

**Eur 16. f**

**COMMUNAUTÉ EUROPÉENNE DE L'ÉNERGIE ATOMIQUE**

**POSSIBILITÉS D'UTILISATION PROGRESSIVE  
DE L'ÉNERGIE THERMIQUE  
LIBÉRÉE PAR DES EXPLOSIONS NUCLÉAIRES**

par P. HERRINCK

JUIN 1962



Rapport du contrat No 001-61-1-DMNB



## AVERTISSEMENT

Le présent document a été élaboré sous les auspices de la Commission de la Communauté Européenne de l'Energie Atomique (Euratom).

Il est précisé que la Commission d'Euratom, ses cocontractants ou toute personne agissant en leur nom :

- 1° — Ne garantissent pas l'exactitude ou le caractère complet des informations contenues dans ce document, ni que l'utilisation d'une information, d'un équipement, d'une méthode ou d'un procédé quelconque décrits dans le présent document ne portent pas atteinte à des droits privatifs.
- 2° — N'assument aucune responsabilité pour les dommages qui pourraient résulter de l'utilisation d'informations, d'équipements, de méthodes ou procédés divulgués dans le présent document.

Ce rapport est vendu au prix de 30 francs belges, sur demande adressée à: PRESSES ACADEMIQUES EUROPEENNES, 98, chaussée de Charleroi, Bruxelles 6.

Le paiement se fait par versement:

- à la BANQUE DE LA SOCIETE GENERALE (Agence Ma Campagne) compte n° 964.558,
- à la BELGIAN AMERICAN BANK and TRUST COMPANY - New York, compte n° 121.86,
- à la LLOYDS BANK (Foreign) Ltd. - 10 Moortgate - London E.C.2,

en mentionnant la référence: « EUR 16. f . Possibilités d'utilisation progressive de l'énergie thermique libérée par des explosions nucléaires ».



EUR 16. f

POSSIBILITES D'UTILISATION PROGRESSIVE DE L'ENERGIE THERMIQUE  
LIBEREE PAR DES EXPLOSIONS NUCLEAIRES - par P. Herrinck.  
Communauté Européenne de l'Energie Atomique - Euratom - Bruxelles -  
Rapport du Contrat n° 001/61/1-DMNB.

Bruxelles, Juin 1962 - 40 pages.

Le présent rapport est consacré à une étude succincte des applications thermiques des explosions nucléaires. On examine d'une part les possibilités d'utilisation de l'énergie dégagée soit par des explosions souterraines soit par des explosions réalisées dans des récipients appropriés et d'autre part l'emploi d'explosions pour faciliter la récupération de l'énergie géothermique.

EUR 16. f

POSSIBILITIES OF GRADUAL USE OF THE THERMAL ENERGY PRODUCED  
BY NUCLEAR EXPLOSIONS - by P. Herrinck.  
European Atomic Energy Community - Euratom - Bruxelles -  
Report on contract no. 001/61/1/DMNB.

Brussels, June 1962 - 40 pages.

The present report is devoted to a short study of the thermal applications of nuclear explosions. The recovery of the energy output from explosions carried out either underground or in appropriate containers and the use of nuclear explosions for the recovery of geothermal energy are examined.

EUR 16. f

POSSIBILITIES OF GRADUAL USE OF THE THERMAL ENERGY PRODUCED  
BY NUCLEAR EXPLOSIONS - by P. Herrinck.  
European Atomic Energy Community - Euratom - Bruxelles -  
Report on contract no. 001/61/1/DMNB.

Brussels, June 1962 - 40 pages.

The present report is devoted to a short study of the thermal applications of nuclear explosions. The recovery of the energy output from explosions carried out either underground or in appropriate containers and the use of nuclear explosions for the recovery of geothermal energy are examined.

EUR 16. f

POSSIBILITIES OF GRADUAL USE OF THE THERMAL ENERGY PRODUCED  
BY NUCLEAR EXPLOSIONS - by P. Herrinck.  
European Atomic Energy Community - Euratom - Bruxelles -  
Report on contract no. 001/61/1/DMNB.

Brussels, June 1962 - 40 pages.

The present report is devoted to a short study of the thermal applications of nuclear explosions. The recovery of the energy output from explosions carried out either underground or in appropriate containers and the use of nuclear explosions for the recovery of geothermal energy are examined.



# **Eur 16. f**

**COMMUNAUTÉ EUROPÉENNE DE L'ÉNERGIE ATOMIQUE**

**POSSIBILITÉS D'UTILISATION PROGRESSIVE  
DE L'ÉNERGIE THERMIQUE  
LIBÉRÉE PAR DES EXPLOSIONS NUCLÉAIRES**

par **P. HERRINCK**

**JUIN 1962**



**Rapport du contrat No 001-61-1-DMNB**



## TABLE DES MATIERES

1 — INTRODUCTION . . . . .	5
2 — GENERALITES AU SUJET DES EXPLOSIONS NUCLEAIRES . . . . .	6
2.1 — Données énergétiques élémentaires . . . . .	6
2.2 — Coût des explosions nucléaires et comparaison avec d'autres modes de production d'énergie . . . . .	7
3 — PHENOMENOLOGIE D'UNE EXPLOSION SOUTERRAINE . . . . .	8
3.1 — Phase nucléaire . . . . .	9
3.2 — Phase hydrodynamique . . . . .	9
3.3 — Phase quasi statique . . . . .	10
3.4 — Phase finale . . . . .	10
4 — PROPRIETES DES CAVITES . . . . .	11
4.1 — Remarques relatives à la résistance mécanique des cavités sphériques . . . . .	11
4.2 — Considérations sur le moyen de préserver les cavités . . . . .	12
5 — CONSIDERATIONS THEORIQUES RELATIVES A LA DISSIPATION DE L'ENERGIE THERMIQUE . . . . .	13
5.1 — Equation différentielle de la conduction . . . . .	13
5.2 — Equation différentielle de la conduction dans le cas sphérique . . . . .	15
5.3 — Propagation à partir d'une source sphérique instantanée . . . . .	15
5.4 — Remarque au sujet du flux de calories par conduction et par rayonnement . . . . .	20
6 — FORMATION DE CAVITES . . . . .	22
7 — UTILISATION DES EXPLOSIONS NUCLEAIRES POUR LA REALISATION D'INSTALLATIONS DESTINEES A LA RECUPERATION DE L'ENERGIE GEOTHERMIQUE . . . . .	25
8 — THEORIE SUCCINCTE DES ONDES DE CHOC . . . . .	26
9 — PROJETS D'INSTALLATIONS DESTINEES A LA RECUPERATION DE L'ENERGIE THERMIQUE D'EXPLOSIONS NUCLEAIRES . . . . .	31
9.1 — Cavité souterraine double utilisée à haute pression . . . . .	31
9.2 — Explosion dans une enveloppe sphérique - Projet Porzel . . . . .	31
9.3 — Projet Gnome . . . . .	36
10 — CONCLUSIONS . . . . .	37
BIBLIOGRAPHIE . . . . .	39





# POSSIBILITES D'UTILISATION PROGRESSIVE DE L'ENERGIE THERMIQUE LIBEREE PAR DES EXPLOSIONS NUCLEAIRES

## RESUME

Le présent rapport est consacré à une étude succincte des applications thermiques des explosions nucléaires. On examine d'une part les possibilités d'utilisation de l'énergie dégagée soit par des explosions souterraines soit par des explosions réalisées dans des récipients appropriés et d'autre part l'emploi d'explosions pour faciliter la récupération de l'énergie géothermique.

## SUMMARY

The present report is devoted to a short study of the thermal applications of nuclear explosions. The recovery of the energy output from explosions carried out either underground or in appropriate containers and the use of nuclear explosions for the recovery of geothermal energy are examined.

## 1 — INTRODUCTION

Dans le présent travail nous tentons d'examiner avec le plus d'objectivité possible les moyens éventuels d'utilisation progressive de l'énergie thermique obtenue à partir d'explosions thermonucléaires.

Le deuxième chapitre est consacré à des généralités.

D'emblée nous circonscrivons l'ampleur du phénomène en comparant l'énergie mise en jeu à celle nécessaire pour chauffer des sphères de roche.

Nous effectuons ensuite une comparaison entre le prix de revient de l'énergie chimique et celui de l'énergie nucléaire.

Le troisième chapitre donne une description de la phénoménologie des explosions souterraines.

Le quatrième chapitre est une parenthèse technique relative à la résistance des cavités sphériques. Nous en profitons pour y développer succinctement nos idées sur les moyens à mettre en œuvre pour en éviter l'effondrement, car pour beaucoup d'applications pratiques la stabilité des cavités est une condition *sine qua non*.

L'étude théorique de la propagation de la chaleur dans un milieu infini fait l'objet de nos préoccupations dans le chapitre suivant.

Bien que le problème ait été idéalisé pour le rendre facilement calculable il permet néanmoins de fixer certaines conditions essentielles à respecter dans un projet concret de réalisation. Au sixième chapitre nous étudions l'énergétique de la formation des cavités.

Le chapitre 7 est consacré aux possibilités d'emploi de l'énergie nucléaire pour faciliter la récupération de l'énergie géothermique.

Avant les conclusions nous traitons dans un dernier chapitre des projets qui ont été élaborés aux Etats-Unis.

## GENERALITES AU SUJET DES EXPLOSIONS NUCLEAIRES

### énergétiques élémentaires

Une explosion nucléaire se caractérise par son équivalent énergétique en kilotonne

de TNT. Si on considère que

$$1 \text{ K.T. de T.N.T.} = 4,2 \cdot 10^{10} \text{ ergs} = 10^{12} \text{ calorie-gramme.}$$

On sait assez bien ce que l'on peut attendre d'une explosion conventionnelle et remarquer que la combustion lente d'un tel explosif chimique libère moins d'énergie que ce qui est indiqué.

En voulant comparer l'équivalence donnée ci-dessus à l'énergie libérée par la combustion complète du charbon.

On trouve 8000 calorie-gramme par gramme de charbon, il en résulte que

$$1 \text{ K.T. de T.N.T.} = 125 \text{ tonnes de charbon.}$$

On a donc 8 fois moins de charbon complètement consommé que de T.N.T. pour la même libération d'énergie.

Le paramètre  $W$  représentera l'énergie libérée par une explosion nucléaire et sera exprimé en unité K.T.

En fixant les idées calculons le rayon  $R$  d'une sphère de granite dont une partie est susceptible d'élever la température de  $\Delta t$  degrés centigrades.

On a immédiatement

$$W \cdot 10^{12} = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho c \Delta t$$

soit

le coefficient calorifique de l'unité de volume.

$$\text{granite: } \begin{aligned} \rho &= 2,6 \\ c &= 0,21 \end{aligned}$$

on a

$$R = 7,6 \cdot 10^3 \left( \frac{W}{\Delta t} \right)^{1/3} \text{ cm}$$

Voici quelques valeurs numériques suivantes:

$W$	$t$	$R$
1 KT	1°	76 m
1 KT	1000°	7,60 m
1 MT	1000°	76 m
100 MT	1000°	353 m

On voit que si les dimensions sont praticables pour de faibles puissances elles deviennent impossibles pour les très grandes puissances.



