der Abb. 8 entsprechen dem Zustand der Blase für vorgegebenen Drucksturz und vorgegebenes Gewebe in Abhängigkeit der Zeit. Im Maximum ist der gefährlichste Zustand erreicht. Dort gilt:

$$\frac{dA_{bl}}{dT} = 0. \quad (62)$$

Hiermit ergibt sich aus der vereinfachten Grundgleichung (46) die Zeit für den Maximalwert:

$$T_{max} = -\log_2 \frac{\beta_5}{\beta_3 - \beta_4} = -\log_2 x. \quad (63)$$

Nach Gl. (47) besitzt zu diesem Zeitpunkt die Blasengröße den Wert:

$$A_{bl}(T_{max}) = \tau_H \beta_1 \beta_2 (\beta_3 - \beta_4) [(1 - x) + x \log_2 x]. \quad (64)$$

Es geht also die abbauende Spannung $\beta_2\beta_5$ nicht unmittelbar, sondern nur über ihr Verhältnis x zur anfänglichen aufbauenden Spannung in die maximale Blasengröße ein. Dies war auch mit ein Grund zur Einführung dieser charakteristischen Größe x .

Wir erkennen in Gl. (64) als Faktor vor der eckigen Klammer den asymptotischen Wert $A_{bl}(\infty)$ der Gleichung (59). Durch die abbauende

Spannung wird also der gefährlichste Zustand um den Klammerausdruck bzw. um die Größe

$$f(x) = (1 - x) + x \log_2 x \quad (65)$$

reduziert. Diese Funktion f zeigt Abb. 9. Der Einfluß der abbauenden

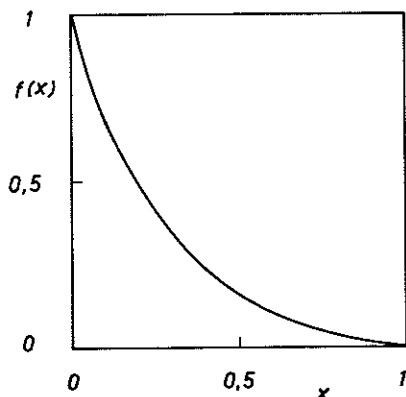


Abb. 9

Abb. 9. Verlauf der Funktion $f(x)$ der Gl. (65)

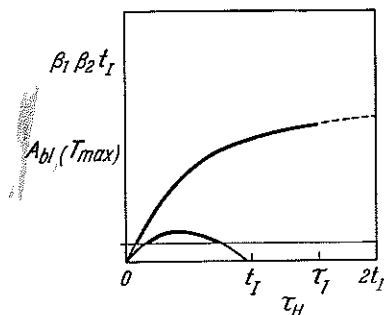


Abb. 10

Abb. 10. Maximale Blasengröße $A_{bl}(T_{max})$ als Funktion der Halbwertszeit τ_H . τ_I : obere Grenze der Halbwertszeit; t_I : Isopressionszeit. An der oberen Begrenzung der Abbildung hat $A_{bl}(T_{max})$ den Wert des Maßstabfaktors $\beta_1 \beta_2 t_I$

Spannung ist nach dieser Abbildung auch schon für kleine Werte von x beträchtlich.

Zur Untersuchung der maximalen Blasengröße schreiben wir die Beziehung (64) um:

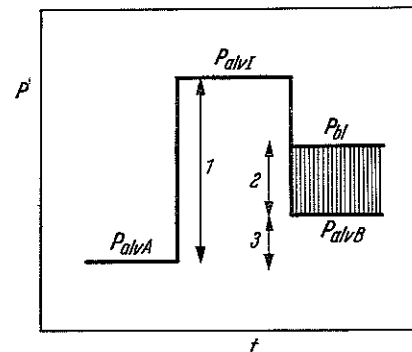
$$A_{bl}(T_{max}) = \beta_1 \beta_2 t_I \frac{\beta_5}{T_I} \frac{f(x)}{x}. \quad (66)$$

Als Proportionalitätsfaktoren treten auf die Flächengeschwindigkeit β_1 , die nach Gl. (34) durch die Diffusionskonstante D_{tis} und den Löslichkeitskoeffizienten k_{tis} bestimmt wird, und die normierte Kompressionsspannung β_2 der Gl. (39). Die beiden Brüche hängen noch unmittelbar oder über x von T_I , β_4 und β_5 ab.

Zwei typische Verläufe der maximalen Blasengröße in Abhängigkeit von der Halbwertszeit bei vorgegebenen Werten von β_4 , β_5 sind in Abb. 10 dargestellt. Die Größe $\beta_1 \beta_2 t_I$ tritt als Maßstabfaktor auf.

Bei kleinen Werten der Halbwertszeit wird die treibende Spannung so schnell abgebaut, daß praktisch keine Blasenbildung mehr zustande kommt. Wir wollen jetzt den Verlauf der Kurve von dieser Situation bei kleinen Halbwertszeiten zu großen Halbwertszeiten, d. h. von schnellen zu langsamen Geweben hin verfolgen.

Zwei Effekte spielen dabei eine Rolle. Einmal nimmt die Dauer der treibenden Spannung zu, zum anderen aber die Sättigung und damit die Höhe der treibenden Spannung ab. Zu Anfang überwiegt der erste Effekt, die Kurve steigt bis zu einem Maximum, das in der oberen Kurve

Abb. 11. Bedeutung der Parameter β_4 und β_5

erst im Unendlichen erreicht wird. Dann überwiegt der zweite Effekt, und die Kurve nimmt ab. Nehmen wir eine bestimmte obere Grenze τ_I für die Halbwertszeiten im Gewebe an, so wird nur der ausgezogene Teil der Kurve realisiert.

Die Größen β_4 und β_5 gehen nach Gl. (66) unmittelbar oder über die charakteristische Größe x der Gl. (53) in die maximale Blasengröße ein. Abb. 11 veranschaulicht noch einmal die Bedeutung dieser Parameter. Die Größe β_4 stellt das Verhältnis von Strecke 3 zu Strecke 1, die Größe β_5 das Verhältnis von Strecke 2 zu Strecke 1 dar. Das schraffierte Gebiet der Strecke 2 entspricht ungefähr der Sauerstoffspannung auf der Stufe B.

Den Einfluß von β_4 und β_5 auf die maximale Blasengröße zeigt Abb. 12. Hier haben wir aus den beiden Parametern ($\beta_4 + \beta_5$) und β_5 ein Parameterdiagramm konstruiert und an bestimmten Stellen Bilder der Kurven $A_{bl}(T_{max}) - \tau_H$ von der Art der Abb. 10 eingezeichnet. Der zugehörige Druckverlauf ist in der rechten oberen Ecke angegeben.

