

U/288

Basov, B. I., Dorfman, A. A., Charlamov, A. A.

Über Turbulenzen der Meeresoberfläche, hervorgerufen durch
Unterwasser-Vulkanausbrüche

Deutsche Vollübersetzung aus:

Vulkanologija i sejsmologija. Moskva, 1981, Nr 1, S. 93 - 98.

Russ.:

**О ВОЗМУЩЕНИЯХ ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА,
ВОЗБУЖДАЕМЫХ ИЗВЕРЖЕНИЕМ ПОДВОДНОГО ВУЛКАНА**
O vozmuščenijach poverchnosti okeana, vozbuždaemych izverženiem
podvodnogo vulkana

Ein Unterwasser-Vulkanausbruch kann unter bestimmten Bedingungen die Bildung von Sultanen, senkrechten Flüssigkeitsausbrüchen in die Luft, zur Folge haben. Zusammen mit Wasser bilden die sehr heißen Eruptionsprodukte eine Gasblase, die Wasserdampf und gasförmige Eruptionsprodukte enthält. Die Ausdehnung der Gasblase führt zur Sultanbildung. Untersucht wird der Einfluß der Größe H/P (H Explosionstiefe, $P = 10,3$ m Luftdruck in m/Ws) auf die Kennwerte des Sultans, wodurch man ein Verfahren zur Bewertung der Sultanabmessungen bei Eruptionen von Unterwasservulkanen aufstellen kann. Die ermittelten theoretischen Abhängigkeiten wurden experimentell überprüft. Ein Vergleich der experimentellen und theoretischen Werte des Sultanradius zeigt, daß man bei entsprechender Wahl des Kennwerts h^+ ($h^+ = h_+/R_{\max}$, wobei h_+ die Höhe und R_{\max} der maximale Radius der Blase ist) mit dem angenommenen Modell die Kennwerte des Sultans berechnen kann. Mit dieser Methode wurde auch die Energie der Unterwassereruption des Vulkans Miodzin am 23. Oktober 1952 bestimmt. Die Berechnung bei der Eruption eines Unterwasservulkans mit der Energie von 10^{17} J in 640 m Tiefe ergab, daß der Sultanradius dabei ca. 9 km beträgt. Eine dementsprechende Turbulenz der freien Meeresoberfläche von ca. 250 km wurde mit Satelliten festgestellt. Solche Informationen sind zur Bestimmung der Vulkanherde im Meer von Interesse.

Ref.ž. Geologija 1981 6 V 543/S.S. Muchin

Übersetzungsstelle
der Universitätsbibliothek Stuttgart

Die Eruption eines Unterwasservulkans kann unter bestimmten Bedingungen eine Sultanbildung zur Folge haben. Ein Sultan ist ein senkrechter Ausbruch von Flüssigkeit in die Luft /1, 2, 9/. Eine Möglichkeit der Sultanbildung besteht darin: Zusammen mit Wasser bilden die sehr heißen Eruptionsprodukte eine Gasblase. Diese enthält Wasserdampf und gasförmige Eruptionsprodukte, und steht unter hohem Druck. Die Ausdehnung der Gasblase führt zur Sultanbildung. Eine qualitative Analyse der Begleitererscheinungen bei der Bildung eines Eruptionssultans enthalten die Arbeiten /7/ und /3/. In den Aufsätzen /5/ und /6/ sind empirische Abhängigkeiten angegeben, mit denen man die Kenngrößen eines sich bei TNT-Unterwasserexplosionen bildenden Sultans bestimmen kann. Die angenommenen näherungsweise Relationen wurden jedoch bei $H/p_A < 1$ ermittelt (H für die Explosionstiefe, $p_A = 10,3$ m für den Luftdruck in m/WS). Durch diesen Umstand ist es nicht möglich, die Vorgehensweise dieser Arbeiten auf die Untersuchung der Eruption eines Unterwasservulkans anzuwenden, da dabei der Fall $H/p_A > 1$ eintritt.

In der vorliegenden Arbeit untersuchen wir den Einfluß der Größe H/p_A auf die Sultan-Kenngrößen, wodurch sich ein Verfahren zur Bestimmung der Sultanabmessungen bei Eruptionen von Unterwasservulkanen aufstellen läßt.

