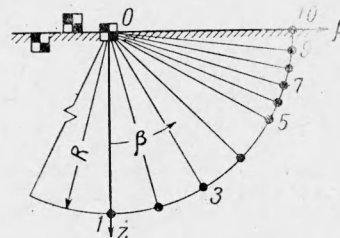


# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ В МЯГКОМ ГРУНТЕ ПРИ КОНТАКТНОМ ВЗРЫВЕ

В. Д. Алексеев (Москва)

Контактный взрыв, происходящий на границе раздела двух сильно отличающихся по своим свойствам сред — воздух, грунт, возбуждает в последнем нестационарные осесимметричные поля напряжений и скоростей и приводит в движение воздух. Теоретическое решение соответствующей задачи, возникающей для уравнения газовой динамики, описывающих движение воздуха, и уравнений механики грунта (число которых в рассматриваемом случае равно восьми), наталкивается на весьма большие трудности; большие трудности возникают и при экспериментальном изучении этого явления.

Ниже излагаются некоторые результаты экспериментального исследования возбуждаемого контактным взрывом нестационарного поля напряжений в среднезернистом песке ненарушенной структуры с объемным весом  $\gamma = 1.6 \text{ г/см}^3$  и весовой влажностью  $w = 7-10\%$ . Была принята следующая схема измерений (фиг. 1). По сферическим поверхностям, удаленным от центра взрыва на относительные расстояния  $r$ , равные 15, 20, 30 и 40 ( $r = R/r_0$ ,  $R$  — расстояние от центра взрыва,  $r_0$  — радиус заряда), в точках 1—9 устанавливались четырехкомпонентные тензометрические датчики, при помощи которых измерялись нормальные напряжения  $\sigma_z$ ,  $\sigma_r$ ,  $\sigma_\theta$ , действующие на координатных площадках цилиндрической системы координат  $z\rho$ , и нормальное напряжение  $\sigma_n$ , действующее в меридиональной плоскости  $z\rho$  по площадке, нормаль которой составляла с осью  $\rho$  фиксированный угол  $\alpha = \pi/4$ . Подробности, связанные с необходимостью именно таких измерений, содержатся в работе [1]. Приведем только необходимые формулы, позволяющие по результатам измерения  $\sigma_z$ ,  $\sigma_r$ ,  $\sigma_\theta$ ,  $\sigma_n$  вычислить основные характеристики поля напряжений:  $\tau_{rz}$  — касательное напряжение,  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  — главные напряжения в меридиональной плоскости,  $\varphi$  — угол между одним из главных направлений и направлением  $z$



Фиг. 1

$$\tau_{rz} = \frac{\sigma_n - (\sigma_r \cos^2 \alpha + \sigma_z \sin^2 \alpha)}{\sin 2\alpha} \quad (1)$$

$$\sigma_1 = \sigma_z \cos^2 \varphi + \sigma_r \sin^2 \varphi + \tau_{rz} \sin 2\varphi \quad (2)$$

$$\sigma_2 = \sigma_z \sin^2 \varphi + \sigma_r \cos^2 \varphi - \tau_{rz} \sin 2\varphi \quad (3)$$

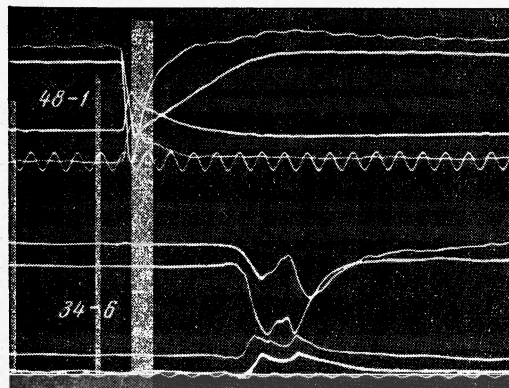
$$\varphi = 0.5 \arctg \left[ \frac{2\sigma_n - 2(\sigma_r \cos^2 \alpha + \sigma_z \sin^2 \alpha)}{(\sigma_z - \sigma_r) \sin 2\alpha} \right] \quad (4)$$