## 2.2 — Coût des explosions nucléaires et comparaison avec d'autres modes de production d'énergie

L'Atomic Energy Commission a publié le prix de quelques engins nucléaires en fonction de leur puissance. Par interpolation on obtient le tableau suivant:

Energie Equivalente KT	Coût de l'engin nucléaire 10 <sup>6</sup> \$	Coût par KT 10 <sup>6</sup> \$	Coût de l'énergie équivalente en charbon (rendement 100 %) 10 <sup>6</sup> \$
1	0,2	0,2	0,005
10	0,6	0,06	0,05
100	0,9	0,009	0,5
1.000	1,0	0,001	5
10.000	1,1	0,0001	50
100.000	1,2	0,00001	500

On remarque tout d'abord que l'on a avantage à utiliser des engins de grande puissance. A partir de 1.000 KT le prix reste pratiquement le même, quelle que soit la puissance.

L'équivalent en charbon a été calculé en supposant que le charbon coûtait 40 \$ la tonne. On voit qu'il faut atteindre des puissances de l'ordre de 200 KT pour que l'énergie nucléaire devienne avantageuse.

Aux U.S.A. on estime que le prix de revient minimum de 252.10<sup>6</sup> calorie-gramme (10<sup>6</sup> BTU) d'énergie en provenance de pétrole brut sera dans les 10 à 20 années à venir, de l'ordre de 0,2 à 0,25 \$. Nous pouvons, à partir de cette donnée, effectuer la comparaison suivante:

Puissance de l'engin en M.T.	0,1	1,0	10,0	100,0
Energie dégagée en calorie-gramme	10 <sup>14</sup>	10 <sup>15</sup>	10 <sup>16</sup>	10 <sup>17</sup>
Prix de l'engin (en millions de \$)				
a) d'après l'A.E.C.	0,9	1,0	1,1	1,2
b) d'après une évaluation de Cornell and Suttle	0,24	0,25	0,275	0,300
Coût par million de BTU, en \$ (252.10 <sup>6</sup> calorie-gramme)				
a) d'après les prix A.E.C.	2,25	0,25	0,275	0,300
b) d'après Cornell and Suttle	0,60	0,0625	0,0069	0,0008

D'après le tableau on voit que les prix deviennent compétitifs à partir de 1 M.T. et l'estimation de Cornell et Suttle basée sur des arguments non publiés ne change pratiquement pas la limite calculée à partir du charbon.

Pour fixer les idées considérons une installation nécessitant 1 Giga watt de puissance (= 10<sup>6</sup> KW) soit 10<sup>9</sup>.10<sup>7</sup> erg/sec. = 10<sup>16</sup> erg/sec.

utilisons des explosions de 100.000 KT et en supposant un rendement énergétique nous aurons à faire exploser une bombe toutes les :

$$\frac{10^5 \cdot 4,2 \cdot 10^{19} \text{ erg}}{10^{16} \text{ erg/sec}} = 4,2 \cdot 10^8 \text{ sec.}$$

ent thermique de l'explosion est de 10 %, cela donne encore 500 jours. ayant des explosions de 1 MT avec un rendement en calories récupérées une sera d'une explosion tous les 5 jours.

extrêmement élémentaire montre néanmoins deux choses :

l'énergie des bombes utilisées est grande, plus il sera nécessaire d'être à l'énergie libérée, pendant de longues périodes, avec le moins de perte

l'énergie des bombes est petite, plus il faudra disposer d'installations susciter aux effets (mécaniques et radioactifs) d'explosions répétées et plus le combustible sera élevé.

## PHENOMENOLOGIE D'UNE EXPLOSION SOUTERRAINE

se de deux sources de documentation en ce qui concerne les explosions une part la technique du génie militaire fournit des données relatives à la amoufflets par des explosions chimiques.

part cinq expériences exécutées au Nevada permettent de caractériser la des explosions nucléaires souterraines.

Date	W (K.T)	Profondeur pieds	Profondeur réduite
10/30/58	19,0 ± 1,5	835	310
10/16/58	5,0 ± 0,4	830	485
9/19/57	1,7 ± 0,1	790	670
10/ 8/58	0,07 ± 0,01	330	780
10/29/58	0,055 ± 0,030	840	2200

on Blanca a donné lieu à un petit cratère résultant du fait que la cheminée face.

expériences il résulte, qu'en première approximation et avec un coefficient explosion ne donne aucun effet en surface si la profondeur du foyer  $D$ , us grande que :

$$D = 450 W^{1/3}$$

la puissance équivalente de l'engin exprimée en kilotonne de T.N.T.

nce Rainier a été la plus étudiée. Nous en utiliserons principalement les qui suit.



Une explosion nucléaire souterraine peut se caractériser par quatre phases en se basant sur les temps nécessaires à leur accomplissement.

### 3.1 — Phase nucléaire (microsecondes)

L'énergie de l'explosion nucléaire est libérée en quelques dizaines de microsecondes. Il se forme une boule de feu qui vaporise les éléments de la bombe ainsi que les roches avoisinantes.

Dans l'explosion Rainier la charge a été placée dans une cavité de  $1,85 \times 1,85 \times 2,15$  m. L'énergie libérée était de 1,7 KT, soit  $7,2 \cdot 10^{19}$  ergs.

Bombe comprise, le matériel déposé dans cette chambre représentait environ 1 tonne.

Après quelques microsecondes la pression devait être de l'ordre de  $7 \cdot 10^6$  bars (atmosphères), la température de  $10^6$  K et le flux de neutrons de l'ordre de  $2 \cdot 10^{23}$  par KT d'énergie de fission. Notons en passant que la pression de radiation, bien que négligeable, atteignait néanmoins 2500 bars.

### 3.2 — Phase hydrodynamique (millisecondes)

L'onde de choc résultant de l'expansion de la boule de feu vaporise, fond et écrase le milieu environnant et forme une cavité.

Dans l'expérience Rainier après 80 millisecondes la chambre a pris une forme sphérique ayant un diamètre de 38 mètres. A ce moment la cavité formée est tapissée d'une couche de roche fondue de 10 cm d'épaisseur, représentant environ 800 tonnes de matière.

La température n'était plus alors que de  $1200^\circ$  à  $1500^\circ$  et la pression de l'ordre de 40 à 50 bars.

Les échantillons d'aspect vitreux provenant de roches fondues ont été prélevés et rechauffés au laboratoire. Sous l'influence des gaz occlus ces échantillons se sont dilatés au point d'occuper plusieurs fois leur volume initial. Le calcul a montré que la pression à l'intérieur des bulles était de l'ordre de 40 atm., ce qui confirme les nombres donnés ci-dessus. L'onde de choc en se propageant a provoqué l'écrasement des roches au-delà de la cavité jusqu'à une distance du centre de l'ordre de 40 m.

En 40 et 55 m de rayon la roche était fracturée.

Enfin une déformation élastique permanente a été constatée jusqu'à 85 m du centre de la cavité.

Le tableau suivant résume ces faits et donne une évaluation de l'énergie dépensée aux divers stades en % de l'énergie initiale.

Rayon	Etat	% d'énergie initiale
0 — 19 m	gaz	8,2
19 — 19,10	liquide	19,1
19,10 — 40	zone d'écrasement	47,0
40 — 55	zone de fracturation	21,2
55 — 85	zone plastique	4,5
		100,0 %

partition de l'énergie a été obtenue par Nuckolls à partir d'un modèle

suivant donne la pression maximale de l'onde de choc, évaluée en fonc-

m

50 m

m.

es se présentent sous la forme d'une droite dans un diagramme d'or-

scisses logarithmiques.

1 rayon de 2,3 m la roche constituée du tuf volcanique a été vaporisée

ade. Jusqu'à 3,3 m elle a été fondue par l'effet de l'onde de choc.

du centre l'onde de choc avait perdu suffisamment d'énergie pour fondre

if.

choc se propage pendant les 5 premières millisecondes à une vitesse

en résulte que la propagation de l'onde de choc se fait plus rapidement

de la cavité.

**quasi statique** (secondes à minutes)

formée dans le sol persiste pendant une période qui a été estimée de quel-

secondes à un petit nombre de minutes.

ce temps la roche fondue s'écoule le long de la paroi et dégouline du

la cavité s'effondre ensuite. La température s'abaisse alors très rapide-

de l'expansion rapide des gaz et des matériaux froids tombants dans la

fondue se solidifie sous la forme d'une calotte vitreuse que l'on a retrouvé

la cavité. Cette matière vitreuse insoluble contient de 65 à 80 % de

produits de fission, le reste étant distribué dans la zone d'effondrement.

notamment de la présence de 15 à 20 % d'eau dans la roche de l'expérience

une large zone perméable, la température des roches tombe rapidement

le point d'ébullition de l'eau.

successives le toit de la cavité s'effondre pour affecter dans le cas de

lier la forme d'une cheminée d'une hauteur d'environ 120 m.

d'effondrement est remplie de morceaux de roche ayant des diamètres

quelques centimètres à plusieurs décimètres. Les interstices étaient remplis

de poussière très fine qui après une année s'était recimentée.

**finale** (de jours à des années)

la chaleur se perd par conduction et les produits radioactifs se transmutent.

une petite zone présentait encore une température entre 80 et 90°.



## 4.1 — Remarques relatives à la résistance mécanique des cavités sphériques

Considérons une sphère creuse ayant respectivement pour rayon intérieur et extérieur les quantités  $R_o$  et  $R_1$ , soient  $p_o$  la pression régnant à l'intérieur de la sphère et  $p_1$  la pression extérieure.

Si  $R$  représente la distance au centre, la compression tangentielle  $T$  dans la paroi est donnée par l'expression:

$$T = p_1 \frac{R_1^3}{R_1^3 - R_o^3} \left( 1 + \frac{R_o^3}{2r^3} \right) - p_o \frac{R_o^3}{R_1^3 - R_o^3} \left( 1 + \frac{R_1^3}{2r^3} \right)$$

On a aussi en dérivant:

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{2} \frac{R_1^3 R_o^3}{R_1^3 - R_o^3} (p_1 - p_o) \frac{1}{r^4}$$

ce qui montre que la compression  $T$  diminue quand  $r$  croît si  $p_1 > p_o$ . La compression est donc maximum pour  $r = R_o$  c'est-à-dire à la surface intérieure.

Supposons  $p_o$  négligeable devant  $p_1$  et  $R_1$  très grand vis-à-vis de  $R_o$  la formule donnée plus haut se réduit à:

$$T = p_1 \left( 1 + \frac{R_o^3}{2r^3} \right)$$

Pour  $r = R_o$  on a pour  $T$  la valeur maximale

$$T = \frac{3}{2} p_1$$

On remarque que cette valeur maximale est indépendante du rayon de la sphère intérieure. Pourvu que  $T$  ne dépasse pas la résistance à l'écrasement et si un autre facteur n'intervient pas, une cavité de dimension quelconque peut subsister, pourvu qu'elle soit relativement petite par rapport à sa profondeur dans le sol.

En supposant que la pression  $p_1$  soit équivalente à une pression hydrostatique on peut calculer la profondeur maximale à laquelle une cavité sphérique résiste à l'écrasement.

Si la résistance à la compression est par exemple de 1200 kilogrammes par  $\text{cm}^2$  valable pour le granite on a pour valeur limite:

$$p_1 = \frac{1200 \times 2}{3} = 800 \text{ kg/cm}^2$$

ce qui correspond en considérant une densité de 2,5 à une profondeur:

$$H = 3.340 \text{ mètres.}$$

Le résultat d'une approximation assez grossière, il est probable notamment à l'écrasement que nous avons utilisée est trop faible. En outre des effets de plasticité peuvent augmenter la profondeur réelle par rapport à la profondeur trouvée.

Il est probable que cette profondeur pourrait tout au plus être le résultat que si l'on voulait créer une cavité à une telle profondeur il serait difficile de travailler sous pression. De plus il est exclu d'envisager dans ces conditions de réaliser dans une telle cavité sous pression des travaux autres que mécaniques, par exemple.