Bei Werten des Parameters ($\beta_4 + \beta_5$) oberhalb von 1 existieren selbst in der Nähe von $\tau_H = 0$ (Sättigung) keine Werte der maximalen Blasengröße mehr, die Kurven und damit die Gasblasenbildung verschwinden. Dies entspricht der Bedingung (55).

Bei Werten des Parameters ($\beta_4 + \beta_5$) unterhalb von 0 steigen die Kurven mit wachsendem τ_H fortlaufend an. In diesem Bereich

$$\beta_4 + \beta_5 < 0 \quad (67)$$

liegt die Druckstufe B unterhalb der Stufe A. Zu Beginn der Stufe B herrscht im gesamten Gewebe mindestens die erhöhte Spannung p_{alvA} .

die in den langsamen Geweben solange verhält, daß extreme Blasen entstehen können.

Hier wird zum erstenmal deutlich, daß eine obere Grenze der Halbwertszeiten gefordert werden muß, da sonst für Parameter mit (67) die Blasengröße unbegrenzte Werte annehmen würde.

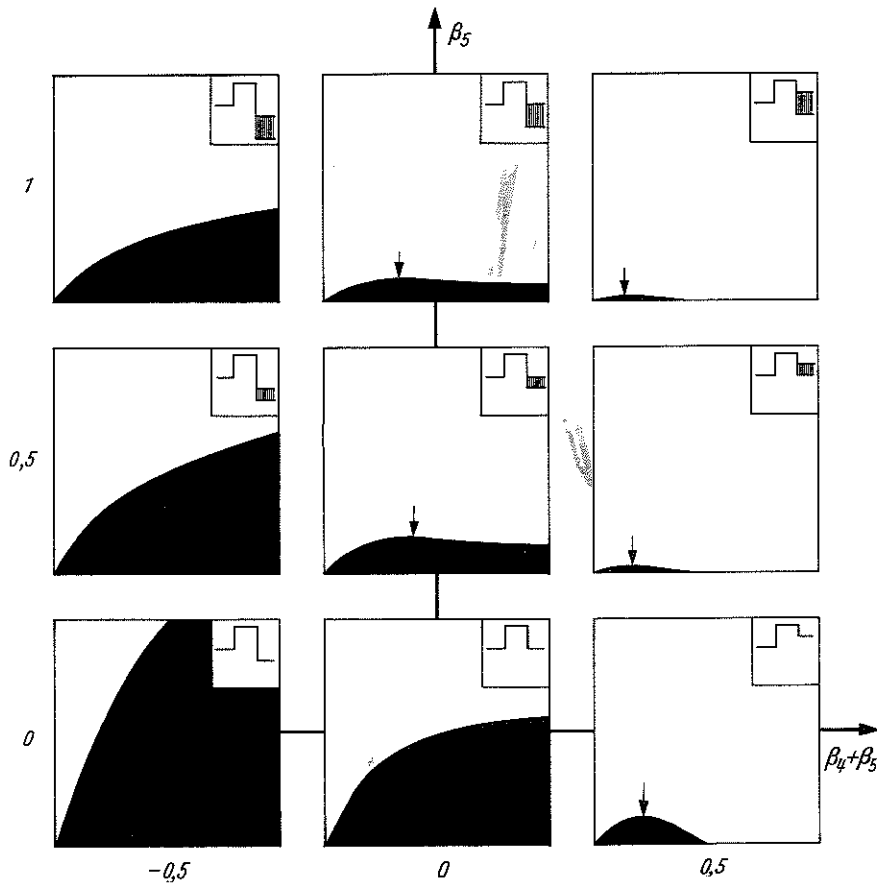


Abb. 12. Einfluß der Parameter β_1 und β_2 auf den Verlauf der maximalen Blasengröße $A_{bl}(T_{max})$ als Funktion der Halbwertszeit τ_H . $\downarrow$ Maximum

Gehen wir in dem Parameterdiagramm nach oben, so entspricht dies einer Erhöhung der Sauerstoffspannung auf Stufe B bei gleicher Gesamtspannung. Die Kurven werden niedriger, Maximal- und Endpunkte verschieben sich nach links. Der gleiche Effekt entsteht, wenn wir in dem Diagramm nach rechts gehen.

Als letztes diskutieren wir den Einfluß der Isopressionszeit t_I . Diese Größe kommt in den Kurven der Abb. 10 u. 12 nur im Maßstab vor.

Mit Zunahme von t_I wird das Bild, gemessen in einem festen Maßstab, vergrößert, bis schließlich bei Sättigung ($t_I \rightarrow \infty$) nur noch das anfängliche, gerade Stück der Kurven existiert (s. Abbn. 13—15). Solange die Kurve noch gekrümmt ist, nimmt die maximale Blasengröße mit t_I , d. h. vom linken zum rechten Bild, zu. Schließlich verschwindet mit zuneh-

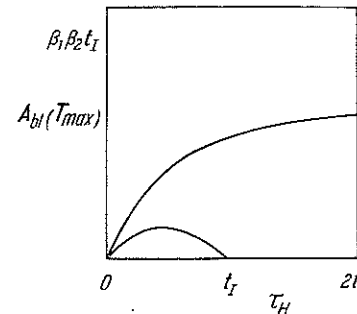


Abb. 13

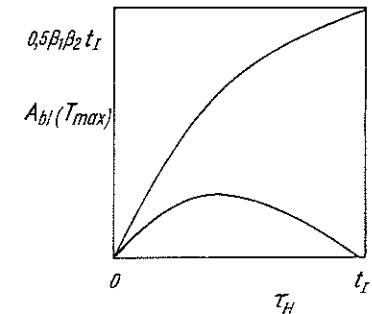


Abb. 14

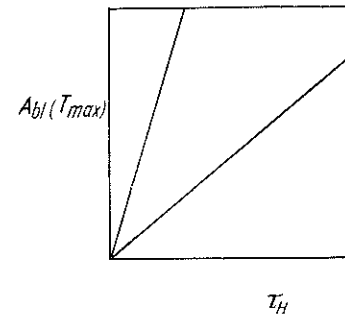


Abb. 15

Abb. 13—15. Verlauf der maximalen Blasengröße $A_{bl}(T_{max})$ als Funktion der Halbwertszeit τ_H für mäßige, große und extrem große Werte der Isopressionszeit. Die Maßstäbe stimmen bei den Abbildungen überein, müssen jedoch wegen unterschiedlicher Werte von t_I unterschiedlich durch t_I ausgedrückt werden

mender Sättigung langsam die Krümmung, und die maximale Blasengröße nähert sich asymptotisch dem Wert für Sättigung.

Aus dem Bild für die Sättigung können wir wieder einen Hinweis auf eine obere Grenze der Halbwertszeit ablesen. Mit Zunahme der Halbwertszeit wächst nämlich die maximale Blasengröße linear. Dies geht auch unmittelbar aus Gl. (59) hervor, da bei Sättigung ($t_I \rightarrow \infty$) die Funktion f die Halbwertszeit nicht mehr enthält.