В точке 10 устанавливались капсюль-микрофоны, фиксировавшие момент прихода фронта воздушной ударной волны. Сигналы от тензодатчиков через усилитель УТС-12/35 регистрировались шлейфными осциллографами МПО-2 или Н-102, а от капсюль-микрофонов — непосредственно осциллографами. Угловое расстояние между точками измерения 1—5 составляло  $15^\circ$ , а между точками 5—10 —  $6^\circ$ . Тротиловые заряды кубической формы весом 1.6, 5.4, 12.8 кг располагались так, как показано на фиг. 1

1. Кинематические характеристики движения. Экспериментальное исследование показало, что в значительной области грунтового полупространства, прилегающей к оси симметрии  $z$  ( $0^\circ \leq \beta \leq 60^\circ-66^\circ$ ), взрывная волна имеет один максимум напряжений, а вблизи поверхности грунта ( $60^\circ-66^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$ ) — два максимума, соответствующих двум продольным волнам, порождаемым возмущением, идущим по грунту из очага взрыва, и воздушной ударной волной, распространяющейся по поверхности грунта [1, 2]. На фиг. 2 изображены осциллограммы напряжений в точке 1 при  $r = 20$ ,  $\beta = 0^\circ$  (осциллограмма 48-1) и в точке 7 при  $r = 20$ ,  $\beta = 72^\circ$  (осциллограмма 34-6). Линии сверху-вниз соответствуют  $\sigma_r$ ,  $\sigma_z$ ,  $\sigma_n$ ,  $\sigma_\theta$ , отметка времени — синусоида 500 гц. Область, в которой наблюдаются волны с двумя максимумами, назовем приповерхностной.

Опыты показали, что на относительных расстояниях от центра взрыва  $r \leq 20$  волна в грунте характеризуется скачком напряжений. При этом наибольшее из напряжений на фронте составляет 4—5 кг/см<sup>2</sup>. На расстояниях  $r > 20$  имеют место волны с плавным нарастанием напряжений до максимального значения. Сказанное относится к волнам, имеющим один максимум. Волны, имеющие два максимума, на расстояниях  $r \leq 20$  также имеют ударные фронты в обоих максимумах, а при  $r > 20$  напряжение во втором максимуме нарастает в течение некоторого времени, а первый максимум сохраняет скачкообразный характер тем дольше, чем ближе точка наблюдения к поверхности грунта. При этом время нарастания напряжения в первом максимуме уменьшается

с приближением к свободной поверхности и при  $\beta = 90^\circ$ , очевидно, равно нулю. Время нарастания во втором максимуме при фиксированном расстоянии от центра взрыва не зависит от угловой координаты  $\beta$ . Время нарастания, относящееся ко второму максимуму, определяется как время между минимумом и вторым максимумом. На фиг. 3 представлены экспериментальные зависимости времени нарастания  $\tau_1^*$  от линейной  $r$



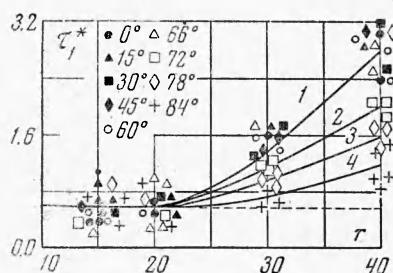
Фиг. 2

и угловой  $\beta$  координат для волны, имеющей один максимум, и первого максимума для волн, имеющих два максимума<sup>1</sup>. Кривая 1 соответствует значению угла  $\beta$  от 0 до  $66^\circ$ , кривые 2, 3, 4 для  $\beta = 72, 78, 84^\circ$ . Отметим, что отличное от нуля время, соответствующее пунктиру на фиг. 3, следует вычитать из истинного времени нарастания, ибо оно характеризует ограниченность разрешающей способности применявшейся аппаратуры. По данным фиг. 3 получена формула для определения времени нарастания для указанных волн

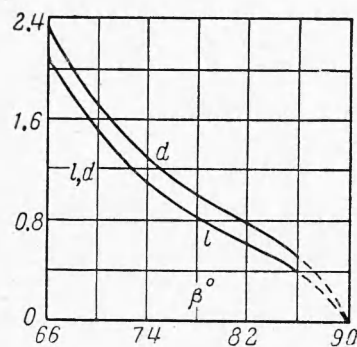
$$\tau_1 = (lR - d\sqrt{C}) \quad (1.1)$$