Wir untersuchen das Modell einer vulkanischen Eruption, die eine der möglichen Erscheinungsformen von Unterwasservulkanismus darstellt. Aufgrund der explosiven Eruption des Unterwasservulkans in der Entfernung H von der Meeresoberfläche soll sich eine zylindrische oder kugelförmige Gasblase mit dem Radius R_* bilden. Sie enthalte gasförmige Eruptionsprodukte und Wasserdampf. Kugelförmige Blasen entstehen bei Eruptionen eines Zentralvulkans, zylindrische Blasen bei Eruptionen eines Spaltenvulkans. Der ursprüngliche Druck p_* in der Blase liegt sehr stark über dem hydrostatischen Druck in der Tiefe, wo sich die Blase befindet. Bei Ausdehnung der Gasblase geht die potentielle Energie

$$E = \frac{\nu + 2}{3} \cdot \frac{p_*}{\gamma - 1} \pi R_*^{\nu+1},$$

die zu Beginn in der Blase aufgespart ist, in die kinetische Energie der sich bewegenden Flüssigkeit über. Im Energieausdruck hat der Kennwert ν die Werte 1 bei ebener Symmetrie (zylindrische Blase) und 2 bei axialer Symmetrie des Vorgangs (kugelförmige Blase). γ stellt den Adiabatenexponenten des in der Blase enthaltenen Gases dar.

Zur Bestimmung der Hauptkennwerte des Sultans formulieren wir eine Aufgabe über die Bewegung einer Flüssigkeit mit freier Oberfläche, die durch die Ausdehnung einer Gasblase bedingt ist. Dabei vernachlässigen wir den Einfluß des Meeresbodens auf die Bewegung.

Wir bestimmen die Bewegung der Flüssigkeit im unteren Halbraum, der mit einer idealen nichtkomprimierbaren masselosen Flüssigkeit gefüllt und durch die freie Oberfläche und Gasblase begrenzt ist. Dann reduziert sich die Aufgabe auf die Bestimmung der harmonischen Funktion in dem durch die Flüssigkeit eingenommenen Bereich. Sie genügt den Randbedingungen an der freien Oberfläche und an der Blasengrenze sowie den Anfangsbedingungen. Angenommen, die Blase befände sich in großem Abstand von der freien Oberfläche ($H/R_{\max} < 1$, R_{\max} für den maximalen Blasenradius) und ihre Bewegung erzeuge eine nur geringe Störung der Flüssigkeit an der freien Oberfläche. Dann kann man eine Linearisierung der kinematischen und dynamischen Randbedingungen an der freien Oberfläche durchführen und sie in der Ebene ansetzen, die dem Gleichgewichtszustand der Flüssigkeit entspricht. Wir transformieren die in /8/ genannten Relationen und erhalten die Randbedingungen an der freien Oberfläche

$$\left. \begin{array}{l} \varphi = 0 \\ \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{\partial h}{\partial t} \end{array} \right\} z = 0, \quad (1)$$

wobei φ das Geschwindigkeitspotential, h die Abweichung der freien Flüssigkeitsoberfläche vom Gleichgewichtszustand und z die von der freien Oberfläche nach oben aufgetragene senkrechte Koordinate bezeichnen.

Außerdem gibt uns die Annahme $H/R_{\max} > 1$ die Möglichkeit, den Einfluß der Flüssigkeitsgrenze auf die Form der Gasblase zu vernachlässigen, d.h. man darf annehmen, daß während des untersuchten Zeitabschnittes $t < T_{\max}$ (T_{\max} für die Zeit, die dem maximalen Gasblasenradius R_{\max} entspricht) die Gasblase zylindrische (kugelförmige) Gestalt besitzt.

Man kann nachweisen, daß das Geschwindigkeitspotential, das harmonische Funktion ist und der dynamischen Bedingung an der freien Oberfläche und der kinematischen Bedingung an der Blasengrenze entspricht, durch die Formel

$$\varphi = \frac{1}{\nu+1} \cdot \frac{d}{dt} (R^{\nu+1}) \begin{cases} \ln \sqrt{\frac{r^2 + (z+H)^2}{r^2 + (z-H)^2}}, \nu = 1 \\ \frac{1}{\sqrt{r^2 + (z-H)^2}} - \frac{1}{\sqrt{r^2 + (z+H)^2}}, \nu = 2 \end{cases} \quad (2)$$

ausgedrückt wird, wobei R der Gasblasenradius ist und r die von der Symmetrieebene(achse) aus aufgetragene waagrechte Koordinate, die mit der Achse z ein rechtwinkliges Koordinatensystem bildet.