Bisher haben wir ohne weiteres angenommen, daß der Parameter β_1 unabhängig von der Halbwertszeit τ_H sei:

$$\frac{\partial \beta_1}{\partial \tau_H} = 0. \quad (68)$$

Nur unter diesen Umständen hat es einen Sinn, für die Darstellung der gefährlichsten Blasengröße als Funktion der Halbwertszeit die Größe

$\beta_1 \beta_2 t_1$ als Ordinatenmaßstab zu verwenden. Andernfalls können wir in den Ordinatenmaßstab den Parameter $\beta_1(\tau_H^\circ)$ für ein Bezugsgewebe mit der Halbwertszeit τ_H° einführen, müssen dann aber noch die gesamten, in den Abbn. 10, 12 — 15 eingezeichneten Kurven für $A_{bl}(T_{max})$ mit der Korrektur $\beta_1(\tau_H)/\beta_1(\tau_H^\circ)$ multiplizieren. Dann tritt anstelle der Darstellung (66) für die gefährlichste Blasengröße:

$$A_{bl}(T_{max}) = \beta_1(\tau_H^\circ) \cdot \beta_2 t_1 \frac{\beta_5}{T_1} \frac{f(x)}{x} \cdot \frac{\beta_1(\tau_H)}{\beta_1(\tau_H^\circ)}. \quad (69)$$

5. Auftreten von Beschwerden

In dem Abschnitt II.1.n. haben wir den Blasen Zustand, ausgedrückt durch die Blasengröße, mit dem Maß für Beschwerden verknüpft. Danach verursachen

a) in einem bestimmten Gewebe der momentane Zustand $A_{bl}(T, \tau)$ die momentanen Beschwerden,

b) in einem bestimmten Gewebe während einer bestimmten Zeit der gefährlichste Zustand $A_{bl}(T_{max}, \tau)$ die stärksten Beschwerden,

c) im gesamten Organismus während einer bestimmten Zeit der gefährlichste Zustand $A_{bl}(T_{max}, \tau_{max})$ im gefährdetsten Gewebe die stärksten Beschwerden.

Wir wollen uns jetzt nur dafür interessieren, ob Beschwerden auftreten oder nicht, bzw., ob das Beschwerdemaß S oberhalb oder unterhalb des kritischen Wertes S_{krit} liegt. Beim Überschreiten dieser Beschwerdegrenze erreicht nach Gl. (12) die Blasengröße den Wert

$$A_{bl \text{ krit}} = \frac{S_{krit}}{s(\tau_H)}, \quad (70)$$

wobei mit der Empfindlichkeit $s(\tau_H)$ die kritische Blasengröße auf ein Bezugsgewebe umgerechnet wird.

Einen einfachen, angenommenen Verlauf der Empfindlichkeit $s(\tau_H)$ zeigt Abb. 16. Die schnellen Gewebe sind hier gleich empfindlich, als Bezugsgewebe kommt jedes Gewebe im Bereich des horizontalen Verlaufes von $s(\tau_H)$ beim Wert 1 in Frage. Bei den langsameren Geweben nimmt schließlich die Empfindlichkeit bis auf Null ab. Einen solchen dargestellten Verlauf können wir in guter Näherung ersetzen durch eine Stufenkurve, die vom Wert 1 bei τ_1 auf den Wert 0 abfällt:

$$\begin{aligned} s(\tau_H) &= 1 \quad \text{für} \quad \tau_H \leq \tau_1, \\ s(\tau_H) &= 0 \quad \text{für} \quad \tau_H > \tau_1. \end{aligned} \quad (71)$$

Der Wert τ_1 gibt dann eine obere Grenze für die zu berücksichtigenden Halbwertszeiten an. Diese Grenze ist allerdings nicht durch das Fehlen von extrem langsamen Geweben, sondern allein durch die Unempfindlichkeit dieser Gewebe gegenüber Gasblasen bedingt.

Für die Näherung (71) eines stufenförmigen Verlaufes von $s(\tau_H)$ wollen wir jetzt untersuchen, ob die berechnete Blasengröße den kritischen Wert (70) erreicht. In Abb. 8 wurde der momentane Blasen Zustand $A_{bl}(T, \tau)$ für verschiedene Zeitpunkte T dargestellt. Momentane Beschwerdefreiheit ist gegeben, wenn der momentane Wert auf der Kurve unterhalb

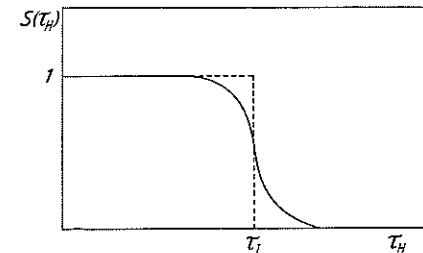


Abb. 16. Realistischer (—) und idealisierter (---) Verlauf der Empfindlichkeit $s(\tau_H)$ als Funktion der Halbwertszeit τ_H

der Beschwerdegrenze $A_{bl \text{ krit}}$ liegt (Fall a). Beschwerdefreiheit auf der Druckstufe B ist gegeben, wenn die gesamte Kurve und damit ihr gefährlicher Zustand im Maximum unterhalb der Beschwerdegrenze liegt (Fall b). Als Ordinatenmaßstab dieser Kurve wurde die Größe $A_{bl}(\infty)$ verwendet. Die Beschwerdegrenze besitzt also in dieser Abbildung je nach der Größe von $A_{bl}(\infty)$ eine unterschiedliche Höhe.

Die Beschwerdefreiheit im gesamten Organismus während der Druckstufe B liegt vor, wenn in Abb. 10 der realisierte Teil der jeweiligen Kurve für den gefährlichsten Blasen Zustand unterhalb der Beschwerdegrenze liegt. Die horizontale Gerade soll ein Beispiel einer Beschwerdegrenze geben. Je nach der Größe des Maßstabes $\beta_1 \beta_2 t_1$ besitzt die Beschwerdegrenze eine unterschiedliche Höhe.

Wir gehen jetzt von der Näherung (71) für die Funktion $s(\tau)$ ab und lassen einen beliebigen Verlauf dieser Funktion zu. Dann wird die Beschwerdegrenze in der Abb. 10 an Stelle einer horizontalen Geraden eine bestimmte Kurve darstellen. Verläuft $s(\tau_H)$ z. B. wie die ausgezogene Kurve der Abb. 16, so ist die Beschwerdegrenze bei kleinen Halbwertszeiten noch eine horizontale Gerade, weicht aber mit größer werdenden Halbwertszeiten immer mehr nach oben hin ab, um dann schließlich ins Unendliche zu gehen.