Во всех формулах (в том числе в (1.1)) приняты следующие единицы измерения: мсек для времени, м для длины, кг для веса заряда, кг/см<sup>2</sup> для напряжений, кг сек/см<sup>2</sup> для удельных импульсов, м/сек для скорости. Числовые (размерные) коэффициенты

$l$  и  $d$  в формуле (1.1) зависят от угловой координаты  $\beta$ . В последующих формулах аналогичные коэффициенты также будут функциями  $\beta$ . На графиках, изображающих эту зависимость от  $\beta$ , пунктирные части являются естественной экстраполяцией. На фиг. 4 показаны зависимости  $l$  и  $d$  от  $\beta$ . Данные о времени нарастания напряжения во втором максимуме удобнее привести позднее.



Фиг. 3



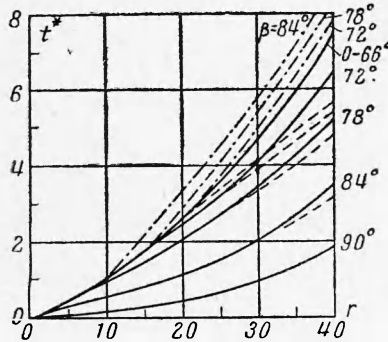
Фиг. 4

Для определения скорости распространения взрывной волны в грунте по опытным данным о времени ее прихода в точки измерения строились годографы фронтов ударных волн или максимальных напряжений для неударных волн. Кроме того, строились годографы фронтов звуковых волн, появляющихся на определенном этапе перед ударными. Путем дифференцирования этих кривых определялась скорость распространения максимальных напряжений в различных точках грунтового полупространства. На фиг. 5 в координатах  $l_0^*$ ,  $r$  изображены годографы волн, причем штрих-пунктирными линиями изображен фронт звуковой волны, сплошными линиями — фронт первого максимума, а штрих-пунктирными с точками — второго максимума напряжений. Из фиг. 5 видно, что при любом фиксированном значении  $r$  в некоторой области, примыкающей к оси  $z$  и имеющей угловой размер  $0^\circ \leq \beta \leq \beta(r)$ , в волне наблюдается лишь один максимум напряжений, время прихода которого в пределах данной области не зависит от  $\beta$ . За пределами этой области, т. е. при  $\beta > \beta(r)$ , волна имеет два максимума. При

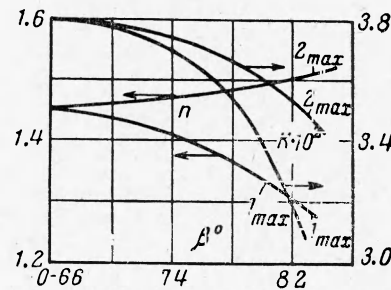
<sup>1</sup> Здесь и в дальнейшем верхний индекс \* означает, что данный параметр отнесен к линейному масштабу заряда  $\tau_1^* = \tau_1 : \sqrt[3]{C}$  [мсек/кг<sup>1/3</sup>] ( $C$  — вес заряда в кг).

этом время прихода первого максимума напряжений  $t_{01}^*$  уменьшается по сравнению со временем прихода волны в области  $0^\circ \leq \beta \leq \beta(r)$  и тем интенсивнее, чем ближе к свободной поверхности находится рассматриваемая точка. Очевидно, что при  $\beta = 90^\circ$   $t_{01}^*$  равно времени прихода в данную точку фронта воздушной ударной волны.