### Considérations sur le moyen de préserver les cavités

Les expériences du Nevada ont été réalisées dans un tuf volcanique et l'on n'a pas d'expérience dans d'autres milieux. On peut se poser la question de savoir si une cavité de dimension similaire peut être formée au-delà de la phase de vaporisation, par exemple, dans un granite.

Il est difficile de se faire dans ce cas que la roche peu susceptible de se comprimer d'une certaine manière se brise au point que les gaz finissent par trouver un chemin jusqu'au centre de la cavité supposant que la cavité se forme dans tous les cas il s'avère important de tenir compte des utilisations pratiques de voir cette cavité maintenir sa forme intacte. Dans les expériences réalisées le toit de la cavité s'est effondré chaque fois.

Après les explosions chimiques il est relativement facile dans de la terre de réaliser des cavités qui se maintiennent du fait de la violence moindre de l'onde de choc qui se réfléchit à la surface du sol pour former des ondes stationnaires.

Dans l'avons vu ci-dessus des considérations relatives à la résistance mécanique montre que la compression à la surface de la cavité est indépendante du rayon. En théorie, au moins, et dans un milieu homogène, ce n'est pas la cavité qui est responsable de l'effondrement. Nous devons remarquer que la non-homogénéité de la matière crée une non-homogénéité de la répartition de la pression qui peut provoquer le détachement de blocs successifs. C'est ainsi que dans la construction des galeries de mines on s'assure contre ce danger en étançonant au moyen de boiseries. Celles-ci ne sont pas destinées à résister aux efforts hydrostatiques du sol comme on pourrait le croire. Il importe en effet que la roche soit élastique pour pouvoir réagir aux déformations globales. Après un certain temps il y a généralement une certaine diminution des dimensions par le fait d'un effet de fluage et de la plasticité du milieu.

Après l'expérience Rainier, et ceci nous paraît de la plus grande importance, le toit de la cavité et le sol s'est fissuré de manière à former de vastes dalles horizontales soulevées d'une vingtaine de centimètres, pour retomber ensuite sous leur propre poids.

Il est connu au niveau supérieur une telle dalle de 70 m d'épaisseur mais il est probable qu'il y a également d'autres en-dessous. Il est probable que les actions dynamiques de ce soulèvement sont responsables de l'effondrement du toit de la cavité. Cette situation résulte vraisemblablement d'une interférence entre l'onde de choc réfléchi à la surface, de la forme de l'onde et de la résistance à la rupture.



Pour minimiser la formation d'interférences nous avons imaginé qu'il devait être possible:

1) de guider l'onde de choc par des trous cylindriques obliques de manière à obtenir une réflexion à une distance plus grande de la cavité et à cause de l'obliquité dans une autre direction.

2) de diminuer l'impédance sol-air en surmontant l'emplacement à la verticale du foyer de l'explosion d'un réseau de colonnes susceptibles de dissiper l'énergie à la manière d'un cornet acoustique.

Seule une expérimentation qui peut être réalisée sur modèles réduits pourra permettre de contrôler la validité de ces idées.

## 5 — CONSIDERATIONS THEORIQUES RELATIVES A LA DISSIPATION DE L'ENERGIE THERMIQUE

Il importe avant tout de se rendre compte si la dissipation d'énergie par conduction, convection et rayonnement ne s'effectue pas à un rythme tel qu'il impliquerait l'usage d'installations de puissances excessives. Il faut en effet que le taux d'utilisation pratique des calories libérées soit beaucoup plus grand que le taux de dissipation. Seul le calcul peut guider notre intuition dans ce domaine. Cette question a probablement déjà été examinée mais il est curieux qu'aucun des auteurs consultés n'y fasse allusion.

### 5.1 — Equation différentielle de la conduction

Rapportons le solide où se propage la chaleur à trois axes rectangulaires  $o, x, y, z$ . La température  $v$ , en un point  $P$ , est fonction des 3 coordonnées  $x, y, z$  et du temps  $t$ :

$$v = f(x, y, z, t).$$

Isolons par la pensée un parallélépipède trirectangle infiniment petit dont un des sommets est le point  $P$  et dont les arêtes parties de  $P$ , parallèles aux axes de référence, ont pour longueur  $dx, dy, dz$ .

Par chaque face entre, dans le parallélépipède, pendant le temps  $dt$ , une certaine quantité de chaleur positive ou négative. La somme algébrique de ces quantités représente la quantité de chaleur qui est entrée dans le volume considéré.

Prenons d'abord les faces normales à  $ox$ .

A travers la face  $ABCD$  dont l'aire est  $dy, dz$ , passe pendant le temps  $dt$  la quantité de chaleur:

$$dQ_1 = -K dydz f'_x(x, y, z, t) dt$$

où  $f'_x$  représente la dérivée partielle de  $f$  par rapport à  $x$  et  $K$  la conductivité thermique.

posée  $A'B'C'D'$  est traversée par une quantité de chaleur qui s'obtient en l'équation précédente  $x$  par  $x + dx$

$$dQ = -K dy dz f'_x(x + dx, y, z, t) dt$$

é de chaleur qui entre par l'ensemble de ces deux faces est:

$$dQ = K dy dz [f'_x(x + dx, y, z, t) - f'_x(x, y, z, t)] dt$$

$$: \quad dQ = K dy dz \frac{\delta^2 v}{\delta x^2} dx dt$$

t en opérant de même pour les 2 autres couples de faces on obtient  
i quantité totale de chaleur entrant dans le volume pendant le temps  $dt$ :

$$dQ = K \left( \frac{\delta^2 v}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 v}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 v}{\delta z^2} \right) dz dy dx dt \quad (1)$$

qu'il n'y ait dans la masse du corps considéré aucun dégagement de  
ou négatif. L'introduction d'une quantité de chaleur  $dQ$  n'a d'autre effet  
température d'une quantité  $v$ .

fique (masse de l'unité de volume)

cifique (capacité calorifique de l'unité de masse)

ité calorifique par unité de volume.

e temps  $dt$  la température croît de

$$dv = \frac{\delta v}{\delta t} dt$$

lte que l'on a aussi:

$$dQ = \gamma \frac{\delta v}{\delta t} dx dy dz dt \quad (2)$$

ut les expressions (1) et (2) on obtient l'équation aux dérivées partielles

$$\left( \frac{\delta^2 v}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 v}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 v}{\delta z^2} \right) - \frac{\gamma}{K} \frac{\delta v}{\delta t} = 0$$

t  $h^2 = \frac{K}{\gamma}$  s'appelle diffusivité.

ux coordonnées polaires.

On a :

$$\begin{aligned}x &= r \sin \theta \cos \Phi \\y &= r \sin \theta \sin \Phi \\z &= r \cos \theta\end{aligned}$$

et

$$ds^2 = dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\Phi^2$$

L'équation aux dérivées partielles devient :

$$\frac{\delta v}{\delta t} = \frac{h^2}{r^2} \left[ \frac{\delta}{\delta r} \left( r^2 \frac{\delta v}{\delta r} \right) + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\delta}{\delta \theta} \left( \sin \theta \frac{\delta v}{\delta \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\delta^2 v}{\delta \Phi^2} \right]$$

## 5.2 — Equation différentielle de la conduction dans le cas sphérique

Dans le cas de la propagation de la chaleur dans une sphère pour laquelle les conditions sont telles que les surfaces isothermiques sont des sphères concentriques, la température ne dépend plus que de  $r$  et de  $t$  et l'équation se réduit à :

$$\frac{\delta v}{\delta t} = h^2 \left( \frac{\delta^2 v}{\delta r^2} + \frac{2}{r} \frac{\delta v}{\delta r} \right)$$

En posant:  $u = vr$  il vient après quelques calculs :

$$\frac{\delta u}{\delta t} = h^2 \frac{\delta^2 u}{\delta r^2}$$

## 5.3 — Propagation à partir d'une source sphérique instantanée

Etudions le cas où une quantité déterminée de chaleur est libérée d'une manière instantanée dans un volume sphérique de rayon  $x = r$  d'un milieu infini.

Nous avons :

$$\frac{\delta u}{\delta t} = h^2 \frac{\delta^2 u}{\delta r^2} \quad r > 0 \quad (1)$$

avec les conditions initiales :

$$\begin{aligned}u &= Vx & \text{quand } t &= 0 & 0 < x < r \\u &= 0 & t &= 0 & x > r \\u &= 0 & r &= 0\end{aligned}$$

L'équation différentielle du second ordre obtenue ci-dessus peut être résolue de diverses manières. Pour la facilité des calculs nous avons choisi une méthode utilisant des exponentielles et des fonctions d'erreur (erf) définies par :



$$I(x) = \operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\beta^2} d\beta$$

des valeurs tabulées.

s'écrit:

$$v = \frac{1}{2} V \left[ I(a) + I(b) - \frac{2h\sqrt{t}}{x\sqrt{\pi}} \left( e^{-a^2} - e^{-b^2} \right) \right] \quad (2)$$

ente la distance au centre en centimètres,  
 ature initiale de la sphère de rayon  $r$   
 en secondes.

en quelques pages de calculs que la solution (2) satisfait à l'équation aux  
 s (1) ainsi qu'aux conditions initiales.

numérique a été effectué en prenant  $r = 2000$  cm, afin de nous rapprocher  
 l'expérience Rainier et en exprimant  $v$  en pourcentage de  $V$ . La diffu-  
 ise égale à 0,016 valable pour le granit.

ats sont résumés dans le tableau et les figures 1 et 2 en donnent une

as que le temps apparaît toujours sous la forme  $2h\sqrt{t}$ . Pour une autre  
 usivité il suffit de changer l'échelle des temps.

ifet:

$$\begin{aligned} 4 h^2 t &= c^2 \\ 4 h_l^2 t_l &= c^2 \\ t_l &= \frac{h^2}{h_l^2} t \end{aligned} \quad (3)$$

sire considérer une sphère initiale de rayon  $r'$  différent de  $r$  il suffit  
 ations de similitude pour pouvoir employer les données du calcul numé-

$$\begin{aligned} r' &= n r \\ x' &= n x \\ t' &= n^2 t \end{aligned} \quad (4)$$