Aus Ausdruck (2) folgt die Abhängigkeit zur Bestimmung der senkrechten Flüssigkeitgeschwindigkeitskomponente an der freien Oberfläche

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{4-\nu}{3} \cdot \frac{d}{dt} (R^{\nu+1}) \frac{H}{(r^2 + H^2)^{\frac{\nu+1}{2}}} \quad (3)$$

Wir vereinigen die Relation (3) mit der kinematischen Bedingung an der freien Oberfläche (1), integrieren die ermittelte Abhängigkeit von 0 bis T_{\max} , nehmen $R_{\max} \gg R_0$ an und kommen zum Ausdruck für die Form der freien Oberfläche

$$h = \frac{4-\nu}{3} R_{\max}^{\nu+1} \cdot \frac{H}{(r^2 + H^2)^{\frac{\nu+1}{2}}} \quad (4)$$

Wir führen nun den Höhenwert h_+ ein, der der Störbereichsgrenze r_+ entspricht, d.h. wir nehmen an, daß bei $h < h_+$ ($r > r_+$) die Flüssigkeitsoberfläche horizontal ist. Dann erhalten wir aus der Relation (4) die Formel zur Bestimmung von r_+ :

$$r_+^2 = \left(\frac{4-\nu}{3h_+} \right)^{\frac{2}{\nu+1}} R_{\max}^{\nu+1} H^{\frac{2\nu}{\nu+1}} - H^2, \quad (5)$$

wobei $h^+ = h_+/R_{\max}$ ist.

Beim Bestimmen des maximalen Gasblasenradius gehen wir davon aus, daß der Fall $H/R_{\max} > 1$ untersucht wird. Dies erlaubt die Annahme, daß sich die Blase wie in einer unendlich ausgedehnten Flüssigkeit verhält.

Die Dynamik einer kugelförmigen Gasblase in einer unendlichen Flüssigkeit wurde in den Arbeiten /7/ und /10/ untersucht, die Ausdehnung einer zylindrischen Blase im Aufsatz /4/. Die Ergebnisse dieser Arbeiten ermöglichen uns folgende Darstellung von R_{\max} :

$$R_{\max} = C_1 R_0 \alpha \left(1 + \frac{H}{p_A}\right)^{-\frac{1}{\nu+1}}. \quad (6)$$

In dieser Gleichung bezeichnet R_0 den Ausbruchladungsradius. Die zugehörige Energie ist gleich der in der Gasblase nach Gleichung (1) zum Anfangszeitpunkt gespeicherten Druckenergie:

$$R_0 = R_* \left(\frac{p_*}{\gamma - 1} \cdot \frac{1}{Q\rho}\right)^{\frac{1}{\nu+1}}. \quad (7)$$

Der Koeffizient α wird mit Hilfe der Relation $\alpha = (Q\rho/Q_0\rho_0)^{\frac{1}{\nu+1}}$ bestimmt, wobei Q und ρ der spezifische Energieinhalt und die Dichte des Explosivstoffs sind und durch den Index "0" die entsprechenden TNT-Werte bezeichnet werden:

$$C_1 = \begin{cases} 120, 3; \nu = 1 \\ 30, 7; \nu = 2 - \text{empirischer Wert.} \end{cases}$$

Wir setzen (6) in die Relation (5) ein und erhalten den Ausdruck

$$r_+^2 = D \frac{H^{\frac{2}{\nu+1}}}{\left(1 + \frac{H}{p_A}\right)^{\frac{2\nu}{(1+\nu)^2}}} - H^2, \quad (8)$$

wobei

$$D = \left(\frac{4 - \nu}{3h^+}\right)^{\frac{2}{\nu+1}} (C_1 R_0 \alpha)^{\frac{2\nu}{\nu+1}}.$$

Die ermittelte Abhängigkeit ermöglicht uns die Bestimmung der horizontalen Sultanabmessungen bei bekanntem Blasenstartradius R_* , Druck p_* und bekannter Tiefe H . Die Analyse dieser Relation ermöglicht insbesondere die Schlußfolgerung, daß r_+ stark vom Kennwert H/p_A abhängt.