Время прихода второго максимума напряжений  $t_{02}^*$  за пределами области  $0^\circ \leq \beta \leq$



Фиг. 5



Фиг. 6

$\leq \beta(r)$ , наоборот, возрастает по сравнению со временем прихода волны в пределах этой области. Однако, как это видно из фиг. 5, это увеличение незначительное. Данные фиг. 5 хорошо описываются формулой

$$t_0^* = k(18.5R^* - 1)^n \quad (1.2)$$

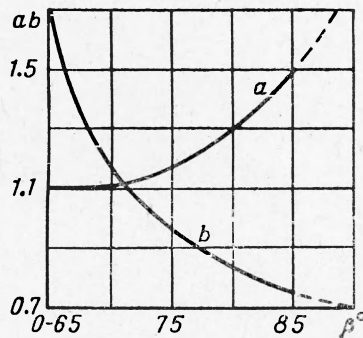
Дифференцируя (1.2) по  $t$ , получим формулу для определения скоростей распространения максимальных напряжений

$$D = \frac{54}{kn(18.5R^* - 1)^{n-1}} \quad (1.3)$$

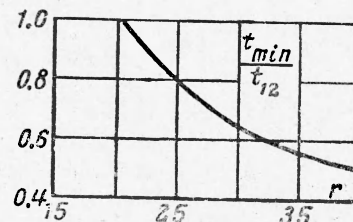
Графики зависимостей коэффициентов  $k$  и  $n$  представлены на фиг. 6. По данным фиг. 5 получена формула для определения времени между приходами первого и второго максимумов

$$t_{12} = (aR^* - b)\sqrt[3]{C} \quad (1.4)$$

Коэффициенты  $a$  и  $b$  определяются графиком на фиг. 7. Положение минимума



Фиг. 7



Фиг. 8

напряжений, как показывают эксперименты, зависит главным образом от удаления от центра взрыва. Если фронты первого и второго максимумов ударные, то минимум напряжений во времени совпадает со вторым максимумом, т. е. время между приходом первого максимума и минимумом  $t_{\min} = t_{12}$ . В случае, когда напряжения во втором максимуме плавно нарастают в течение некоторого времени, минимум напряжений смещается в направлении первого максимума. На фиг. 8 изображена зависимость  $t_{\min} / t_{12}$  от  $r$ . Используя формулу (1.4) и данные графика фиг. 8, можно определить время нарастания напряжения во втором максимуме по формуле

$$\tau_2 = t_{12} - t_{\min} \quad (1.5)$$

Полное время действия взрывной волны в пределах области, где волна имеет один максимум ( $0^\circ \leq \beta \leq 60^\circ - 66^\circ$ ), практически не зависит от угла  $\beta$  при фиксированном значении  $r$ . При  $\beta > 66^\circ$  полное время действия убывает с увеличением угла  $\beta$ , несмотря на то, что в приповерхностной области происходит сложение смещенных во времени двух волн. В этом, по-видимому, проявляется существенное влияние волны разрежения на поле напряжений в приповерхностной области. Данные экспериментов хорошо описываются формулой

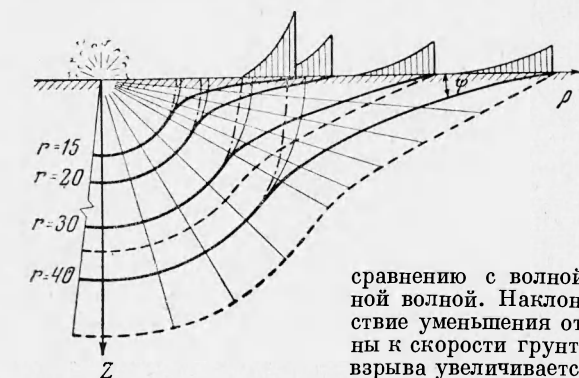
$$\theta = (\eta R^* + f) \sqrt[3]{C} \quad (1.6)$$

Зависимости  $\eta$  и  $f$  от  $\beta$  изображены на фиг. 9.

На основании данных фиг. 5 можно построить волновые фронты в полупространстве в различные моменты времени и, таким образом, проследить трансформацию волнового фронта в процессе распространения. При построении волнового фронта за характерные моменты времени принимались времена прихода волны в точки измерения на оси симметрии ( $\beta = 0^\circ$ ), удаленные от центра взрыва на  $r = 15, 20, 30$  и  $40$ . На расстояниях  $r > 20$  при построении волнового фронта учитывались время прихода звукового фронта и время прихода максимума напряжений. В волне с двумя максимумами учитывались времена прихода начала волны первого и второго максимумов. На фиг. 10 изображено меридиональное сечение волнового фронта на различных расстояниях от центра взрыва. Точки измерения располагались по сферическим поверхностям с центром, совпадающим с центром заряда, поэтому в области, где время прихода волны не зависит от угловой координаты  $\beta$ , волновой фронт имеет сферическую форму.