Tableau - Variation du pourcentage de la température initiale

Distances en mètres	1	5	10	15	17	18	19	19,5	19,8	20	20,2	20,5	21	22	23	23	30	40
Temps en jours																		
0,1	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	99,8	88,3	49,6	11,2	0,1						
1	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	99,9	96,9	82,2	63,8	48,9	34,2	16,4	2,6					
2	100,0	100,0	100,0	100,0	99,9	99,5	90,4	73,7	59,1	48,5	37,9	23,9	8,3	0,3				
4	100,0	100,0	100,0	99,9	99,7	96,7	81,5	66,3	55,4	47,9	40,4	29,8	15,8	2,5	0,1			
7	100,0	100,0	100,0	99,9	98,1	91,3	74,1	61,3	52,9	47,2	41,5	33,4	21,5	6,6	1,3			
10	100,0	100,0	100,0	99,8	95,6	86,7	69,7	58,5	51,4	46,6	41,9	35,0	24,7	9,9	2,9	0,1		
20	100,0	100,0	99,9	97,6	87,4	76,6	61,9	53,7	48,6	45,3	41,9	37,1	29,4	16,7	8,2	1,2		
40	100,0	99,9	99,7	90,5	76,4	66,4	55,1	49,2	45,7	43,3	41,0	37,6	32,1	22,3	14,5	4,9		
70	99,9	99,8	97,5	81,0	67,0	58,7	49,9	45,5	42,9	41,2	39,5	36,9	32,8	25,2	18,7	9,1	0,7	
100	99,7	99,0	93,7	74,0	61,0	53,9	46,6	43,0	40,9	39,5	38,1	36,0	32,6	26,3	20,6	11,7	1,7	
200	93,3	90,2	79,0	59,1	49,5	44,7	39,8	37,5	36,0	35,1	34,2	32,8	30,6	26,3	22,4	15,6	4,9	0,1
400	69,2	66,0	56,7	43,3	37,5	34,6	31,8	30,4	29,5	29,0	28,4	27,6	26,3	23,7	21,2	16,7	8,1	1,1
700	44,0	42,3	37,3	30,3	27,1	25,6	24,0	23,2	22,8	22,4	22,1	21,7	20,9	19,4	17,9	15,2	9,3	2,5
1000	30,4	29,5	26,7	22,6	20,7	19,7	18,8	18,3	18,0	17,8	17,6	17,3	16,8	15,9	14,9	13,1	9,0	3,4
2000	13,2	12,9	12,2	11,1	10,5	10,2	9,9	9,8	9,7	9,6	9,6	9,5	9,3	9,0	8,7	8,1	6,5	3,7
4000	5,1	5,1	4,9	4,7	4,6	4,5	4,4	4,4	4,4	4,3	4,3	4,3	4,3	4,2	4,1	3,9	3,5	2,6

VARIATION DE LA TEMPERATURE EN FONCTION DE LA DISTANCE ET DU TEMPS

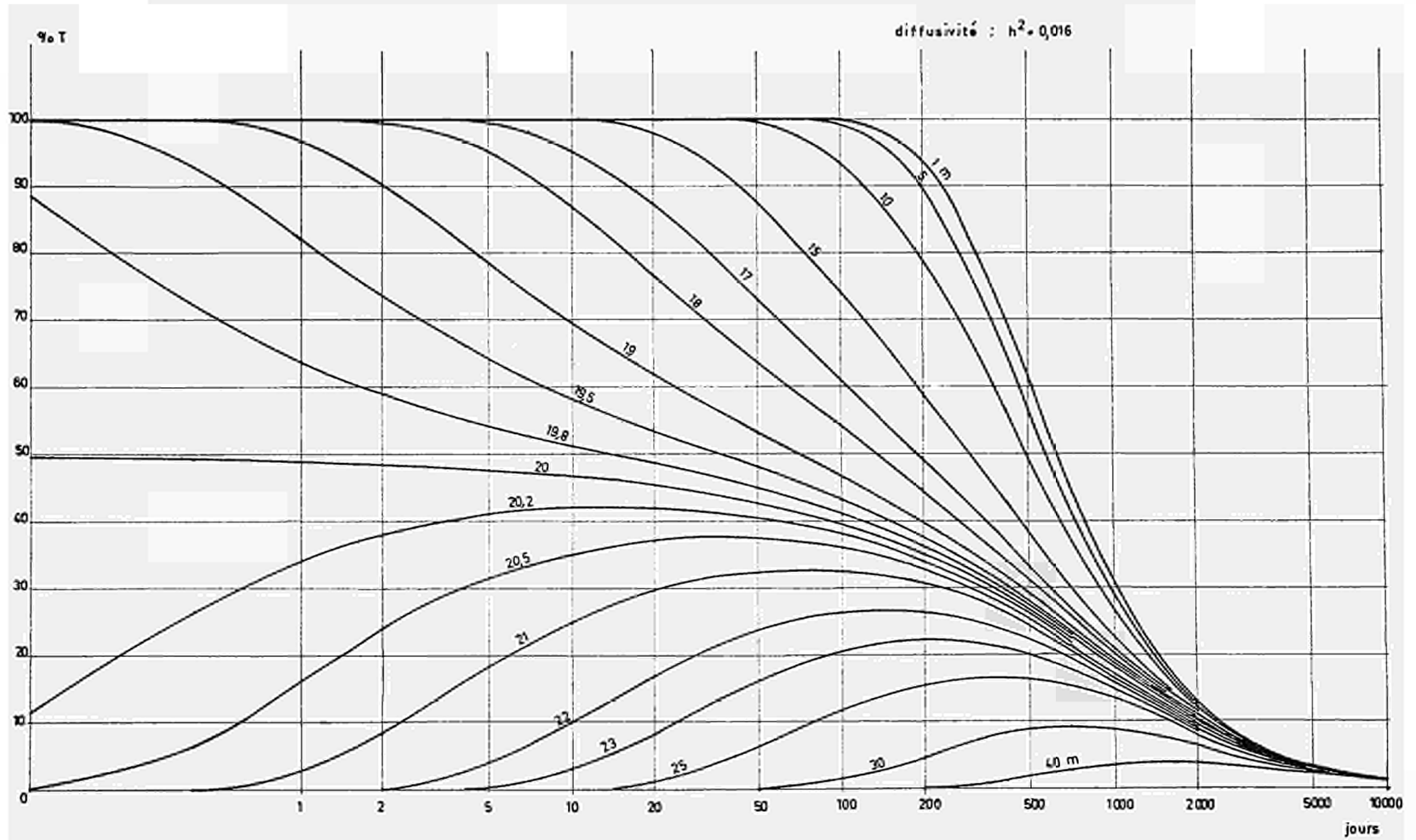


Fig. 1.



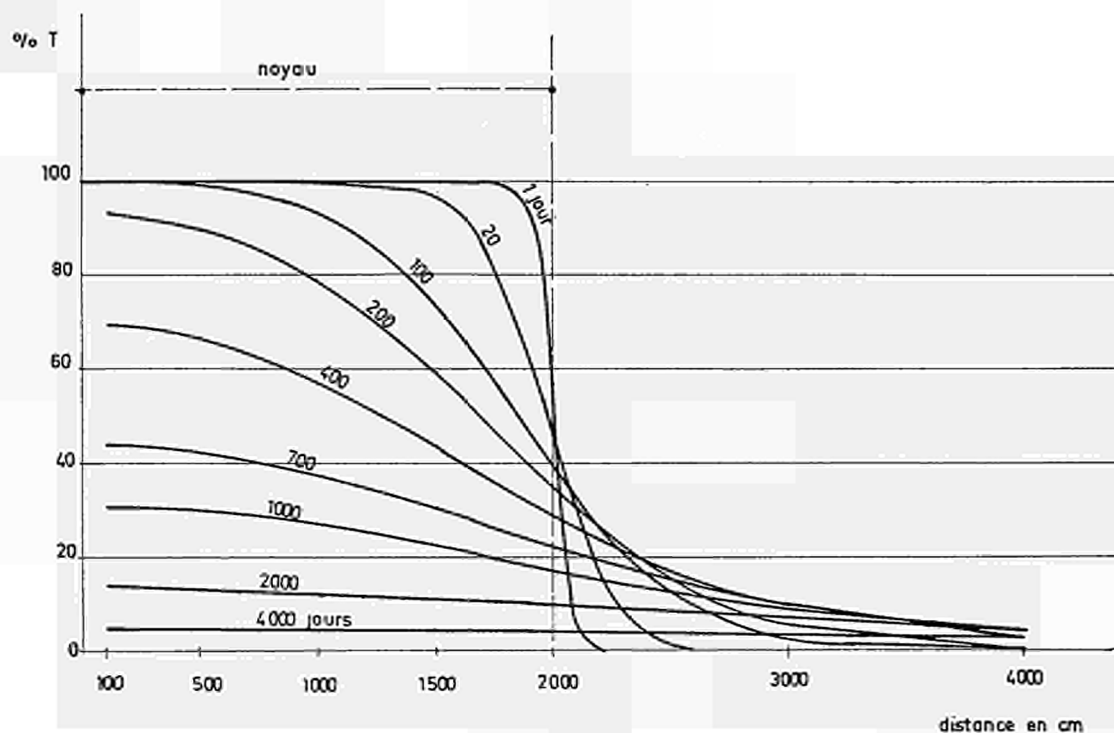


Fig. 2.

On vérifie que l'on a bien:

$$\frac{r+x}{2h\sqrt{t}} = \frac{\frac{r'}{n} + \frac{x'}{n}}{2h\sqrt{\frac{t'}{n^2}}} = \frac{r'+x'}{2h\sqrt{t'}}$$

et qu'il en est de même pour:

$$\frac{r-x}{2h\sqrt{t}} \text{ et } \frac{2h\sqrt{t}}{x\sqrt{\pi}}$$

Finalement les relations (2) et (4) permettent de passer du cas particulier envisagé à tout autre configuration définie par  $h^2$  et  $r$ .

Le résultat du calcul, valable uniquement en l'absence de tout effet convectif ou de rayonnement, est encourageant car il montre que l'écoulement des calories est un processus relativement lent.

On constate en effet qu'à 10 mètres du centre la température atteint encore 49 % de la température initiale après 500 jours. Mais à 30 mètres du centre la température ne commence à croître qu'après 50 jours et atteint un maximum de 9 % seulement de la température initiale entre 500 et 1.000 jours.

Pour obtenir une efficacité optimale il est donc indispensable de prélever les calories dans la partie centrale. Toutefois des échangeurs pourraient être placés à la périphé-

rie immédiate de l'enceinte dans le cas où la partie centrale contiendrait une quantité appropriée de liquide ou de vapeur destinée à uniformiser la température centrale par un effet de convection.

Il est certain que l'existence de courants de convection limités à la sphère de rayon  $r$  aura pour conséquence une dissipation plus rapide des calories. Il serait intéressant de refaire le calcul pour un cas particulier de ce genre applicable aux cavités remplies de gaz ou de liquide, car ces états se présentent toujours au moins momentanément dans les explosions nucléaires contenues.

Dans le cas de l'explosion Rainier la présence d'eau et son expansion par les fissures a donné lieu à un transport de calories par convection qui a eu pour effet de réduire très rapidement la température. Il est donc indispensable d'éviter les effets convectifs généralisés.

#### 5.4 — Remarque au sujet du flux de calories par conduction et par rayonnement

Par l'étude d'un récipient convenable on pourrait envisager la possibilité de réaliser des explosions à la surface du sol. Il est nécessaire dans ce cas de donner à l'enveloppe extérieure exposée éventuellement à l'air libre une dimension telle que sa température donne lieu à un flux par rayonnement et par convection au plus égal au flux par conduction dans le sol. Par unité de surface et de temps le flux par conduction dans un milieu de conductibilité calorifique  $K$  est donné par :

$$-K \frac{\delta v}{\delta n}$$

où  $\frac{\delta v}{\delta n}$  est le gradient de température suivant la normale à la surface isotherme.

Le flux par rayonnement dans l'hypothèse du corps noir est donné par la loi de Stefan :

$$-\sigma(\theta^4 - \theta_1^4)$$

où  $\theta_1$  représente la température absolue du milieu ambiant soit environ 293° K,

$\theta$  la température de surface de l'enveloppe,

$$\sigma = 1,364.10^{-12} \text{ calorie gramme} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{degré}^{-4} \cdot \text{sec}^{-1}.$$

A titre indicatif le tableau suivant donne le flux en calorie gramme par  $\text{cm}^2$  et par seconde pour diverses températures de l'enveloppe, la température ambiante étant prise égale à 300° K.