Aus (8) folgt, daß r_+ bei einer bestimmten Tiefe H_{\max} ein Maximum besitzt. Die Größe dieser Tiefe kann man aus einer Gleichung bestimmen, die sich durch Differentiation von Gleichung (8) nach H ergibt:

$$D \left(1 + \frac{1}{\nu+1} \cdot \frac{H_{\max}}{p_A} \right) = (\nu+1) H_{\max}^{\frac{2\nu}{\nu+1}} \left(1 + \frac{H_{\max}}{p_A} \right)^{1 + \frac{2\nu}{(\nu+1)^2}} \quad (9)$$

Die näherungsweise Lösung dieser Gleichung in den beiden Grenzfällen hat die Gestalt

$$H_{\max} = \begin{cases} D^{\frac{(1+\nu)^2}{2\nu(\nu+2)}} \cdot \frac{1}{p_A^{\frac{\nu+2}{\nu+1}}}, & H/p_A \gg 1 \\ \left(\frac{D}{\nu+1} \right)^{\frac{\nu+1}{2\nu}}, & H/p_A \ll 1 \end{cases} \quad (10)$$

Ausgehend von (8) kann man die Behauptung aufstellen, bei einer gewissen Tiefe H_K werde die Kamuflet-Bedingung erfüllt, d.h. daß die freie Flüssigkeitsoberfläche während der Blasenauwehnung ungestört ist ($r_+ = 0$). Die Größe H_K erfüllt dabei die Gleichung

$$H_K \left(1 + \frac{H_K}{p_A} \right)^{\frac{1}{\nu+1}} = D^{\frac{\nu+1}{2\nu}} \quad (11)$$

Die asymptotische Lösung dieser Gleichung hat die Gestalt

$$H_K = \begin{cases} D^{\frac{(\nu+1)^2}{2\nu(\nu+2)}} \cdot \frac{1}{p_A^{\frac{\nu+2}{\nu+1}}}, & H/p_A \gg 1 \\ D^{\frac{\nu+1}{2\nu}}, & H/p_A \ll 1 \end{cases} \quad (12)$$

Wir transformieren den Ausdruck (8) in dimensionslose Form, dann erhalten wir

$$\bar{r}_+^2 = \bar{D} \frac{1}{\left(1 + \frac{H}{p_A} \right)^{\frac{2\nu}{(\nu+1)^2}}} - 1, \quad (13)$$

wobei $\bar{r}_+ = r_+/H$, $\bar{D} = D/H^{\frac{2\nu}{\nu+1}}$.

Graphisch ist die Abhängigkeit (13) für $\nu=1$ in Abb. 1 dargestellt.

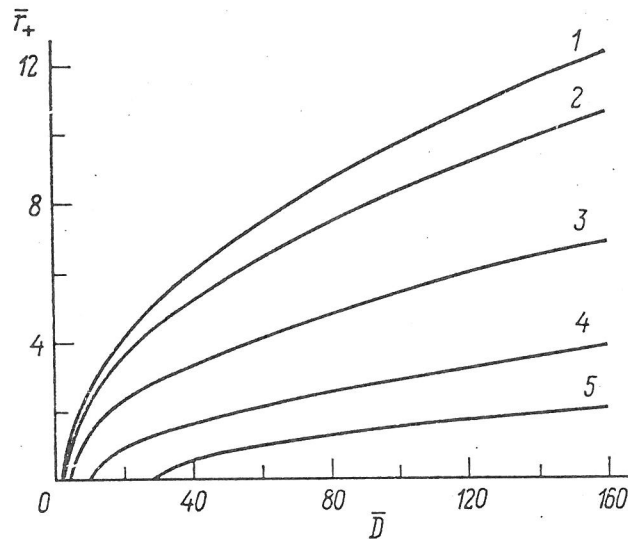


Abb. 1. Abhängigkeit der dimensionslosen Länge des gestörten freien Oberflächenbereichs vom Kennwert \bar{D} für $\nu=1$.
 $H/p_A=10^{-1}$ (1); 1 (2);
 10 (3); 10^2 (4); 10^3 (5)

Aus der Gleichung für \bar{r}_+ folgt die Regel für die Modellierung des untersuchten Vorgangs. Die jeweiligen Abmessungen des gestörten freien Oberflächenbereiches sind gleich $r_+/H = \text{const}$ (unter der Bedingung, daß $h_+/R_{\text{max}} = \text{const}$), wenn die Relation $R_0(1+H/p_A)^{-\frac{1}{\nu+1}}/H = \text{const}$ erfüllt wird. Die ermittelte Modellierungsregel macht es möglich, die in einigen Arbeiten /5, 6/ angegebenen Ergebnisse auf den $H/p_A > 1$ zu übertragen, der für Eruptionen von Unterwasservulkanen charakteristisch ist.