В приповерхностной области фронты первого и второго максимумов напряжений вследствие зависимости времен их прихода от угла  $\beta$  по форме отличаются от сферы. При этом фронт первого максимума напряжений, как это видно на фиг. 10, с приближением к свободной поверхности как бы «следит» за фронтом воздушной ударной волны. Фронт второго максимума напряжений незначительно отличается от сферического.

На фиг. 10 видно, что величина значения  $\beta$ , разделяющего приповерхностную область от остального пространства, изменяется вместе с  $r$ . Увеличение углового размера приповерхностной области происходит вследствие более быстрого уменьшения скорости распространения сферической волны, распространяющейся по грунту из центра взрыва, по сравнению с волной, генерируемой воздушной ударной волной. Наклон фронта последней волны вследствие уменьшения отношения скорости скорости воздушной волны к скорости грунтовой  $Df/D$  с удалением от центра взрыва увеличивается. Однако абсолютные значения угла наклона  $\phi$  невелики, и на расстоянии  $r = 40$  составляет примерно  $16^\circ$ .



Фиг. 10

Таким образом, волновой фронт в меридиональном сечении представляет собой полуокружность с центром, совпадающим с центром заряда, и некоторую малоискривленную линию, выпуклую в направлении свободной поверхности и наклоненную к ней под некоторым углом  $\phi$ , величина которого растет вместе с  $r$ . Сказанное относится к фронтам максимальных напряжений. Что же касается звуковой волны, то с удалением от центра взрыва его очертание в полупространстве приближается к конфигурации продольных волн, возникающих в упругом изотропном полупространстве при действии на его поверхность сосредоточенной силы и слабой воздушной волны.

2. Основные характеристики волны напряжений. При исследовании динамического поля напряжений в каждой точке измерения фиксировались во времени четыре нормальные напряжения  $\sigma_z, \sigma_r, \sigma_\theta, \sigma_n$ . Измерения указанных напряжений дают полную информацию о напряженном состоянии в данной точке грунтового полупространства, что позволяет произвести всесторонний анализ динамического поля напряжений. Кроме того, при помощи данных о напряженном состоянии можно проверить выводы, сделанные по кинематическим параметрам.

На фиг. 11 сплошными линиями представлены экспериментальные зависимости максимальных значений компонент напряжений  $\sigma_z$ ,  $\sigma_\rho$ ,  $\sigma_\theta$ ,  $\sigma_n$  от угла  $\beta$  на расстоянии от центра взрыва  $r = 40$  для случая, когда центр заряда совпадал с поверхностью грунта. На этой же фигуре пунктирными линиями изображены кривые изменения указанных напряжений в центрально симметричном поле, построенные по формулам

$$\sigma_z = \sigma_{z0} \cos^2 \beta + \sigma_{\rho 0} \sin^2 \beta \quad (2.1)$$

$$\sigma_\rho = \sigma_{z0} \sin^2 \beta + \sigma_{\rho 0} \cos^2 \beta \quad (2.2)$$

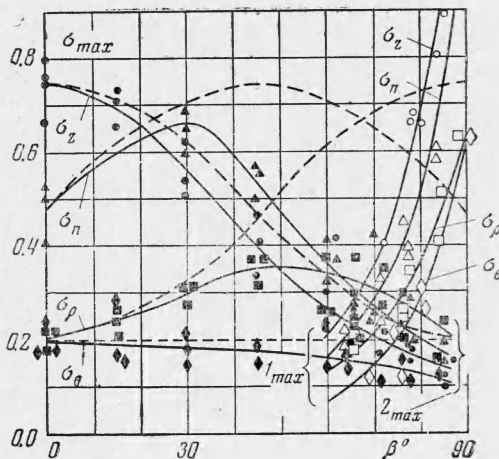
$$\sigma_n = 0.5 [(\sigma_{z0} + \sigma_{\rho 0}) + (\sigma_{z0} - \sigma_{\rho 0}) \sin 2\beta] \quad (2.3)$$