Température absolue	Puissance rayonnée en calories-gramme par $\text{cm}^2$ et par sec
300°	0
500°	0,0743
700°	0,316
1000°	1,35
1500°	6,89

En dérivant par rapport à  $x$  la solution (2) il vient pour le gradient de température:

$$\frac{\delta v}{\delta x} = \frac{1}{2} \frac{V}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{2h\sqrt{t'}} \frac{1}{x^2} \left\{ e^{\left(\frac{r-x}{2h\sqrt{t}}\right)^2} \left[ (2h\sqrt{t})^2 - 2rx \right] - e^{-\left(\frac{r+x}{2h\sqrt{t}}\right)^2} \left[ (2h\sqrt{t})^2 + 2rx \right] \right\}$$

On peut aussi, plus simplement évaluer les gradients, en première approximation, à partir des profils de température dessinés pour diverses valeurs du temps. Ces profils présentent un point d'inflexion où la valeur du gradient est maximale. Au temps zéro ce maximum, situé sur la sphère initiale, est infini. Au cours du temps ce point se rapproche du centre et la valeur du gradient diminue.

Ce qui importe est de constater que le lieu des points de gradient maximal se trouve toujours situé à l'intérieur de la sphère initiale et qu'en dehors de cette zone il atteint des valeurs considérablement plus faibles. Entre 30 et 40 m du centre il ne dépasse jamais environ 8 % de la température initiale par 10 m.

Pour une température initiale de 1.500 °C le gradient maximal vers 35 m du centre ne dépasse pas:

$$\frac{1500 \times 8}{100 \times 1000} = 0,12 \text{ °C par cm.}$$

Il lui correspond un flux de

$$0,12 \times K = 0,12 \times 60.10^{-4} = 7,2.10^{-4} \text{ cal.gr./cm}^2\text{sec.}$$

Il en résulte que la température à la surface de l'enveloppe ne doit pas dépasser la température ambiante de plus de quelques degrés pour que les pertes par rayonnement n'excèdent pas les pertes par simple conduction dans le sol. Le stockage dans le sol correspond au dispositif le plus favorable.

Cette température doit encore être réduite si l'on tient compte des pertes par convection de l'air entourant l'enveloppe. En fait la température de l'enveloppe qu'il faut envisager est la température résiduelle après le prélèvement à l'intérieur de l'enceinte des calories destinées à l'usage industriel. Les échangeurs peuvent être conçus pour limiter les pertes au maximum si bien que les considérations qui précèdent ont un intérêt plus académique que pratique.

Néanmoins il était important de montrer que le flux de calories perdues par conduction est relativement modeste, ce qui permet théoriquement un usage à des fins industrielles de l'énergie thermique dégagée par une explosion nucléaire et cela sans devoir donner aux installations des puissances impraticablement élevées.

## 6 — FORMATION DE CAVITES

L'expérience militaire nous apprend par R. DEGUENT et P. VANDEN BERGHE qu'en utilisant une charge d'explosif de poids  $C$  il est possible de créer un camouflet de volume  $V$  dont la dimension dépend d'un coefficient  $k$  variable avec le terrain.

On a :

$$V = k.C$$

Si  $V$  est exprimé en  $m^3$  et  $C$  en  $kg$  le coefficient  $k$  prend les valeurs reprises au tableau suivant :

Nature		
de l'explosif	du terrain	k
Poudre noire	argile	150
	demi-dur	100
Brisant	argile	450
	demi-dur	250
	roc	10

En appliquant cette formule élémentaire au cas de l'explosion Rainier on trouve :

$$k = \frac{2,85.10^4 m^3}{1,7.10^6 kg TNT} = 16,6.10^{-3}$$

Ce résultat ne cadre pas avec les données reprises ci-dessus, à moins de supposer que la roche de l'expérience Rainier est mille fois plus dure que celle des expériences militaires ce qui est peu vraisemblable ou l'explosif beaucoup moins brisant ce qui est absurde.

Le tableau suivant résume les données de 3 explosions chimiques de TNT « Prégnome » effectuées dans du sel et la moyenne de 27 expériences réalisées au moyen de P.N.E. dans du grès.

	moyenne 27	Prégnome			Rainier
		1	2	3	
Explosif	PNE	TNT	TNT	TNT	nucléaire
Energie libérée en calorie, $E_1$	$1,7.10^4$	$8,6.10^7$	$3,4.10^8$	$2,8.10^9$	$1,7.10^{12}$
en kg TNT $E_2$	$1,7.10^{-2}$	86	$3,4.10^2$	$2,8.10^3$	$1,7.10^6$
Volume en $cm^3$ V	27	$2,21.10^5$	$2,01.10^6$	$1,63.10^7$	$2,83.10^{10}$
Pression P	82	71	71	71	53
$k = \frac{V}{E_1}$	$1,59.10^{-3}$	$2,58.10^{-3}$	$5,9.10^{-3}$	$5,8.10^{-3}$	$16,6.10^{-3}$



Les coefficients  $k$  trouvés sont du même ordre de grandeur que pour l'expérience Rainier.

La solution du problème de la détermination quantitative précise de la formation d'une cavité est rendue particulièrement difficile par le fait de la non linéarité des équations aux dérivées partielles, de la complexité des relations tension-déformation et par les transitions du milieu entre les états gazeux, liquides, plastiques, fracturés et élastiques.

En 1958 John H. Nuckolls du Lawrence Radiation Laboratory a réussi à mettre le problème en équation et à le résoudre au moyen d'une calculatrice électronique I.B.M.709. Les résultats du calcul se sont vus confirmés par les données expérimentales de l'explosion Rainier.

Nous n'avons pas eu le temps d'étudier cette méthode en détail, nous ne disposons d'ailleurs que d'un résumé publié à l'occasion du 2ème Plowshare Symposium.

Après avoir écrit les équations relatives à la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie sous forme élastico-dynamique et hydrodynamique, il introduit successivement la loi de Hooke généralisée appliquée aux composantes du tenseur dans la zone élastique, une équation particulière dans la zone de fracture, une équation d'Hugoniot dans la zone plastique et liquide et finalement les propriétés d'un gaz de Fermi-Dirac dans la zone de vaporisation. Enfin le champ gravitique est superposé au système.

Initialement, il suppose que toute l'énergie de l'explosion est distribuée uniformément sous la forme d'énergie interne d'un gaz contenu dans une sphère de volume équivalent à la chambre originale. La densité initiale du gaz est prise égale à la masse de matière vaporisée pendant les premières micro-secondes divisée par le volume de la chambre.

Jusqu'au moment où la compression n'excède pas la pression lithostatique et où la tension de cisaillement n'est pas dépassée, la roche est considérée comme parfaitement élastique.

Quand la tension dans une enveloppe sphérique excède la pression lithostatique le module de cisaillement est égal à zéro. Quand la tension de cisaillement dépasse la résistance dynamique au cisaillement en milieu confiné on suppose que la roche, un tuf volcanique, possède des propriétés plastiques. Quand l'onde de choc est suffisamment forte pour vaporiser derrière elle la roche par un effet de raréfaction la théorie de Thomas-Fermi-Dirac est appliquée après normalisation au point de transition avec l'équation d'Hugoniot.

Cette théorie permet de déterminer la distribution de la température après 90 milli-secondes, l'évaluation de la pression à l'intérieur de la cavité, la vitesse d'expansion de la cavité, l'évolution des tensions radiales et tangentiels, la répartition de l'énergie initiale entre les diverses phases, la pression maximale de l'onde de choc en fonction du rayon, etc.

En 1959 Nuckolls a encore perfectionné sa méthode pour tenir compte d'une manière réversible de l'ouverture et de la fermeture des fissures radiales et tangentiels.

Il ne fait pas de doute que le problème de la formation des cavités doit être traité par une méthode rationnelle de ce genre. Il doit être possible d'en étendre le domaine

au cas de la formation des cratères. Après avoir traité complètement plusieurs cas particuliers il pourrait se dégager des lois d'un usage plus commode.

Notons une nouvelle fois la relation remarquable existant entre la pression maximale de l'onde de choc et le rayon.

Le calcul donne:

<i>P en bars</i>	<i>r en mètres</i>
1.10 <sup>6</sup>	2,135
0,4.10 <sup>6</sup>	3,05
1,4.10 <sup>3</sup>	39,65

On constate que ces trois points sont colinéaires dans le plan  $\log.P, \log.r$ .

Il serait particulièrement intéressant de voir quelle serait la position de cette droite pour d'autres énergies. On a pour l'équation de cette droite:

$$\log.P = 17,172 - 2,232 \log.r$$

$$P = 1,486.10^{17} r^{-2,232}$$

où  $P$  est exprimé en baryes (dynes/cm<sup>2</sup>) et  $r$  en cm.

Remarquons en particulier que cette loi peut servir à évaluer l'énergie dépensée en supposant que tout le travail de formation de la cavité résulte de l'action de cette pression.

On a:

$$E = \int_0^{r_0} P dV$$

$$\text{avec } V = \frac{4}{3} \pi r^3$$

$$\text{d'où } dv = 4 \pi r^2 dr$$

$$\text{et finalement } E = \int_0^{r_0} 1,486.10^{17} r^{-2,232} 4 \pi r^2 dr$$

$$E = \frac{1,486 \times 12,566}{0,768} 10^{17} \left[ r^{0,768} \right]_0^{r_0}$$

Pour  $r_0 = 1900$  cm.

$$E = 8.10^{20} \text{ erg.}$$

Soit environ dix fois plus que l'énergie libérée par l'explosion Rainier qui était de  $7,14.10^{19}$  erg.

Néanmoins il est peut-être possible en introduisant des paramètres convenables d'établir par ce procédé grossier une formulation empirique globale susceptible de conduire en première approximation à une détermination rapide de la grandeur d'une cavité, dans un milieu déterminé, au moyen d'une puissance donnée.

## 7 — UTILISATION DES EXPLOSIONS NUCLEAIRES POUR LA REALISATION D'INSTALLATIONS DESTINEES A LA RECUPERATION DE L'ENERGIE GEOTHERMIQUE

L'énergie nucléaire est coûteuse et tout compte fait d'un emploi peu commode. L'énergie géothermique est gratuite mais en général difficilement récupérable.

A part quelques régions favorisées dont les plus proéminentes sont notamment le Yellowstone Park aux U.S.A., Larderello en Italie et Wairakei en Nouvelle-Zélande, il est nécessaire de descendre très profondément sous la surface du sol pour atteindre des couches où la température est suffisamment élevée pour pouvoir efficacement les utiliser comme source d'énergie. Il est assez surprenant que les sources hydrothermales n'aient pas été utilisées d'une manière plus extensive.

L'installation géothermique la plus ancienne est située à Larderello. Créée en 1905 elle a fourni en 1950 6 % de la puissance globale générée en Italie, soit environ 254.000 kW. Le dispositif utilisé comporte quelque 140 puits de 300 à 600 m de profondeur débitant de la vapeur ayant une température de l'ordre de 180° sous une pression de 2 à 3 atm.

En 1958 une installation de 250.000 kW était achevée à Wairakei en Nouvelle-Zélande.

Depuis, plusieurs autres projets ont été élaborés, notamment une installation de 12.000 kW à El Salvador, une de 12.500 kW près de Healdsburg en Californie et une de 2 millions de kW près de Calipatria dans le sud de la Californie.

Outre l'avantage du prix, il est important de remarquer que les sources géothermales ne s'épuisent pratiquement pas. Ni à Larderello, ni à Wairakei on n'a constaté des changements appréciables dans les débits d'énergie.

Un emploi judicieux de l'énergie nucléaire est susceptible d'une part de permettre l'exploitation de l'énergie géothermique dans des régions moins favorisées et d'autre part de diminuer les frais d'exploitation des sources naturelles tout en augmentant l'efficacité.