Der oben geschilderte Vergleich der berechneten Werte von A_{bl} mit der Beschwerdegrenze liefert eine genaue Angabe darüber, ob bei einem bestimmten, dreistufigen Druckverlauf der Abb. 5 Beschwerden auftreten oder nicht. Druckverlauf und Eigenschaften des Organismus werden durch die Parameter $\beta_1, \beta_2, \beta_4, \beta_5, t_1$ und τ_H berücksichtigt.

Wir wollen jetzt die Berechnung von A_{bl} vereinfachen und A_{bl} durch eine obere Grenze ausdrücken. Liegt diese obere Grenze dann noch unter-

halb der Beschwerdegrenze, so treten beim Drucksturz keine Beschwerden auf. Liegt sie oberhalb, dann ist das Auftreten von Beschwerden möglich, aber nicht bestimmt.

Bei der Diskussion der Abb. 8 hatten wir die Größe $A_{bl}(\infty)$ als obere Grenze von $A_{bl}(T, \tau)$ erkannt, die beim Verschwinden der abbauenden Spannung $\beta_2 \beta_5$ realisiert wird. Wir erhalten damit die vereinfachte Forderung

$$A_{bl}(\infty) < A_{bl \text{ krit}} \quad (72)$$

für das Ausbleiben von Beschwerden in einem Gewebe momentan (Fall a) und während der Druckstufe B (Fall b).

Bei der Diskussion der Abb. 12 hatten wir gefunden, daß bei positiven Werten des Parameters $(\beta_4 + \beta_5)$ nur Kurven für die gefährlichste Blasengröße entstanden, die unterhalb von $\beta_1 \beta_2 t_1$ verliefen. Dies ist aber gerade auch die obere Grenze von $A_{bl}(\infty)$, die für verschwindende Werte von β_4, β_5 bei Sättigung realisiert wird. Wir erhalten damit die vereinfachte Forderung

$$\beta_1 \beta_2 t_1 < A_{bl \text{ krit}} \quad (73)$$

für das Ausbleiben von Beschwerden im gesamten Organismus auf der Druckstufe B (c). Zusätzlich muß natürlich noch angenommen werden, daß der Parameter β_1 unabhängig von der Halbwertszeit ist (68).

Eine noch weiter vereinfachte Forderung für das Ausbleiben von Beschwerden erhalten wir nach Gl. (54):

$$x < 0 \quad \text{oder} \quad x > 1, \quad (74)$$

wodurch die Bildung von Gasblasen überhaupt unterdrückt wird.

Als nächstes wollen wir uns an Hand der Abb. 10 Gedanken zu dem zeitlichen Auftreten von Gasblasen bzw. von Beschwerden machen. In dieser Abbildung ist der gefährlichste Blasen Zustand aufgezeichnet, der mit den stärksten Beschwerden auf der Druckstufe B verknüpft ist. Beschwerden treten im realisierten Bereich oberhalb der Beschwerdegrenze auf. In diesem gefährdeten Bereich sind bei der oberen Kurve die überhaupt auftretenden größten Beschwerden in einem Gewebe um so stärker, je größer die Halbwertszeit ist. Die stärkeren Beschwerden werden entsprechend später auftreten. In der unteren Kurve kehrt sich dieser Zusammenhang rechts vom Maximum um. Für das Experiment ist aber dieser Bereich uninteressant, da hier Beschwerden in extrem langsamen Geweben auftreten, wenn schon stärkere Beschwerden in schnellen Geweben vorliegen bzw. vorgelegen haben.

V. Anwendung der Theorie auf Tauchtabellen

Großes experimentelles Material zum Druckfall liegt in Form von Tauchtabellen vor. Dort werden für die üblichen Tauchvorgänge, charakterisiert durch Tauchtiefe und Tauchdauer, Aufstiegs schemata an-

gegeben. Aus praktischen Gründen wird der Aufstieg in Druckstufen vorgegeben.

Mit diesen Tabellen haben wir Druckverläufe vor uns, bei denen die Blasen im Organismus unterhalb der Beschwerdegrenze liegen müssen. Wir können jetzt versuchen, Isopression und die erste Druckstufe eines jeden Aufstiegs schemas als einen im Kapitel IV behandelten, dreistufigen Druckverlauf zu betrachten. Im Gegensatz zu dem dort untersuchten Druckverlauf ist im allgemeinen beim Aufstieg nach der Tabelle die Aufenthaltsdauer auf der Stufe B nur begrenzt. Sie ist nur dann unbegrenzt, wenn die Druckstufe B identisch mit der Druckstufe A wird.

Die so gewonnenen dreistufigen Druckverläufe sind zwar alle ungefährlich, aber nicht unbedingt in gleicher Weise ungefährlich. Die bei diesen Druckverläufen entstehenden Gasblasen besitzen damit nicht unbedingt den gleichen Abstand von der Beschwerdegrenze. Dies macht eine Analyse dieser Druckverläufe schwierig. Wir wollen daher die Tauchtabellen auf anderem Wege auswerten.

Die meisten Tauchtabellen beruhen auf bestimmten Berechnungsgrundlagen, aus denen sich auch für beliebige Tauchvorgänge Aufstiegs schemata ermitteln lassen. Wir wollen jetzt versuchen, aus solchen Berechnungsgrundlagen eine Schar von kritischen, dreistufigen Druckverläufen der Abb. 5 zu konstruieren und anschließend zu analysieren.

1. Mathematische Formulierung der Tauchtabellen

Als Material für unsere Untersuchung verwenden wir die Tauchtabellen des U.S. Navy Diving Manual. Die Berechnungsgrundlagen wurden von WORKMAN beschrieben und entsprechen einer Weiterentwicklung der Haldaneschen Theorie.

Der Aufstieg wird in Stufen von 10 ft angegeben. Die Aufenthaltsdauer je Stufe ist so groß, daß die Gasspannung p_{tis} des Permanentgases X in allen Geweben des Organismus unterhalb einer angegebenen Grenze M liegt:

$$p_{tis} < M. \quad (75)$$

Die Gewebsspannungen auf jeder Stufe werden mit der Näherung

$$p_{alv} = p_{ex} \quad (76)$$

aus Gl. (19) berechnet. Das Spektrum

$$5, 10, 20, 40, 80, 120, 160, 240 \text{ min}$$

von Halbwertszeiten wird gewählt.

Die kritische Grenze M hängt von der Halbwertszeit und von dem Außendruck auf der jeweiligen Druckstufe ab:

$$M(\tau_H, P_{ex}) = M(\tau_H, 33 \text{ ft}) + \Delta M(\tau_H) \frac{P_{ex} - 33 \text{ ft}}{10 \text{ ft}}. \quad (77)$$

Es wird also eine lineare Änderung ΔM (τ_H) je Stufe von 10 ft angegeben. Der Wert M (τ_H , 33 ft) gilt bei Normaldruck (33 ft).

WORKMAN erfaßte den Anwendungsbereich

$$0 \leq P_{\text{ex}} - 33 \text{ ft} \leq 90 \text{ ft}$$

mit den Werten der Tabelle 2 für die Permanentgase N_2 und He.