$$\sigma_\theta = \sigma_{\theta 0} = \text{const} \quad (2.4)$$

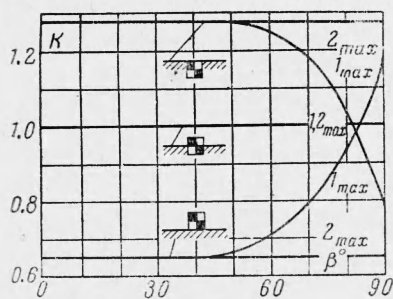
где  $\sigma_{z0}$ ,  $\sigma_{\rho 0}$ ,  $\sigma_{\theta 0}$  — экспериментальное значение напряжений при  $\beta = 0^\circ$ .

Аналогичные данные имеются и для других относительных расстояний, однако их здесь не приводим из-за недостатка места. Естественно, что каждая кривая, относящаяся к какой-либо компоненте напряжения, начиная с некоторого значения угла  $\beta$ , состоит из двух ветвей, выражающих изменение максимального напряжения в первом и во втором максимумах. Соотношение максимальных величин напряжений в первом и во втором максимумах зависит от угла  $\beta$ .

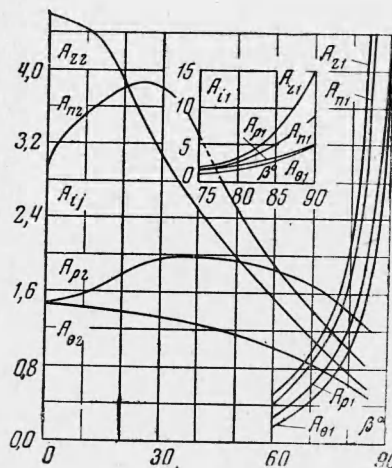
В начале (по  $\beta$ ) приповерхностной области большую величину имеет напряжение во втором максимуме, а с приближением к свободной поверхности — в первом. Это объясняется различными законами затухания волны, распространяющейся от центра взрыва, и волны, генерируемой воздушной ударной волной. В самом деле, напряжение в волне, распространяющейся по грунту из центра взрыва, с приближением к свободной поверхности уменьшается, а в волне, генерируемой воздушной ударной волной и распространяющейся от свободной поверхности, — увеличивается. Из фиг. 11 видно, что разгружающее влияние свободной поверхности на волну, распространяющуюся по грунту из центра взрыва, столь интенсивно, что, несмотря на то, что второй максимум является результатом наложения этой волны на волну, распространяющуюся от свободной поверхности, этот максимум при приближении к свободной поверхности становится весьма малым.



Фиг. 11



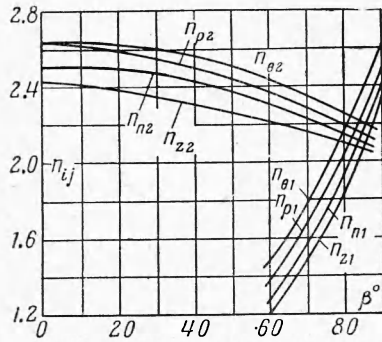
Фиг. 12



Фиг. 13

При проведении опытов менялось положение центра заряда относительно поверхности грунта. Результаты измерения поля напряжений при этом показали, что максимальное напряжение довольно существенно зависит от этого фактора. Так, например, при расположении заряда непосредственно на поверхности максимальное напряжение в области, где волна имеет один максимум, в два раза меньше, чем в случае

расположения заряда заподлицо со свободной поверхностью. Влияние положения заряда на величины напряжений в первом и во втором максимумах, распространяющихся в приповерхностной области, различно. Изменение напряжения во втором максимуме происходит приблизительно так же, как и в области с одним максимумом в волне. Изменение напряжения в первом максимуме в зависимости от положения заряда происходит противоположным образом.