Une explosion nucléaire pourrait servir à créer des zones perméables dans lesquelles l'eau serait amenée et rechauffée avant utilisation. De telles zones nécessiteraient moins de puits et réduiraient en outre à zéro les forages infructueux.

Le projet de El Salvador nécessite un investissement de l'ordre de 3 millions de dollars. Comme une charge nucléaire de 1 mégatonne coûte déjà un million de dollars il

est probable que l'emploi d'énergie nucléaire ne soit pas un avantage dans un projet d'envergure modeste de 12.000 kW. Par contre le projet du Sud de la Californie estimé à 25 millions de dollars suivant les méthodes classiques, pourrait être réalisé par explosion nucléaire avec une économie évaluée à 11 millions de dollars.

La méthode nucléaire pose toutefois un problème de forage. Actuellement on atteint des profondeurs de 600 mètres au moyen de forages de 24 pouces et 300 mètres seulement avec des forages de 36 pouces. Or une bombe de 5 MT. nécessite un diamètre de 60 pouces et une bombe de quelques dizaines de KT 30 pouces. Il ne semble pas impossible de surmonter cette difficulté technique.

Plus la bombe est puissante plus il est nécessaire de la placer profondément dans le sol. Les expériences du Nevada donnent, pour la profondeur minimale en pieds nécessaire au confinement des effets, la formule:

$$450 W^{1/3}$$

En présence de vapeur sous pression il sera peut-être nécessaire d'adopter un coefficient 2 de sécurité.

Par contre l'emploi d'une méthode de dissipation de l'onde de choc à laquelle nous avons déjà fait allusion pourrait peut-être permettre de réduire le coefficient.

Une autre difficulté provient de la température ambiante élevée à l'endroit où l'explosion devrait avoir lieu. L'engin doit en effet être maintenu à une température inférieure à 100° ce qui pourrait nécessiter un conditionnement. En outre un problème de contamination de la vapeur d'eau se pose, mais ne semble pas insurmontable.

L'accroissement de la température avec la profondeur est de l'ordre du degré par 30 m près de la surface. Le degré géothermique décroît avec la profondeur. Pour atteindre une température de 200° il est nécessaire de descendre en terrain normal au moins à 6.000 m. On pourrait éventuellement envisager d'exécuter un forage au fond d'un puits de mine. Nous avons vu qu'entre 6 et 10.000 mètres il était probable qu'une cavité ne puisse être maintenue qu'en présence d'une pression compensatoire.

Il n'est pas exclu que l'on puisse malgré tout exécuter une explosion à ces profondeurs et ainsi permettre l'utilisation de l'énergie géothermique en n'importe quel endroit de la terre. Mais il est possible que le prix de revient d'une pareille installation soit prohibitif eu égard aux risques inhérents à une telle entreprise.

## 8 — THEORIE SUCCINCTE DES ONDES DE CHOC

Une explosion nucléaire génère une onde de choc extrêmement violente. Le problème qui se pose consiste à trouver un moyen d'absorber le plus complètement possible cette onde de choc pour la transformer en énergie thermique récupérable.



Examinons ce qui se produit au moment du passage d'une onde de choc. La théorie de ce phénomène va nous permettre de tirer des conclusions importantes en vue d'applications pratiques.

Matérialisons le phénomène au moyen d'un piston se mouvant dans un cylindre de section  $\Phi$  avec une vitesse  $w$  suffisante pour pouvoir négliger toute conduction de chaleur dans le gaz. Le mouvement du piston crée en amont un front d'onde de choc caractérisé par une variation brutale de la pression  $p$ , de la densité  $\rho$  et de la vitesse. Cette quasi discontinuité peut être bornée par deux surfaces séparées par un espace très petit, l'une  $A$  est située dans le milieu non encore perturbé et l'autre  $B$  dans la zone de compression.

En appliquant à ces surfaces les lois de conservation de la quantité de mouvement, de la masse et de l'énergie on peut établir toutes les équations caractérisant le phénomène. Soit  $D$  la vitesse de l'onde de choc et considérons un système de référence en mouvement et fixé à l'onde de choc. La vitesse du milieu non perturbé est égale à  $-D$  et celle du milieu comprimé  $-(D-w)$ .

Le flux de matière à travers:

1) la surface  $A$ , est égal à:

$$-\rho_0 D \Phi$$

2) la surface  $B$ :

$$-\rho (D-w) \Phi$$

En égalant ces quantités il vient:

$$\rho_0 D = \rho (D-w) \quad (1)$$

Nous pouvons de même écrire le flux de quantité de mouvement à travers les mêmes surfaces.

On a:

$$1) \rho_0 \Phi D.D$$

$$2) \rho \Phi (D-w)(D-w)$$

En conséquence le changement de quantité de mouvement entre ces deux surfaces est égal à la différence de ces quantités.

Cette variation de la quantité de mouvement est en outre égale à la force mise en œuvre

$$\rho_0 \Phi D^2 - \rho \Phi (D-w)^2 = (p - p_0) \Phi \quad (2)$$

ou successivement en tenant compte de (1):

$$\rho_0 D w = p - p_0 \quad (3)$$

$$w = \frac{\rho - \rho_o}{\rho} D$$

$$D^2 = \frac{\rho}{\rho_o} \frac{p - p_o}{\rho - \rho_o}$$

$$w^2 = (p - p_o) \left( \frac{1}{\rho_o} - \frac{1}{\rho} \right)$$

L'équation (2) peut être considérée comme exprimant la conservation de la quantité:

$$\rho_o D^2 + p_o$$

Etant donné la manière dont la relation (2) a été obtenue, celle-ci est indépendante de la position de la surface choisie.

Pour l'énergie on procède de même à travers la surface  $A$ , le flux d'énergie est donné par:

$$\rho_o \Phi D \left( E_o + \frac{D^2}{2} \right)$$

où

- 1)  $E_o$  représente l'énergie interne initiale par unité de masse du milieu,
- 2)  $\rho_o \Phi D \frac{D^2}{2}$  est l'énergie cinétique.

On a de même pour le flux à travers la surface  $B$ :

$$\rho \Phi (D - w) \left[ E + \frac{(D - w)^2}{2} \right]$$

où  $E$  représente l'énergie interne par unité de masse dans le milieu perturbé.

La variation du flux d'énergie entre les deux surfaces est égale au travail des forces extérieures, c'est-à-dire au produit de la force par le déplacement par unité de temps, donc la vitesse.

En simplifiant par  $\Phi$ :

$$\rho_o D \left( E_o + \frac{D^2}{2} \right) - \rho (D - w) \left[ E + \frac{(D - w)^2}{2} \right] = p(D - w) - p_o D \quad (4)$$

En utilisant (1) et (2) il vient:

$$E_o + \frac{D^2}{2} + \frac{p_o}{\rho_o} = E + \frac{(D - w)^2}{2} + \frac{p}{\rho} \quad (5)$$

Cette expression représente un nouvel invariant.

Introduisons l'enthalpie définie par:

$$H = E + p v$$

où  $v = \frac{1}{\rho}$  représente le volume spécifique

il vient

$$H_o + \frac{D^2}{2} = H + \frac{(D-w)^2}{2}$$

En tenant compte des relations établies précédemment on trouve encore

$$E - E_o = \frac{p + p_o}{2} (v_o - v)$$

et

$$H - H_o = \frac{v + v_o}{2} (p - p_o)$$

Les équations trouvées (1) (2) (4) peuvent être appliquées à n'importe quelle surface dans la zone de transition et à une surface fixe dans la zone non perturbée.

La pression  $p$  ne désigne pas une pression statique déterminable uniquement par une équation d'état mais bien une certaine pression dynamique qui dépend de la manière dont varie l'état de la substance sous l'effet de l'onde de choc.

Comme l'onde est par hypothèse stationnaire, la vitesse  $D$  est la même quelle que soit la surface considérée, il en résulte que le volume dans l'onde de choc varie linéairement avec la pression. Dans un diagramme pression-volume la variation est représentée par une ligne droite.

Si l'on connaît les propriétés thermodynamiques de la substance il est possible d'exprimer l'énergie interne  $E$  en fonction de la pression et du volume spécifique:

$$E = E(p, v)$$

La courbe ainsi obtenue dans le plan  $p v$  porte le nom d'adiabatique d'Hugoniot.

Cette courbe représente le lieu de tous les états finals de compression possibles à partir des valeurs initiales  $p_o v_o$  mais ne représente pas, d'après ce que nous avons vu, le processus même de compression de choc qui est un phénomène irréversible.

F.B. PORZEL a calculé l'énergie par unité de volume pour diverses substances soumises à des pressions croissantes, le tableau résume les données:

Pression en Bars	10	100	1.000	10.000
Air	0,72	15,5	240	1.910
Eau	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	1,4	53
Béton	$5,5 \cdot 10^{-6}$	$5,5 \cdot 10^{-4}$	$5,5 \cdot 10^{-2}$	5,5
Acier	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	1,2

Il en résulte qu'il faut peu d'énergie dans les liquides et les solides pour provoquer de fortes ondes de choc.

Au contraire dans les gaz et dans les milieux compressibles il est possible d'obtenir une énorme réduction de l'énergie hydrodynamique quand celle-ci peut être convertie en énergie thermique. Considérons une unité de masse et voyons comment elle se comporte au passage de l'onde de choc.

Initialement sa pression est  $p_0$  et son volume  $v_0$ . Par l'effet du choc le milieu décrit une droite dans le diagramme  $p, v$ .

Après le passage de l'onde l'unité de masse revient à un état proche de l'état initial en suivant l'adiabatique d'Hugoniot. La surface comprise entre la droite et la courbe représente l'énergie convertie en chaleur. Tout le problème revient à trouver ou à fabriquer un matériau susceptible de s'écraser facilement sous l'effet de la pression. Une telle matière constituera un absorbant idéal et la courbe d'Hugoniot s'incurvera considérablement pour se rapprocher des axes  $p$  et  $v$  dans le diagramme.

Presque toute l'énergie interne se verra alors transformée en chaleur.

Quand il y a un changement d'état le cycle prend une allure plus compliquée mais cela ne change rien à l'idée qui vient d'être exposée.

Examinons maintenant comment évolue la pression maximale de choc générée par une explosion. Quand la pression est très grande la matière se vaporise derrière le front de l'onde et le milieu se comporte comme un gaz.

La pression décroît alors grossièrement suivant l'inverse du cube de la distance au centre de l'explosion.

Quand la pression ne permet plus une vaporisation irréversible la dissipation d'énergie devient très grande.

Pour de bons absorbants la décroissance de la pression peut atteindre l'inverse de la septième ou de la huitième puissance de la distance.

A des pressions plus faibles encore on entre dans le domaine élastique et la décroissance varie en fonction de l'inverse de la distance. Le choc se maintient ensuite sur de longues distances.

La phase la plus intéressante se produit lors de la dissipation de l'énergie de l'onde de choc dans un milieu absorbant liquide ou solide.

## 9 — PROJETS D'INSTALLATIONS DESTINEES A LA RECUPERATION DE L'ENERGIE THERMIQUE D'EXPLOSIONS NUCLEAIRES

L'effondrement des cavités constitue la difficulté majeure à surmonter. Si la roche contient un certain pourcentage d'eau la diffusion de la chaleur prend de telles proportions qu'elle anéantit tout espoir de récupération d'énergie.