Die Zeit bis zum Erreichen der Grenze der Sultanausdehnung r_+ ist gleich T_{max} und wird (nach /10/ und /4/) nach der Gleichung

$$T_{\text{max}} = C_2 \frac{R_0 \alpha}{\left(1 + \frac{H}{p_A}\right)^{\frac{7-\nu}{6}}} \quad (14)$$

berechnet, wobei

$$C_2 = \begin{cases} 17, & \nu = 1 \\ 2, & \nu = 2 \end{cases} \text{ — empirische Konstante}$$

ist.

Durch die Abhängigkeiten (4) und (6) können die Ausdrücke für die maximale Sultanhöhe ermittelt werden:

$$h|_{r=0} = \frac{4-\nu}{3} (C_1 R_0 \alpha)^{\nu+1} \left(1 + \frac{H}{p_A}\right)^{-1} H^{-\nu}. \quad (15)$$

Der Bereich, wo das vorgestellte Rechenverfahren angewandt werden kann, wird durch die Ungleichung $H > R_{\max}$ bestimmt. Aus dieser folgt die Relation

$$H > \begin{cases} (C_1 \alpha R_0 p_A^{\frac{1}{\nu+1}})^{\frac{\nu+1}{\nu+2}}, & H/p_A \gg 1 \\ C_1 \alpha R_0, & H/p_A \ll 1. \end{cases} \quad (16)$$

Zur Bestimmung eines qualitativen Bildes der Sultanentwicklung bei großer relativer Explosionstiefe, aber auch zur Überprüfung der ermittelten theoretischen Abhängigkeiten wurden experimentelle Untersuchungen durchgeführt. Die Versuche geschahen in einem offenen Wasserbehälter von bis zu 6 m Tiefe. Als Explosionsquelle für die Kugelladungen diente handelsübliches Ammonit und für die Schnurladungen eine Taenit-Detonationskugel. Die spezifische Explosionsenergie betrug 1 060 und 1 400 kCal/kg. Das Gewicht pro Längeneinheit der Sprengschnur betrug 12 g/m. Der Ladungsradius wurde nach der Gleichung

$$R_0 = \left(\frac{3q_1}{\nu+2} \cdot \frac{1}{\pi\rho} \right)^{\frac{1}{\nu+1}}$$

berechnet, wobei q_1 die Masse der Kugelladung (kg) und die Durchschnittsmasse der Schnurladung (kg/m) bezeichnet. Die Tiefe, in der die Ladungen angebracht wurden, war in den Versuchen mit den Kugelladungen konstant ($H = 2,5$ m) und in denen mit Schnurladungen verschieden (von 0,5 bis 2,5 m). Die Länge der Schnurladungen war immer 6 mal größer als die Verlegungstiefe. Damit konnte vermieden werden, daß sich die Ladungsenden irgendwie auf die Sultanform auswirken. Die Entwicklung des Sultans wurde mit einer 35 mm-Kamera Marke "Convax" mit konstanter Geschwindigkeit 50 Bilder/sec festgehalten. Festgestellt wurde, daß der Sultan bei Explosionen in tiefem Wasser

konische Form besitzt. Der maximale Sultanradius wurde nach den Filmaufnahmen bestimmt (Abb. 2). Die wichtigsten Versuchsergebnisse sind in der Tab. enthalten.

Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen

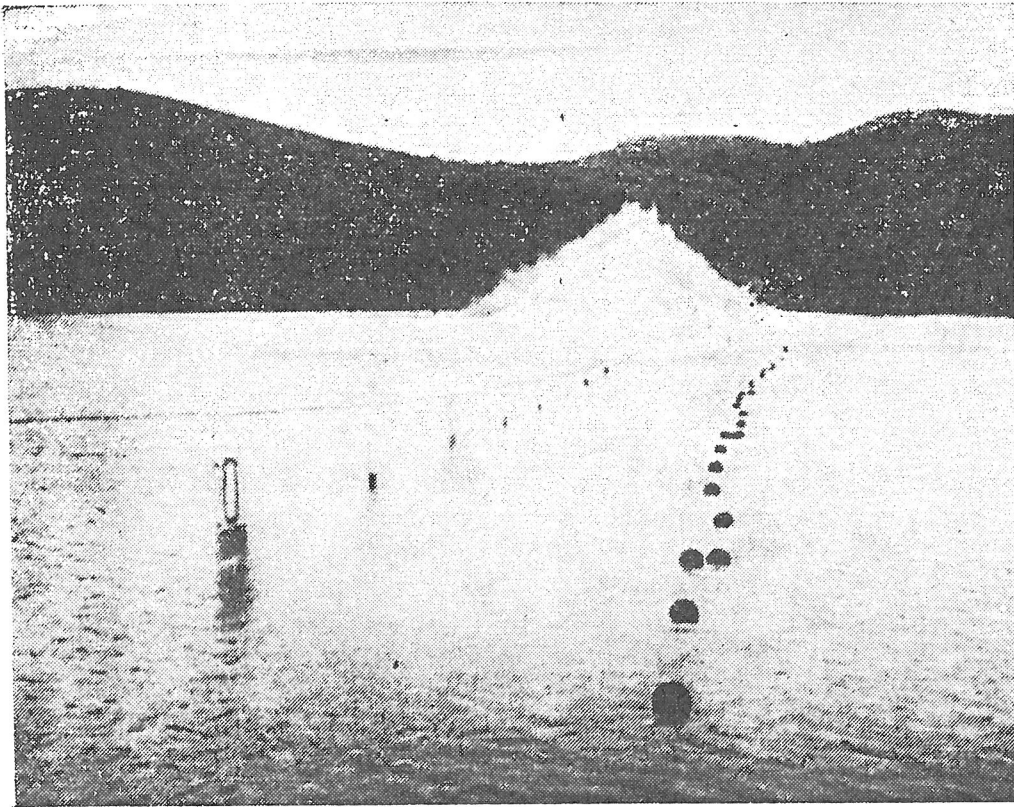
Kennwerte	Art der Ladung						
	Kugelladung				Zylinderladung		
Ladungsmasse q, kg, kg/m	0,9	3,0	5,1	7,6	0,084	0,132	0,300
Ladungsenergie E, 10 ⁶ J, 10 ⁵ J/m	4,007	13,356	22,705	33,835	0,494	0,776	1,764
Ladungsradius R ₀ , cm	5,2	7,8	9,3	10,6	0,41	0,51	0,77
Verlegungstiefe H, m	2,5	2,5	2,5	2,5	0,5	1,1	2,5
relative Verlegungstiefe H/R ₀ , m	48	32	27	24	122	216	325
Sultanradius r (experimentell), m ⁺	4,5	7,5	8,5	10,0	2,3	3,8	8,0
Sultanradius r ⁺ (theoretisch), m ⁺	4,74	7,8	8,9	9,75	2,8	4,5	7,9

Der Vergleich der ermittelten experimentellen und theoretischen Kennwerte des Sultanradius ($h^+ = 0,035$; $\nu = 1$; $h^+ = 0,015$; $\nu = 2$) zeigt, daß sich bei entsprechender Wahl des Wertes h^+ die Werte des Sultans mit dem angenommenen Modell berechnen lassen.