Tabelle 2. Kritische Grenze M und deren Zuwachs ΔM je 10 ft Drucksteigerung für N_2 und He in Abhängigkeit von der Halbwertszeit τ_H nach WORKMAN

τ_H	5	10	20	40	80	120	160	200	240	min
N_2	M (τ_H , 33 ft)	104	88	72	56	54	52	51	50	ft
	ΔM (τ_H)	18	16	15	14	13	12	11,5	11	ft/10 ft
He	M (τ_H , 33 ft)	86	74	66	60	56	54	53	53	ft
	ΔM (τ_H)	15	14	13	12	12	11	10	10	ft/10 ft

Mit diesen Grundlagen läßt sich ein Aufstiegsschema folgendermaßen konstruieren. Auf jeder Stufe wird der Aufenthalt so bemessen, daß beim Übergang zur nächsten, um 10 ft niedrigeren Stufe gerade ein Gewebe, das bestimmende Gewebe, die kritische Grenze

$$p_{\text{tis}} = M \quad (78)$$

für die Gasspannung erreicht, während alle anderen Gewebe mit ihrer Gasspannung unterhalb von M liegen. In jedem Augenblick des Aufstieges ist also immer ein Gewebe bestimmend. Dieses bestimmende Gewebe kann sich während eines Aufstieges oder aber von Aufstieg zu Aufstieg ändern.

Die Bezeichnung „bestimmend“ ist nicht im physiologischen Sinne zu verstehen, sondern bezieht sich allein auf die Berechnung nach diesem Schema. Physiologisch ist in jedem Augenblick das Gewebe bestimmend, dessen momentanes Maß für Beschwerden S am größten ist. Die Halbwertszeiten τ_H des Schemas sind nur Hilfsgrößen der Rechnung.

2. Analyse von kritischen, dreistufigen Druckverläufen

Für die vorgegebenen Parameter

$$\begin{aligned} 5 &\leq t_I \leq 480 \text{ min,} \\ P_{\text{ex}\Delta} &= 1 \text{ atm,} \\ 1 &\leq P_{\text{ex}B} \leq 4 \text{ atm} \end{aligned}$$

konstruieren wir nach den Berechnungsgrundlagen IV.1. kritische dreistufige Druckverläufe mit solchen Werten von $P_{\text{ex}I}$, daß gerade immer für ein Gewebe der kritische Wert M der Gl. (78) erreicht wird, während

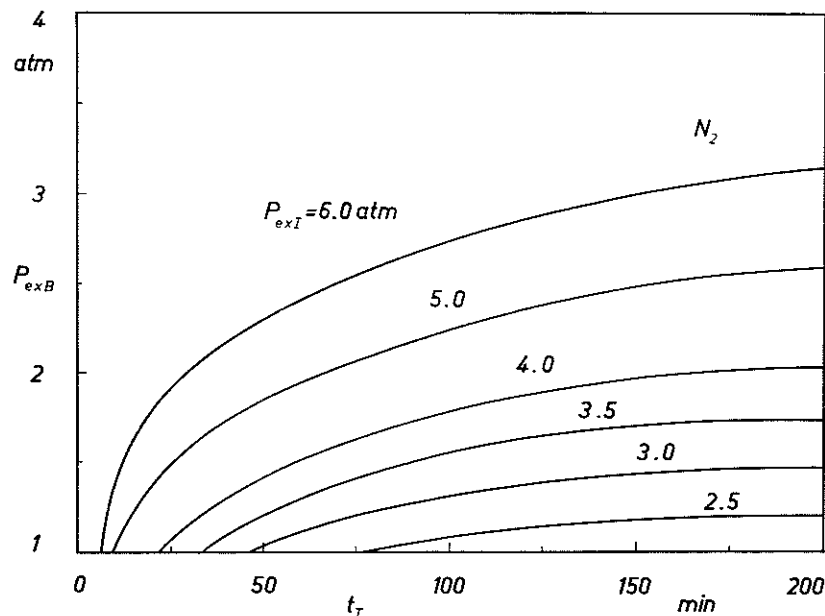


Abb. 17

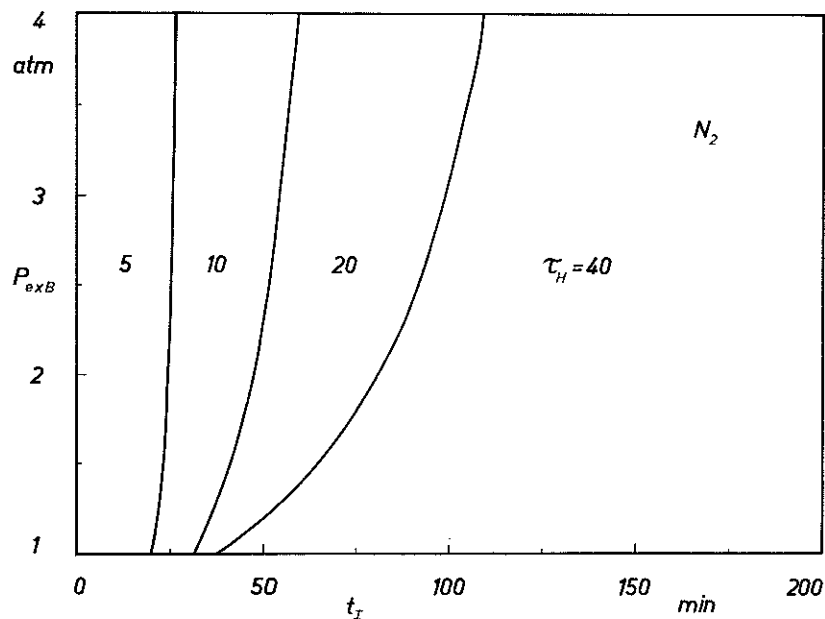


Abb. 18

Abb. 17—20. Berechnete kritische, dreistufige Druckverläufe für Stickstoff und Helium: $P_{\text{ex}B}$, $P_{\text{ex}I}$: Außendruck auf Stufe B, I; t_I : Isopressionszeit; τ_H : (bei der Rechnung) bestimmende Halbwertszeit