Pour sortir de l'impasse trois tendances ont vu le jour:

primo l'utilisation de cavités souterraines préparées ce qui implique des frais énormes d'installation,

secondo la réalisation d'explosions dans un milieu anhydre, comme par exemple un dôme de sel, et

tertio l'utilisation à la surface du sol d'un récipient susceptible de résister aux effets de pression et de température.

### 9.1 — Cavité souterraine double utilisée à haute pression

Dans un premier projet on a imaginé de créer deux cavités reliées entre elles par une tuyère où serait installée une turbine réversible. La turbine serait actionnée par la pression des gaz résultant d'explosions réalisées alternativement dans les deux cavités remplies d'une matière appropriée.

On réaliserait ainsi une sorte de gigantesque moteur à explosion. Cette idée conduit à d'énormes difficultés dues aux très hautes pressions, à leur variation au cours du temps, à la très haute température des gaz et aux problèmes d'entretien de la machinerie en présence d'une contamination qui s'accumule à l'usage.

Ce projet qui implique un investissement double de ceux faisant appel à une seule cavité ne semble pas devoir retenir l'attention. D'ailleurs la génération d'une très haute pression rend l'explosion particulièrement efficace comme source séismique ce qui, presque certainement, entraînerait des conséquences désastreuses pour les installations.

### 9.2 — Explosion dans une enveloppe sphérique - Projet Porzel

En se basant sur les considérations exposées au chapitre 8 on peut concevoir avec Porzel qu'il doit être possible de réaliser des explosions dans des enceintes remplies d'un matériau approprié et spécialement aménagées. Si les dimensions peuvent de plus être réduites au point de donner à l'engin une taille maniable on peut même espérer pouvoir se passer de stations souterraines.



La plus petite sphère que l'on pourrait envisager serait celle dans laquelle presque toute la matière subirait une vaporisation. En supposant qu'il est possible de réaliser une paroi pouvant résister à la pression des gaz et à la pression de l'onde de choc le plus petit volume nécessaire est donné par

$$W = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho H$$

où  $H$  représente la chaleur de fusion, d'ébullition ou de vaporisation.

Pour réduire  $R$  il importe de trouver une matière de forte densité  $\rho$  et possédant une valeur pour  $H$  élevée.

Le graphite présente à ce sujet des caractéristiques avantageuses. Sa chaleur de vaporisation s'élève à 13.000/cal/gr. dont 10.800 représentent la chaleur latente de vaporisation. Environ 2000 cal/gr. sont nécessaires pour atteindre le point d'ébullition à 4000° et 1600 cal/gr. pour atteindre 3.500° soit un peu avant la fusion.

En utilisant ces valeurs pour une explosion de 1 KT soit  $10^{12}$  cal. on obtient en négligeant l'onde de choc un rayon de:

2 mètres pour la vaporisation,

3,8 mètres pour atteindre le point d'ébullition,

4,1 mètres pour atteindre la fusion.

Ces chiffres doivent être doublés si l'on tient compte des facteurs hydrodynamiques et thermodynamiques négligés.

Pour une puissance de 1 MT ces nombres doivent à nouveau être multipliés par dix.

On peut évaluer les pressions finales dans l'enceinte en utilisant l'équation de Clapeyron pour le carbone liquide dans le domaine s'étendant de 3.880 à 4.430° C. On a:

$$\log. P = 9.596 - \frac{28.200}{T}$$

où  $P$  est exprimé en millimètres de mercure.

A 3.880° la pression est de 0,3 Bar et à 4.430° de 2,2 Bars.

Par un agencement approprié il est possible d'éviter la surchauffe des constituants et ces pressions représentent alors les pressions hydrostatiques effectives à l'intérieur des capsules immédiatement après le passage de l'onde de choc.

Il nous reste à examiner l'effet de l'onde de choc. Contentons-nous d'une analyse grossière. Dans une explosion environ la moitié de l'énergie est consommée à produire la sphère de vaporisation. Quand l'onde de choc atteint le rayon de cette sphère la matière

se présente sous la forme d'un gaz et l'énergie d'une onde de choc violente dans un gaz peut s'exprimer par:

$$W = \frac{4}{3} \pi R^3 P.a.f.$$

avec  $W' = \frac{W}{2}$

et où:

$f$  est un facteur de forme qui vaut approximativement 1/2 pour les ondes de choc violentes dans les gaz,

$a$  est un facteur numérique traduisant la relation qui existe entre la pression et la densité d'énergie moyenne.

Pour un gaz mono atomique  $a = 3/2$ .

Le rayon  $R$  à utiliser dans cette formule correspond au volume vaporisé par la moitié de l'énergie. Un calcul précédent a donné 2 m pour l'énergie totale, on en déduit pour le rayon à utiliser maintenant la valeur

$$R = \sqrt[3]{4} = 1,6 \text{ m.}$$

Finalement la pression à la limite de vaporisation est donnée par la formule citée ci-dessus et vaut:

$$P = 1,7.10^6 \text{ bars.}$$

Du fait de la très haute chaleur de vaporisation il est remarquable que la vaporisation puisse cesser à une distance aussi courte que 1,6 m.

Si le reste de la matière se présente sous la forme d'un absorbant idéal, par la présence d'une porosité, la dissipation peut être très élevée, on a:

$$P' = 1,7.10^6 \left( \frac{1,6}{R} \right)^7$$

Ce qui donne pour  $R = 6 \text{ m}$ ,  $P = 150 \text{ bars}$ .

Une telle pression peut être contenue dans une sphère d'acier.

En utilisant une loi en  $R^{-5}$  ou  $R^{-8}$  le rayon de la sphère serait respectivement de 10,5 m et de 5,2 m.

On calcule facilement que la température de cette sphère ne dépasserait guère 1100° C.

La pression due à l'onde de choc est un phénomène essentiellement transitoire et aucune pression hydrostatique n'apparaît derrière le front de l'onde. Il y a au contraire

une dépression. De ce fait l'épaisseur à donner à l'enveloppe peut être considérablement réduite par rapport à ce qui est nécessaire pour résister à une pression hydrostatique.

Calculons pour fixer les idées l'épaisseur  $e$  à donner à une paroi sphérique de 6 mètres de rayon pour résister à une pression hydrostatique de 150 bars.

Pour une paroi mince on a :

$$T = \frac{P.R}{2e}$$

Soit

$$e = \frac{150.6.10^2}{2T}$$

pour l'acier au chrome nickel la résistance à la rupture peut atteindre 18.000 kg par cm<sup>2</sup>.

Il vient :

$$e = \frac{150.6.10^2}{218.000} = \frac{90}{36} = 2,5 \text{ cm.}$$

Soit 5 cm avec un coefficient de sécurité de 2, dimension qui peut être réduite comme nous l'avons fait remarquer plus haut. La masse d'acier pour une sphère de 6 m de rayon

$$M = \rho V = 4 \pi r^2 e \rho$$

pour  $e = 5 \text{ cm}$  et  $\rho = 8$  :

$$M = 181 \text{ tonnes.}$$

En comptant le prix de l'acier à 4 Fr. le Kg une telle enveloppe nécessite un investissement de l'ordre de 725.000 Fr. pour 1 KT.

Le volume de la sphère est d'environ 900 m<sup>3</sup> et devrait contenir environ 450 m<sup>3</sup> de graphite soit environ 1000 tonnes. En comptant le prix de cette matière à 2.000 Fr. la tonne, la masse totale reviendrait à 2 millions. Finalement le prix global, combustible compris, serait de l'ordre de 30 millions. Nous pouvons refaire les calculs pour une puissance mille fois plus grande de 1 MT.

La sphère de vaporisation correspondant à la moitié de l'énergie est de 16 mètres et la pression maximale de l'onde de choc à la limite de la sphère de vaporisation garde la même valeur que pour 1 KT, c'est-à-dire

$$P = 1,7.10^6 \text{ bars.}$$

La décroissance de cette pression dans un milieu absorbant s'obtient par :

$$P' = 1,7.10^6 \left( \frac{16}{R} \right)^\tau$$

Pour  $R = 60$  mètres on a  $P = 150$  bars.

La paroi doit avoir une épaisseur de:

$$e = \frac{150 \cdot 60 \cdot 10^2}{218.000} = 25 \text{ cm.}$$

Avec un coefficient 2 de sécurité on a: 50 cm.

Mais cette épaisseur peut être réduite comme nous l'avons déjà dit par le fait que la pression due à l'onde de choc est un phénomène transitoire. Sans tenir compte de ce fait on a pour la masse de l'enveloppe:

$$\begin{aligned} N &= 4 \pi r^2 e \rho \\ &= 181.10^3 \text{ tonnes.} \end{aligned}$$

et pour son prix : 0,725 milliard.

Le prix du carbone s'élève à environ 2 milliards alors que la bombe de 1 MT ne revient qu'à 50 millions.

Ici le prix de revient du combustible devient négligeable devant les frais d'investissement qui s'élèvent à un total de près de 3 milliards.

Avec un rendement de 100 % le prix du kWh =  $0,86.10^6$  cal., est de l'ordre de 26 francs pour un engin de 1 KT et de 2,6 francs pour un engin de 1 MT.

Dans cette estimation on a considéré l'enveloppe et son contenu comme perdus. Il n'est pas exclu a priori que l'acier et le graphite soient récupérables ce qui réduirait considérablement le prix de revient. En outre le problème de la résistance de l'enveloppe à l'onde de choc reste à résoudre, pour permettre d'en réduire l'épaisseur.

En ce qui concerne la résistance mécanique de l'enveloppe des expériences ont été réalisées par Bob E. Watt à Los Alamos au moyen d'explosions chimiques sur modèles réduits remplis de Na Cl.

Une autre matière moins onéreuse pourrait remplacer le graphite. On pourrait imaginer encore d'inclure dans le noyau de l'engin certaines substances afin de réaliser des isotopes commercialisables pour augmenter ainsi le rendement financier. Enfin, on pourrait envisager d'entourer l'enveloppe d'une deuxième enceinte pressurisée ce qui permettrait de réduire la quantité d'acier nécessaire à la capsule intérieure. L'intérieur de la sphère peut être aménagée de diverses façons. La bombe étant placée au centre on peut l'entourer d'une sphère de matière dense entourée elle-même de la même matière à l'état poreux. On peut aussi combiner une succession de matériaux différents par exemple en allant de la bombe vers l'extérieur: acier, verre, béton, eau et sable. On peut encore dans un matériau dense ménager des cavités radiales évasées vers l'extérieur et destinées à servir de chambre d'expansion.

Le projet Porzel est extrêmement intéressant, sa mise en œuvre ne demande qu'un effort de mise au point technique.

Enfin il semble bien pouvoir conduire à un prix de revient compétitif.

### 9.3 — Projet Gnome

Le but du projet Gnome est de réaliser une explosion nucléaire souterraine dans un dôme de sel afin de se rendre compte de la possibilité de la récupération progressive de l'énergie libérée et de l'efficacité de ce moyen pour créer des isotopes.

Un dôme de sel présente l'avantage de contenir extrêmement peu d'eau et d'avoir des propriétés chimiques favorables.

Le site du Delaware Basin au New Mexico a été choisi.

Le sel y est pur à 90 % et contient moins de 1 % de matières siliceuses. Il est situé entre 500 et 1.000 pieds de la surface. La géologie du site est bien connue et la densité de population est faible.

L'explosion sera réalisée à une profondeur de 1.200 pieds et au fond d'un tunnel de 1.000 pieds auquel on accède par un puits. L'expérience portera sur une puissance de 10 KT. L'engin sera explosé dans une chambre de 130 m<sup>3</sup>.

En se basant sur l'explosion Rainier on estime que la cavité atteindra un rayon de l'ordre de 33 mètres.