Фиг. 14

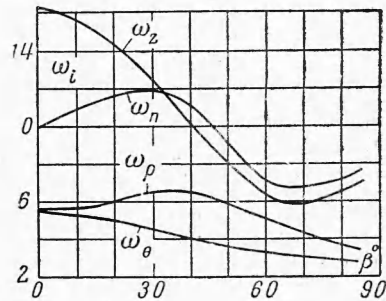
При расположении заряда непосредственно на поверхности грунта напряжение в первом максимуме больше, чем в случае, когда заряд расположен заподлицо с поверхностью. Все это естественно и связано с различным распределением энергии взрыва между движениями грунта и воздуха в начальные моменты развития процесса при различном расположении заряда относительно поверхности грунта. На фиг. 12 представлены данные о зависимости от  $\beta$  отношения  $K$  максимальных напряжений при упомянутых выше двух крайних расположениях центра заряда по отношению к свободной поверхности к максимальным напряжениям для случая расположения центра заряда на поверхности грунта.

Максимальные значения измеренных компонент напряжений могут быть описаны формулой

$$\sigma_{ij}^{\max} = K A_{ij} \left( \frac{1}{R^*} \right)^{n_{ij}} \quad (i = \theta, z, n, \rho; j = 1, 2) \quad (2.5)$$

Коэффициенты  $K$ ,  $A_{ij}$ ,  $n_{ij}$  определяются по графикам на фиг. 12, 13, 14, при этом значение индекса  $j = 1, 2$  указывает, в каком максимуме определяется  $\sigma_i^{\max}$ .

Анализ опытных данных показал, что в пределах области с одним максимумом в волне законы изменения удельных импульсов подобны законам изменения соответствующих компонент напряжений. Это объясняется тем, что, как показано выше, полное время действия волны в этой области не зависит от угла  $\beta$ . В приповерхностной области удельные импульсы для каждой компоненты напряжений являются суммарными по всей волне с двумя максимумами. Очевидно, на свободной поверхности удельный импульс равен удельному импульсу воздушной ударной волны. Эксперименты показали, что положение заряда по отношению к свободной поверхности заметно влияет также и на величину удельного импульса. Следует, однако, отметить, что влияние этого фактора сказывается главным образом в области, где волна имеет один максимум. Поскольку в этой области время действия не зависит от угловой координаты  $\beta$ , удельный импульс изменяется здесь пропорционально коэффициенту  $K$ . В приповерхностной области вследствие того, что положение



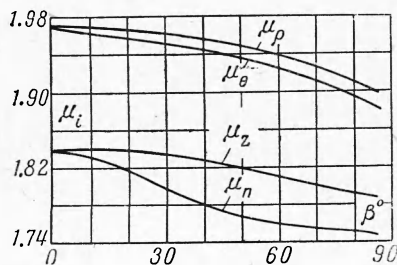
Фиг. 15

заряда по отношению к свободной поверхности влияет на величину напряжений в первом и во втором максимумах по-разному, величина суммарного по волне удельного импульса практически не зависит от положения зарядов. По данным экспериментов можно построить следующую формулу для определения величины удельного импульса

$$I_i = K \omega_i^3 \bar{C} \left( \frac{1}{R^*} \right)^{\mu_i} \quad (2.6)$$

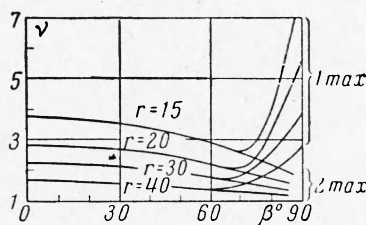
Коэффициенты  $\omega_i$  и  $\mu_i$  определяются по графикам на фиг. 15 и 16. На основании данных по напряжениям, времени действия и удельным импульсам получена зависимость, характеризующая закон изменения напряжения в волне во времени. При этом принималось, что взрывная волна во времени описывается биномиальным законом

$$\sigma_{ij}(t) = \sigma_{ij}^{\max} \left( 1 - \frac{t}{\theta} \right)^v \quad (2.7)$$