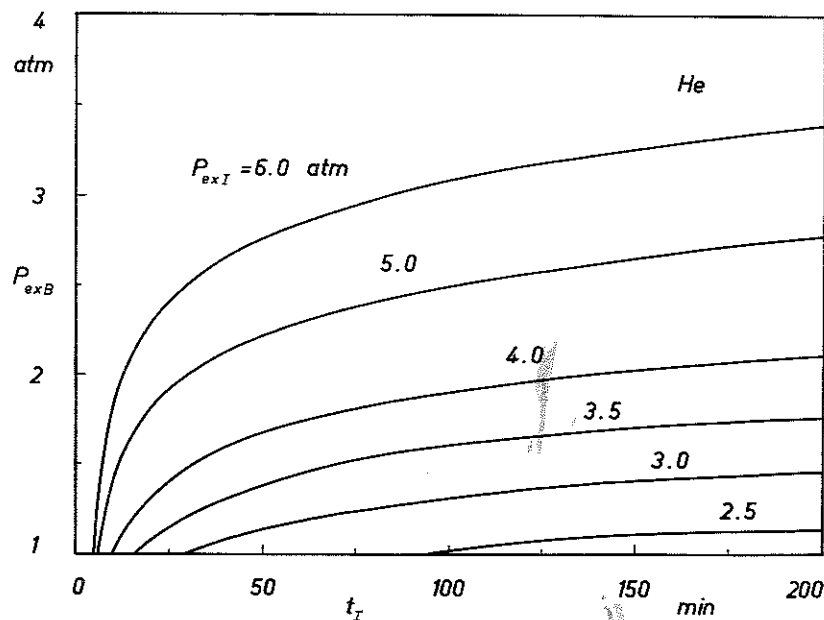


Abb. 19

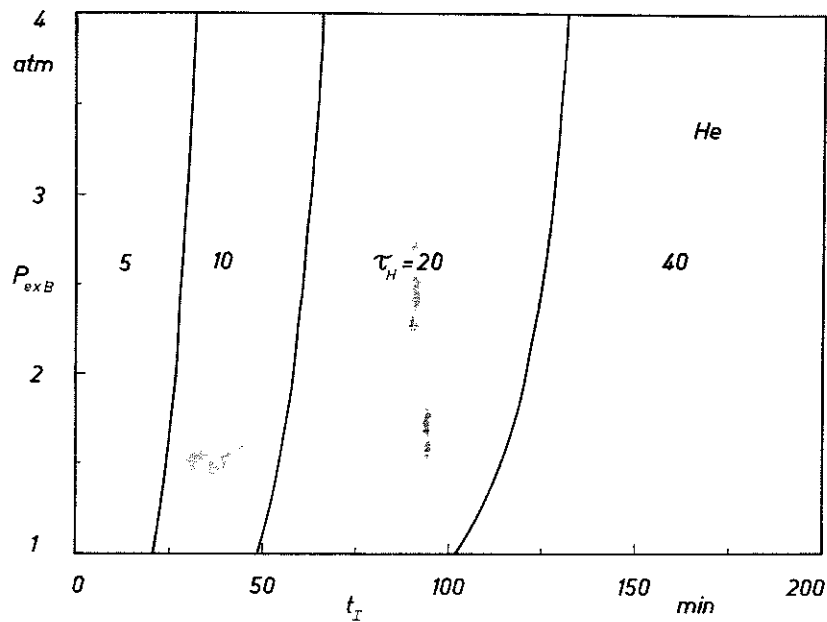


Abb. 20

für die anderen Gewebe die Bedingung (75) gilt. Die berechneten Werte von P_{exI} und die bei der Berechnung bestimmenden Halbwertszeiten τ_H für die Gase N_2 und He sind in den Abb. 17—20 dargestellt. Die so konstruierten Druckverläufe wollen wir jetzt analysieren.

Hierzu geben wir einen Satz von Geweben vor:

$$\tau_H = 5, 10, 30, 60, 120, 180, 240, 480 \text{ min}$$

und versuchen, für die konstruierten Druckverläufe die gefährlichste Gasblase nach Gl. (66) in den einzelnen Geweben zu ermitteln. Da der Parameter β_1 nur ungenau bekannt ist, berechnen wir die Größe

$$\frac{A_{bl}(T_{max})}{\beta_1} = \tau_H \beta_2 (\beta_3 - \beta_4) f(x), \quad (79)$$

die in einem bestimmten Gewebe proportional zur gefährlichsten Blasengröße ist.

Die Tabelle 3 gibt einen Ausschnitt aus einer solchen Berechnung für ein Gewebe mit der Halbwertszeit von 10 min. Die höchsten Werte von A_{bl}/β_1 bzw. von A_{bl} sind durch Fettdruck hervorgehoben. Wenn also Gewebe mit einer Halbwertszeit von 10 min für irgendeinen der konstruierten Druckverläufe physiologisch bestimmend sind, dann für einen Druckverlauf im Bereich der fettgedruckten Werte. Bei den anderen Druckverläufen ist die Blasengröße zu gering.

Wir entnehmen jetzt aus der Tabelle 3 und aus den entsprechenden, hier nicht dargestellten Tabellen für die anderen untersuchten Gewebe die höchsten Werte von A_{bl}/β_1 , die wir in der Tabelle 4 in Abhängigkeit vom Enddruck P_{exB} und von der Isopressionszeit t_I zusammenstellen. Die eingeklammerten Werte geben die zugehörigen Halbwertszeiten an. Oberhalb der Halbwertszeit 10 min sind die größten Werte von A_{bl}/β_1 für Stickstoff und Helium vergleichbar; bei den kleineren Halbwertszeiten sind die berechneten Werte für Stickstoff größer.

Für die weitere Diskussion können wir die Halbwertszeiten oberhalb von 60 min außer acht lassen, da hier die Werte A_{bl}/β_1 noch bis zum Tabellenende steigen, und damit die größten, evtl. physiologisch bestimmenden Werte außerhalb der Tabelle liegen.

Tabelle 3. Ausschnitt aus den berechneten Werten A_{bl}/β_1 für N_2 und $\tau_H = 10$ min in Abhängigkeit von der Isopressionszeit t_I und dem Druck P_{exB} auf der Stufe B

t_I (min)	A_{bl}/β_1 (min)		
5	15	10	8
10	18	13	10
30	22	17	14
60	15	14	12
120	10	8	8
	33	43	53
	P_{exB} (ft)		

Physiologisch bestimmende Gewebe müssen im Bereich der eingezeichneten Werte von A_{bl}/β_1 in Tabelle 4 liegen. Wir kommen daher zu dem Ergebnis, daß die konstruierten Druckverläufe mit Enddrucken $P_{ex\ B}$ oberhalb von 33 ft (1 atm) keine physiologisch bestimmenden Gewebe besitzen, wenn wir von den beiden Werten in der N_2 -Tabelle bei dem

Tabelle 4. Größte Werte von A_{bl}/β_1 und die zugehörigen (eingeklammerten) Halbwertszeiten für N_2 und He in Abhängigkeit von der Isopressionszeit t_I und dem Druck $P_{ex\ B}$ auf der Stufe B

t_I (min)	N_2		He	
	A_{bl}/β_1 (min)	(τ_H) (min)	A_{bl}/β_1 (min)	(τ_H) (min)
5	15 (5)		10 (5)	
10	14 (5)		10 (5)	
	18 (10)			
30	13 (5)	17 (10)	9 (5)	
	22 (10)		16 (10)	
	31 (30)			
60	30 (30)	26 (30)	14 (10)	
			30 (30)	
120	27 (30)		32 (30)	
	38 (60)		46 (60)	
180	26 (30)		30 (30)	
	42 (60)		51 (60)	
240	45 (60)		29 (30)	
			54 (60)	
			76 (120)	
480	43 (60)		48 (60)	
	77 (120)		87 (120)	
	97 (180)		110 (180)	
	33	43	53	
	$P_{ex\ B}$ (ft)		$P_{ex\ B}$ (ft)	