Si la cavité se maintient la mise en œuvre d'explosions subséquentes posera un difficile problème concernant le remplissage de la cavité par un matériau approprié.

D'après Nuckolls 20 % seulement de l'énergie sera utilisée à fondre le sel.

Les études porteront sur :

- 1) L'énergie restant disponible dans la cavité;
- 2) les dimensions et la formation de la cavité;
- 3) la distribution de la température.
- 4) la pression à l'intérieur de la cavité;
- 5) l'activité radioactive;
- 6) la possibilité d'introduire un fluide dans la cavité, si elle reste intacte, devant servir à l'extraction de l'énergie;
- 7) le choix du fluide parmi notamment l'anhydride carbonique, l'azote, l'air sec et l'eau;
- 8) la pression et la vitesse de propagation de l'onde de choc;

- 9) le mouvement du sol en vitesse et accélération et les déformations du sol;
- 10) la propagation sismique.

Le projet Gnome apparaît comme une continuation logique des expériences du Nevada.

## 10 — CONCLUSIONS

L'intérêt des explosions nucléaires comme source d'énergie thermique réside essentiellement dans le fait qu'actuellement elles représentent avec les excavations le seul mode d'emploi de l'énergie thermonucléaire. Il est bien évident que si demain on disposait d'un appareillage économique permettant de réaliser la fusion contrôlée on réserverait les explosions nucléaires au seul domaine où elles pourraient peut-être encore rendre service, celui des excavations. Nul ne songe en effet à utiliser des cartouches de TNT pour faire fonctionner une chaudière.

Il n'est pas vain d'espérer que des explosions nucléaires puissent rendre possible une production d'énergie thermique suffisamment économique pour pouvoir entrer en compétition avec les modes classiques à partir de charbon ou de pétrole.

Il est difficile dès à présent de faire une estimation du prix de revient de l'énergie électrique qui pourrait être produite. Trop d'éléments sont encore connus d'une manière trop vague pour réaliser un tel objectif.

Il semble qu'il soit intéressant d'utiliser l'énergie nucléaire pour aménager des sources hydrothermales. L'exploitation de l'énergie géothermique par des sondages très profonds est beaucoup plus sujette à caution.

Les explosions souterraines soulèvent d'énormes difficultés. Si la cavité s'écroule la diffusion de la chaleur devient telle que le rendement diminue considérablement. Si, en employant un procédé de diversion et de dissipation de l'onde de choc, on arrive à maintenir la cavité, son remplissage ultérieur pour d'autres explosions ne sera pas une opération aisée. De plus, il sera vraisemblablement nécessaire d'étançonner la cavité pour éviter la chute successive de blocs due à la non-homogénéité de la roche. On peut se demander comment on pourra procéder à un tel travail en présence d'une forte radioactivité.

La seule solution qui ait une chance de succès est celle proposée par Porzel d'effectuer les explosions dans des cavités dont les dimensions pourront être réduites parce qu'elles auront été judicieusement aménagées. Le projet Porzel n'est pas à l'abri de toute critique et l'on peut notamment se demander quelle pourrait être l'importance d'un coup de bélier provoqué par un mouvement vers l'extérieur de la masse interne. Il y aurait lieu également de contrôler les lois de dissipation de l'onde de choc en  $R^{-7}$  ou  $R^{-8}$  dans des milieux absorbants.

Ce projet est néanmoins bien pensé et ne manque pas d'une certaine élégance que d'autres projets n'ont pas.



Son étude mérite d'être poursuivie. Il serait souhaitable en particulier d'en établir une théorie plus sophistiquée qui rejoindrait dans une certaine mesure le modèle de Nuckolls.

Le projet Porzel présente beaucoup plus d'intérêt que le projet Gnome dont on sait à peu près ce qu'il donnera.

En particulier la physique de la formation des cavités n'y gagnera pas grand'chose, car il nous semble préférable d'effectuer un grand nombre d'expériences sur modèles réduits.

Bruxelles, le 28 juin 1961.

## BIBLIOGRAPHIE

- [ 1 ] ANDERSON D.C. and PORZEL F.B. — *Close-in time of arrival measurements for yield of underground Rainier shot* — Operation Plumbbob WT 1945.
- [ 2 ] BATZEL R.E. — *Radioactivity associated with underground nuclear explosions*, UCRL 5623.
- [ 3 ] BOND W.D., CLARK W.E. — *Thermodynamic estimate of the reaction of hydrogen with oxygen-bearing impurities in salado salt at elevated temperatures*, ORNL - 2600 (1959).
- [ 4 ] BULDENHOLZER R., NIELSEN H.J. — *Evaluation of temperature distribution and yield of an underground explosion*, ARF - TM - D - 15 (1958).
- [ 5 ] CARLSON R.H. — *Nuclear Explosives and Landslide Dams*, AEC - SC - 4403 (RR).
- [ 6 ] CARLSON R.H. — *The construction of Geothermal steam Power Plants Utilizing Nuclear Explosives*, AEC - SCTM - 52 - 59 (51).
- [ 7 ] DALE J.M. — *Nuclear Fire and Brinestone* — CET. Chemical Engineering Progress, vol. 56, n° 7 - July 1960, p. 90-93.
- [ 8 ] DEGUENT R. et VAN DEN BERGHE — *Notice sommaire sur l'emploi des explosifs* — Ministère de la Défense nationale, Bruxelles, 1924.
- [ 9 ] DUBOIS E. — *Recherche sur les ondes issues d'une source explosive* — Memorial de l'artillerie française 1947, p. 369.
- [10] GLASSTONE S. editor — *The effects of nuclear weapons* — U.S. Dep. of Defense and U.S.AEC, 1957.
- [11] GOODALE T.C., RACENT B., SAMUEL A.H. — *Operation plumbbob temperatures from underground detonation shot Rainier*, WT-1527 (1959).
- [12] HERPIN — *Théorie générale de l'onde de choc* — Mémorial de l'artillerie française, 1950, p. 851.
- [13] HIGGINS G.H. — *Evaluation of the ground water contamination hazard from underground nuclear explosions*, UCRL 5538.
- [14] JOHNSON G.W. — *Peaceful nuclear explosions: Status and promise* — Nucleonics, Vol. 18, N° 7, July 1960, p. 49.
- [15] JOHNSON G.W. — *The underground nuclear detonation of September 19, 1957* — Rainier — Operation Plumbbob, AEC-UCRL-5124.
- [16] JOHNSON G.W. — *Industrial and Scientific applications of Nuclear Explosions*, AEC-UCRL-5840.
- [17] JOHNSON G.W., PELSOR G.T., PRESTON R.C., VIOLET C.E. — *The underground nuclear detonation of september 19, 1957* — Rainier operation plumbbob, UCRL-5124 (1958).
- [18] JOHNSON G.W., HIGGINS G.H., VIOLET C.E. — *Underground nuclear detonations* — J. Geophys. Research. 64,1457-70 (1959) Oct.
- [19] SOUGUET E. — *Mécanique des explosifs*.
- [20] KENNEDY G.C., HIGGINS G.H. — *Temperatures and pressure associated with the cavity produced by the Rainier event*, UCRL-5281 (1958).
- [21] MURAOUR H. — *Poudre et Explosifs* — Coll. "Que sais-je?", Presses universitaires de France, 1947.
- [22] PERRET W.R. — *Subsurface motion from a confined underground detonation*, ITR-1529 (1958) — Part. I.
- [23] PERRET W.R. — *Preliminary report on measurements of soil stresses caused by an underground explosion*, SC-2278 (TR) (1959).
- [24] PERRET W.R. — *Surface and subsurface strong-motion measurements*, ITR-1703 (1959).
- [25] PERRET W.R., PRESTON R.G. — *Preliminary summary report of strong-motion measurements from a confined underground nuclear detonation*, ITR-1499 (1958).
- [26] PIEPER F.A., TIEMANN A.C., SIEVERS R.H. Jt. — *Operation Plumbbob, Subsurface acceleration and strains from an underground detonation*, Part. II, WT-1531 (1959).

- [27] PLOWSHARE Program. — *P. 15 of Research on power from fusion and other major activities in the Atomic Energy Programs* — USAEC SEMI-ANNUAL REPORT, January-June (1958).
- [28] PLOWSHARE Program. — *Industrial uses of nuclear explosives*, UCRL-5253 (1958), Edited: ZODTNER.
- [29] PLOWSHARE Program. — *The Recovery of Power and Isotopes from contained Underground Nuclear Explosions* — Proceedings of the second PLOWSHARE symposium, AEC-UCRL-5677 - Part III.
- [30] PLOWSHARE Program. — *Phenomenology of Underground Nuclear Explosions*, AEC-RCRL-5675 — Proceedings of the Second PLOWSHARE Symposium, Part I.
- [31] PLOWSHARE SERIES — *Industrial uses of nuclear explosives*, UCRL 5253.
- [32] PLOWSHARE SERIES — Part I. *Phenomenology of underground nuclear explosions*, UCRL 5675.
- [33] POLATTY J.M., BENDINELLY R.A., GLASS HOUSTON B.J. — *Operation Hardtack — Grouting Consulting Service*, WT-1713 (1959).
- [34] PORZEL F.B. — *A new approach to heat and power generation from contained nuclear explosion*, P/2178 USA; Proceedings of the 2nd U.N.-international conference on peaceful uses of Atomic energy, Vol. 8-1958, p. 293.
- [35] PORZEL F.B. — *Designing for blast protection*, *Nucleonics* 16, 10 (1958).
- [36] PORZEL F.B. — *Fluid thermodynamic properties of a gaz solid mixture*, ARF T.M. D-6.
- [37] PORZEL F.B. — *Capsules of contained energy*, ARF T.M. D-13.
- [38] PORZEL F.B. — *Analytic solution for spherical shock wave with constant compressed density*, ARF T.M. D-7.
- [39] RABB D.D. — *The Plowshare Program. A. Challenge to non-destructive testing* — *Non-destruct. Test USA* (1959); 17.4. 211-216.
- [40] ROUGERON C. — *Les applications de l'explosion thermonucléaire* — *Electricité*, 40<sup>e</sup> année, Décembre 1956, p. 293.
- [41] ROUGERON C. — *Les applications de l'explosion thermonucléaire*, Editions Berger-Levrault, Paris 1956.
- [42] STANLEY WARNER — *Report on surface acceleration measurements*, USGS Tunnel, Room B, Nevada Test Site, UCRL-4913 (1957).
- [43] SWIFT L.M., SACHS D.C., WELLS W.M. — *Earth motion measurements* — Part I: Seismic studies and cavity studies, ITR-1702 (1959).
- [44] SWIFT L.M., SACHS D.C. BRENNER J.L., WELLS M. — *Surface motion from an underground detonation*, ITR - 1528 (1958).
- [45] TRAVERS S. — *Etat actuel de la théorie hydrodynamique des explosions et des chocs* — *Mémorial de l'artillerie française*, 1950 et 1951.
- [46] WARNER S.E. — *Report on surface acceleration measurements*, AEC-UCRL-4913, USGS Tunnel, Room B, Nevada Test Site, April 5, 1957.
- [47] WEIBULL W. — *Etude des effets mécaniques des explosions* — *Mémorial de l'artillerie française*, 1948.
- [48] WERY A. — *Projet d'explosions en Belgique*, Observatoire Roy. de Belgique n° 145, Série géophysique n° 48.
- [49] ZELDOVICH Ia. B. and KOMPANEETS — *Theory of Detonation*, Academic Press NY, London 1960.







CDNA00016FRC