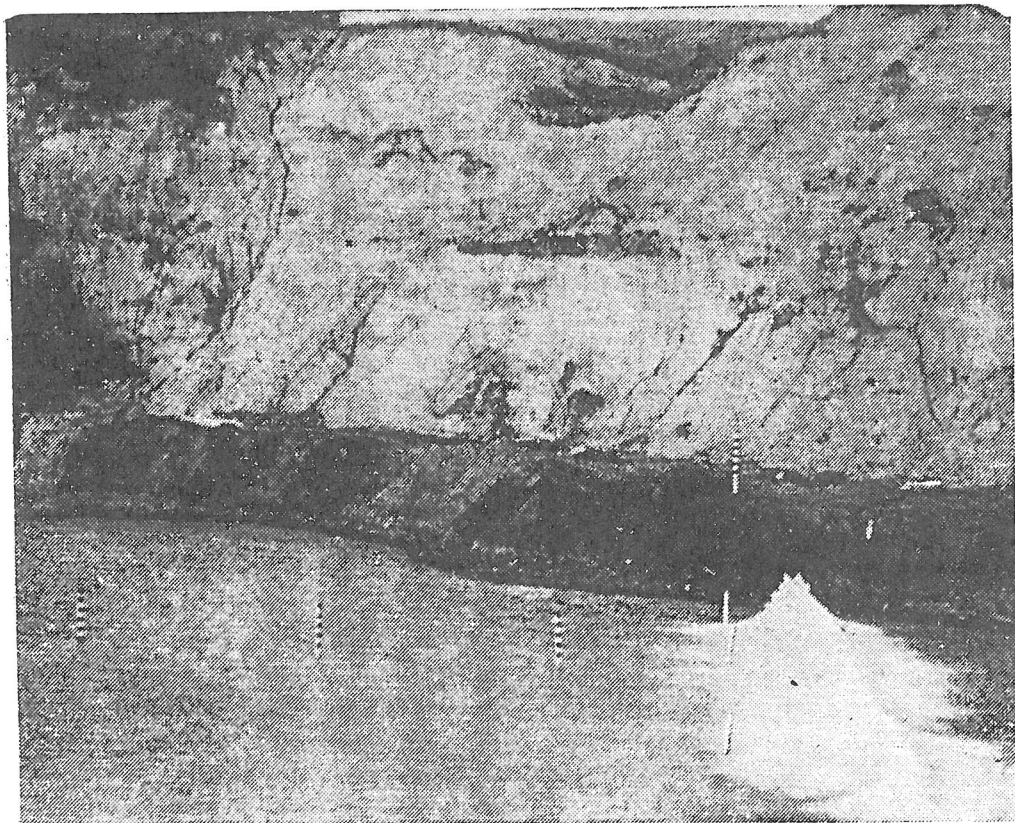
Die vorliegenden Daten über die Unterwasser-Eruption des Vulkans Międzin¹⁾ am 23.10.1952 /9/ lassen mit Hilfe der vorgestellten Methode eine Bewertung der Energie dieser explosiven Eruption zu. Beim festgestellten Sultanradius $r \approx 1$ km und der Eruptionstiefe $H = 200$ m und unter Annahme von $\nu = 2$, $h^+ = 10^{-2}$ erhalten wir aufgrund von Abhängigkeit (8) die Schätzung $R_0 = 20$ m. Diese führt zum Energiewert $E \approx 10^{14}$ J.

Die für die Eruption eines Unterwasservulkans mit der Energie 10^{17} J in 640 m Tiefe durchgeführte Berechnung (entspricht in etwa den starken Eruptionen von /2/) zeigte, daß der Radius des dabei entstandenen Sultans ~ 9 km beträgt. Eine dementsprechende Störung der freien Meeresoberfläche auf einer

¹⁾ Gemeint ist Myojin, vgl. /9/, S. 176 - 177 - hier auch das Datum "23. Sept. 1952" (Anm.d.Übers.).



a)



b)

Abb. 2. Beispiele von Filmaufnahmen während der Versuche.

a) $\nu = 2$; $H = 2,5$ m, $R_0 = 0,106$ m, $E = 33\ 853$ kJ;

b) $\nu = 1$, $H = 0,5$ m, $R_0 = 0,0041$ m, $E = 494$ kJ/m.

Fläche von $\sim 250 \text{ km}^2$ läßt sich leicht mit Satelliten feststellen. Solche Informationen sind von großem Wert beim Bestimmen von tätigen Vulkanherden im Meer.

Die Verfasser danken den Herren S.L. Solov'ev (korresp. Mitglied der Akad. d.Wiss.d.UdSSR), V.M. Kajstrenko, I.A. Malkin und V.I. Fedorčenko für ihre Beiträge zu dieser Arbeit.