Enddruck von 43 ft absehen. Dies bedeutet, daß sich mit den Berechnungsgrundlagen der amerikanischen Tauchtabellen bei Enddrucken oberhalb des Normaldrucks nur dreistufige Druckverläufe berechnen lassen, die weit unterhalb der kritischen Grenze liegen. Diese Berechnungsgrundlagen sind allerdings auch nicht für solche Druckverläufe entwickelt, sondern nur für stufenförmige Druckverläufe, die auf dem Normaldruck enden. Damit erscheint es möglich, daß im Hinblick auf die letzten Druckstufen der anfängliche Druckverlauf gänzlich unkritisch gewählt wurde, und somit die verwendeten Berechnungsgrundlagen sich nicht für die Konstruktion von kritischen dreistufigen Druckverläufen auf Enddrucke oberhalb vom Normaldruck eignen.

Wir wollen uns jetzt fragen, inwieweit sich die Berechnungsgrundlagen, wie sie sich aus der erweiterten Haldaneschen Theorie ergeben, so anpassen lassen, daß sich für beliebige Isopressionen kritische Druckstürze ergeben. Als anzupassende Parameter haben wir die kritische Gasspannung M (τ_H , 33 ft) für Normaldruck und die Änderung ΔM (τ_H)

Tabelle 5

τ_H		5	10	30	60	min
1	A_{bl}/β_1	N_2	15	22	31	45
	(min)	He	10	16	32	54
2	$s(\tau_H) \beta_1(\tau_H)$	N_2	3,0	2,0	1,5	1,0
	β_1 (60 min)	He	5,4	3,4	1,7	1,0
3	β_1 (60 min)		12	6	2	1
	β_1 (τ_H)					
4	$s(\tau_H)$	N_2	36	12	3,0	1,0
		He	65	20	3,4	1,0

1: Maximalwerte A_{bl}/β_1 für N_2 und He. 2: Produkt von relativer Empfindlichkeit s und Flächengeschwindigkeit β_1 , bezogen auf die Werte bei $\tau_H = 60$ min für N_2 und He. 3: Flächengeschwindigkeit β_1 , bezogen auf $\tau_H = 60$ min. 4: Relative Empfindlichkeit s für N_2 und He in Abhängigkeit von der Halbwertszeit τ_H .

dieser Größe, also für jedes Gewebe zwei Parameter, zur Verfügung. Die Reihe der M (τ_H , 33 ft) kann z. B. so angepaßt werden, daß sich kritische, dreistufige Druckverläufe auf Normaldruck ergeben. Damit stehen aber nur noch die Größen ΔM (τ_H) zur Verfügung, die so gewählt werden müssen, daß sich im interessierenden Bereich der Isopressionszeiten und der Isopressionsdrucke sichere Druckverläufe ergeben. Die Berechnungsgrundlagen besitzen damit nicht genügend Parameter zur Anpassung und nur ein geringer Bruchteil der aus ihr hergeleiteten Druckverläufe ist kritisch. Erst wenn die Berechnungsgrundlagen auf dem physiologisch bestimmenden Effekt der Gasblasenbildung aufgebaut werden, kann man erwarten, daß man mit einer geringen Zahl von Parametern für jede Isopression eine kritische, d. h. gerade nicht mehr gefährliche Dekompression berechnen kann.

Auf Grund der letzten Überlegungen kommen in dem untersuchten Bereich als bestimmende Gewebe

$$5 \leq \tau_H \leq 60 \text{ min}$$

in Frage. Wir wollen jetzt für diese Gewebe die obere Grenze von A_{bl}/β_1 im Teil 1 der Tabelle 5 zusammenstellen.

Wir setzen jetzt voraus, daß wir bei den konstruierten Druckverläufen Normaldruck tatsächlich kritische Druckverläufe vor uns haben und Gewebe bei ihrem Maximum von A_{bl}/β_1 bestimmend sind. Dann bearbeitet die Tabelle 5 kritische Blasengrößen A_{bl} , die zwar von Gewebe zu Gewebe unterschiedlich sind, aber nach Umrechnung mit der relativen Empfindlichkeit $s(\tau_H)$ den gleichen kritischen Wert S_{krit} ergeben (Gl. (70)). Das Verhältnis von zwei der dargestellten Größen A_{bl}/β_1 ergibt dann mit

$$\begin{aligned} \frac{A_{bl}(\tau_a) \beta_1(\tau_b)}{A_{bl}(\tau_b) \beta_1(\tau_a)} &= \frac{A_{bl \text{ krit}}(\tau_a) \beta_1(\tau_b)}{A_{bl \text{ krit}}(\tau_b) \beta_1(\tau_a)} \\ &= \frac{S_{krit}}{s(\tau_a)} \cdot \frac{s(\tau_b)}{S_{krit}} \cdot \frac{\beta_1(\tau_b)}{\beta_1(\tau_a)} \\ &= \frac{s(\tau_b) \beta_1(\tau_b)}{s(\tau_a) \beta_1(\tau_a)} \end{aligned} \quad (80)$$

das reziproke Verhältnis des Produkts $s(\tau_H) \beta_1(\tau_H)$ aus relativer Empfindlichkeit und Flächengeschwindigkeit. Wählen wir als Bezugsgewebe

$$\tau_H = 60 \text{ min} \quad \text{mit} \quad s(60 \text{ min}) = 1,$$

finden wir den Teil 2 der Tabelle 5. Für konstante Werte von β_1 ,

$$\beta_1 = \text{const}, \quad (81)$$

stellen diese Zahlen unmittelbar die relative Empfindlichkeit $s(\tau_H)$ dar. Tatsächlich können wir nicht erwarten, daß die Flächengeschwindigkeit β_1 unabhängig von der Halbwertszeit τ_H ist. Nach Gl. (34) ist der wesentliche, gewebsabhängige Faktor in β_1 die Löslichkeit k_{tis} des Gewebes. Die anderen Faktoren können wir als konstant betrachten. Nach Gl. (7) tritt diese Löslichkeit des Gewebes auch als Faktor in der Halbwertszeit auf. Sind die übrigen Größen in der Halbwertszeit konstant:

$$\frac{V_{tis}}{\dot{V}_{arc} k_{circ}} = \text{const}, \quad (82)$$

so verläuft die Halbwertszeit proportional zur Flächengeschwindigkeit

$$\tau_H \sim k_{tis} \sim \beta_1. \quad (83)$$

Man kann jetzt aus den Daten des Teils 2 der Tabelle 5 die relative Empfindlichkeit zu bekommen, multiplizieren wir die Daten noch mit dem Faktor $(60 \text{ min})/\beta_1(\tau_H)$ und erhalten den Teil 4 der Tabelle 5. Die relative Empfindlichkeit fällt also noch stärker mit der Halbwertszeit ab.