Literatur

- Влодавец В. И.* О цунами, связанных с вулканическими извержениями.— Бюл. Совета по сейсмологии АН СССР, 1956, № 2, с. 27—30.
1. *Vlodavec, V.I.*: O cunami, svjazannyh s vulkaničeskimi izverženijami.
In: *Bjułleten'*. Sovet po sejsmologii Akademii nauk SSSR. Moskva, 1956, Nr 2, S. 27 - 30.
/Über Tsunami-Erscheinungen im Zusammenhang mit vulkanischen Eruptionen; russ./
 2. *Горшков Г. С., Богоявленская Г. Е.* Вулкан Безымянный и особенности его последнего извержения (1955—1963). М., «Наука», 1965, с. 171.
Gorškov, G/eorgij/ S/tepanovič/, Bogojavlenskaja, G/enrietta/ E/vgen'evna/
Vulkan Bezymjannyj i osobennosti ego poslednego izverženija (1955 - 1963).
Moskva: Verlag "Nauka", 1965, 172 S.
(Akademija nauk SSSR. Sibirskoe otdelenie. Institut vulkanologii)
/Der Bezymianny-Vulkan und die Besonderheiten bei seiner letzten Eruption (1955 - 1963); russ./
 3. *Кедринский В. К.* Поверхностные эффекты при подводном взрыве.— ПМТФ, 1978, № 4, с. 66—87.
Kedrinskij, V.K.: Poverchnostnye efekty pri podvodnom vzryve.
In: *Žurnal prikladnoj mehaniki i techničeskoj fiziki.* Moskva, 1978, Nr 4, S. 66 - 87.
Engl.: Surface effects from an underwater explosion.(Review)
In: *Journal of applied mechanics and technical physics.* New York, 1978, Nr 4, S. 474 - 490.
 4. *Кедринский В. К., Кузавов В. Т.* Динамика цилиндрической полости в сжимаемой жидкости.— ПМТФ, 1977, № 4, с. 102—106.
Kedrinskij, V.K., Kuzavov, V.T.: Dinamika cilindričeskoj polosti v žimaemoj židkosti.
In: *Žurnal prikladnoj mehaniki i techničeskoj fiziki.* Moskva, 1977, Nr 4, S. 102 - 106.
Engl.: Dynamics of a cylindrical cavity in a compressible liquid.
In: *Journal of applied mechanics and technical physics.* New York, 1977, Nr 4, S. 515 - 519.
 5. *Козаченко Л. С., Христофоров Б. Д.* Поверхностные явления при подводных взрывах.— Физика горения и взрыва, 1972, т. 8, № 3, с. 433—438.
Kozačenko, L.S., Christoforov, B.D.: Poverchnostnye javlenija pri podvodnyh vzryvach.
In: *Fizika gorenija i vzryva.* Moskva, 8 (1972), Nr 3, S. 433 - 438.
Engl.: Surface events during underwater explosions.
In: *Combustion, explosion, and shock waves.* New York, 8 (1972), Nr 3, S. 351 - 354.

Коробейников В. П., Христофоров Б. Д. Подводный взрыв.— В кн.: Гидромеханика (Итоги науки и техники), т. 9. М., 1976, с. 54—119.

6. Korobejnikov, V.P., Christoforov, B.D.: Podvodnyj vzryv.
In: Itogi nauki i tehniki. Serija Gidromechanika. Moskva: 1976, Bd 9,
S. 54 - 119.
/Underwater explosions; russ./

Коул Р. Подводные взрывы. М., ИЛ, 1959, 494 с.

7. Kou1, R.
Podvodnye vzryvy.
Moskva: Inostrannaja literatura, 1959, 494 S.
Engl.:
Underwater explosions. By R. H. Cole.
Dover: 1965.

Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М., «Наука», 1970, 416 с.

8. Lavrent'ev, Michaili/ A/lekseevič/, Šabat, B.V.
Problemy gidrodinamiki i ich matematičeskije modeli.
Moskva: Verlag "Nauka", 1970, 416 S.
/Problems of hydrodynamics and their mathematical models; russ./

Соловьев С. Л., Го Ч. Н. Каталог цунами на Западном побережье Тихого океана. М., «Наука», 1974, 310 с.

9. Solov'ev, Sergej/ Leonidovič/, Go, Č/an/ N/am/
Katalog cunami na zapadnom poberež'e Tichogo oceana.
Moskva: Verlag "Nauka", 1974, 312 S.
(Akademija nauk SSSR. Mežvedomstvennyj sovet po sejsmologii i sejsmostojkomu stroitel'stvu. Sachalinskij kompleksnyj naučno-issledovatel'skij institut Dal'nevostočnogo naučnogo centra)
/Katalog der Tsunami an der Pazifik-Westküste; russ./

Физика взрыва, под ред. К. П. Станюковича. М., «Наука», 1975, с. 704.

10. Fizika vzryva.
Pod red. K.P. Stanjukoviča.
Moskva: Verlag "Nauka", 1975.
/Physik der Explosionen; russ./

Komplex-Forschungsinstitut
Sachalin
Fernöstliches
Wissenschaftszentrum der
Akad.d.Wiss.d.UdSSR

Redaktionseingang
6.6.1979

Stuttgart, den 22. Oktober 1986

übersetzt von

Übersetzungsstelle
der Universitätsbibliothek Stuttgart

Ottmar Pertschi
(Ottmar Pertschi)
Dipl.-Übersetzer