Die tatsächlichen Werte von k_{tis} und damit von β_1 für ein bestimmtes Gewebe können aber nach Tabelle 1 nur wesentlich in N_2 und dort um höchstens um Faktor 6 variieren. Eine stärkere Veränderung von τ_H ist über die Strömungsgeschwindigkeit $\dot{V}_{tis}$ des Blutes durch das Gewebe möglich. Im allgemeinen wird daher β_1 sich weniger verändern als τ_H . Die Abhängigkeit der Größe β_1 von der Halbwertszeit τ_H wird daher zwischen Gl. (81)

und Gl. (83) und die relative Empfindlichkeit zwischen den Werten des Teiles 2 und denen des Teiles 4 der Tabelle 4 liegen.

Die Werte von A_{bl}/β_1 sind ohne Berücksichtigung der Übergangszeiten von einer Stufe zur anderen berechnet worden. Da diese Zeiten in der Größenordnung von Minuten liegen, sind die Ergebnisse für kleine Halbwertszeiten fehlerhaft, und wir müssen die Halbwertszeiten 5 und 10 min aus unserer Diskussion ausklammern.

Damit lassen sich aus Tabelle 5 keine genauen Schlüsse über die Abhängigkeit der relativen Empfindlichkeit $s(\tau_H)$ von der Halbwertszeit machen. Hierzu müßte man eine größere Zahl von dreistufigen, kritischen Druckverläufen experimentell ermitteln. Der wesentliche Wert der hier beschriebenen Analyse der relativen Empfindlichkeit liegt daher nicht in den Ergebnissen, sondern in der Darstellung der Methode.

Zusammenfassung

Als Ursache der Druckfallbeschwerden werden lokalisierte Gasblasen im Gewebe erkannt, die gelöstem Gas entstammen. Die Grundlagen zur Berechnung dieser Gasblasen werden untersucht. Eine Gleichung für die Blasengröße wird aufgestellt. Nur die an der Atmung nicht beteiligten, inaktiven Permanentgase, wie z. B. N_2 , He, sind von Bedeutung. Die Gasblase wächst auf Grund der treibenden Spannung(-sdifferenz) dieser Gase zwischen Gewebe und Blase, wobei in der Blase ungefähr die Gasspannungen des Außenraums vorliegen. Als bestimmende Größe tritt das Verhältnis dieser treibenden Spannung(-sdifferenz) zur Spannung in der Blase auf, ihr zeitliches Integral ist proportional zur Blasengröße. Als Maß für die Intensität der Beschwerden kann die Blasengröße, multipliziert mit der relativen Empfindlichkeit des jeweiligen Gewebes, gewählt werden. Aus der Grenze für das Auftreten von Beschwerden berechnet sich für jedes Gewebe eine kritische Blasengröße. Diese Überlegungen werden an einem einfachen, dreistufigen Druckverlauf veranschaulicht und auf die Tauchtabellen des U.S. Navy Diving Manuals angewandt. Es erweist sich dabei, daß die erste Druckstufe der Tabellen bei hohem Druck weit unterhalb der Beschwerdegrenze liegen muß. Die relative Empfindlichkeit der Gewebe muß mit zunehmender Halbwertszeit des Gasaustausches Gewebe—Außenraum abnehmen.

Summary

The decompression sickness is caused by localized gas bubbles in the body tissues resulting from dissolved gas. The basis for a calculation of these bubbles is derived. Only the inactive permanent gases which are not involved in respiration, as e.g. N_2 , He, are of interest. The bubble grows due to the driving tension of these gases between tissue and bubble where approximately the gas tensions of the surrounding atmosphere exist. The

ratio of this tension to the tension in the bubble appears as the governing quantity; its time integral is proportional to the size of the bubble. In a special tissue the size of the bubble, multiplied by the relative sensitivity of the tissue, can be chosen as a measure for the intensity of the bends. From the limit for the appearance of bends a critical size of the bubble can be calculated for each tissue. These considerations are specialized for a simple decompression in three stages and applied to the tables of the U.S. Navy Diving Manual. It can be demonstrated that the first pressure stage of the tables under high pressure must be far below the critical limit for the appearance of bends. The relative sensitivity of the tissues must decrease with increasing half life period for the gas exchange tissue-surrounding atmosphere.

Literatur

- BATEMAN, J. B.: Preoxygenation and nitrogen elimination. In: Decompression sickness, p. 242. Philadelphia-London: Saunders 1951.
- BEHNKE, A. R.: Decompression sickness following exposure to high pressures. In: Decompression sickness, p. 53. Philadelphia-London: Saunders 1951.
- CAMPBELL, J. A., and L. HILL: Quart. J. exp. Physiol. **23**, 219 (1933).
- HALDANE, J. S., and J. G. PRIESTLEY: Respiration, p. 327—361. New Haven: Yale University Press 1935.
- HARTMANN, H., u. K. G. MÜLLER: Mechanische Belastung der Lunge beim Druckfall. Z. Flugwiss. **10**, 203—216 (1962).
- HARVEY, E. N.: Physical factors in bubble formation. In: Decompression sickness, p. 90. Philadelphia-London: Saunders 1951.
- KELLER, H., u. A. BÜHLMANN: Probleme der Dekompressionsberechnungen. Helv. med. Acta **28**, 764—774 (1961).
- LIEBERMANN, L.: Air bubbles in water. J. appl. Physiol. **28**, 205 (1957).
- MÜLLER, K. G., u. S. RUFF (I): Beschreibung und Berechnung physiologischer Transportvorgänge. Int. Z. angew. Physiol. **20**, 337—355 (1964).
- — (II): Gasblasenbildung im Organismus beim Druckfall. Int. Z. angew. Physiol. **20**, 521—544 (1965).
- NIMS, L. F.: A physical theory of decompression sickness. In: Decompression sickness, p. 192. Philadelphia-London: Saunders 1951.
- U.S. Navy Diving Manual, Navy Department, Washington, D.C. 1963.
- WORKMAN, R. D.: Calculation of decompression schedules for nitrogen-oxygen and helium-oxygen dives. U.S. Navy Experimental Diving Unit, Research Report 6—65 (1965).

Professor Dr. S. RUFF
 Institut für Flugmedizin
 Deutsche Versuchsanstalt für Luft- und
 Raumfahrt e. V.
 532 Bad Godesberg, Kölner Straße 70