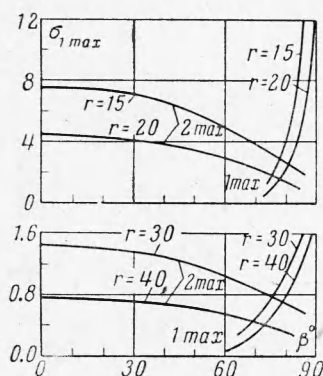


Фиг. 16

На фиг. 17 показано изменение показателя степени  $\nu$  в зависимости от  $r$  и  $\beta$ . Полученные экспериментальные данные позволяют детально проанализировать качественные и количественные стороны динамического поля напряжений. По приведенным выше данным вычислены максимальные величины главных нормальных напряжений и определена их ориентация в плоскости меридиана ( $\sigma_1^{\max}$ ,  $\sigma_2^{\max}$ ,  $\varphi$ ), а также максимальное значение касательного напряжения  $\tau_{\rho z}$ , действующего в той же плоскости. На фиг. 18, 19, 20, 21 соответственно представлены результаты вычислений для  $\sigma_1^{\max}$ ,  $\sigma_2^{\max}$ ,  $\varphi$ ,  $\tau_{\rho z}$ . Из фиг. 20 видно, что угол  $\varphi$ , вычисленный по максимальным значениям напряжений в волне с одним максимумом и по напряжениям во втором максимуме, в приповерхностной области в пределах всего полупространства очень близок по величине углу  $\beta$ . Близость углов  $\varphi$  и  $\beta$  свидетельствует о том, что фронт волны, распространяющейся из центра взрыва, можно считать сферическим. Угол  $\varphi$ , вычисленный по напряжениям



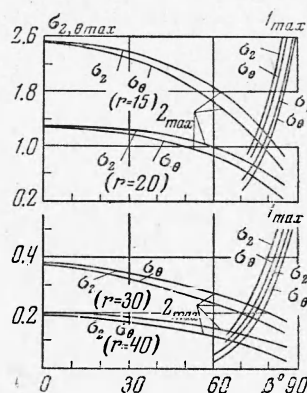
Фиг. 17



Фиг. 18

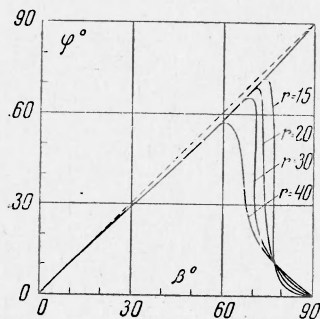
также подтверждают высказанное утверждение. Таким образом, в приосевой области характер распространения волны, распределение напряжений, а следовательно, и движение грунта качественно подобны случаю центрально симметричного поля, создаваемого камуфлетным взрывом. Это означает, что влияние свободной поверхности с точки зрения искажения напряженного состояния в приосевой области по сравнению с напряженным состоянием на оси симметрии  $z$ , где, как известно, выполняются условия центральной симметрии, незначительно. За пределами приосевой области, как это видно из фиг. 11, 21, экспериментальные и пунктирные кривые сильно расходятся. Заметим, что сравнение этих кривых имеет смысл только в области, где волна имеет один максимум. Характерно, что в области  $30^\circ \leq \beta \leq 60^\circ - 66^\circ$  (назовем ее средней областью), несмотря на сферичность фронта, наблюдается существенное отклонение в распределении напряжений по сравнению с центрально симметричным полем (фиг. 18, 19). Вместе с тем можно заметить, что меньшие главные напряжения близки по абсолютной величине при любом фиксированном значении угла  $\beta$ . Следовательно, можно считать, что в средней области приблизительно выполняются условия центральной симметрии, т. е.  $\varphi \approx \beta$ ,  $\sigma_2 \approx \sigma_\theta$ , а главные напряжения зависят от  $\beta$ , как от параметра.

Наибольшее влияние свободная поверхность оказывает в приповерхностной области. Это подтверждается самим фактом существования волны с двумя максимумами. Вследствие этого поле напряжений в приповерхностной области наиболее сложно. Из фиг. 10 видно, что фронт волны, генерируемой воздушной ударной волной,



Фиг. 19

имеет небольшой угол наклона по отношению к свободной поверхности. Это обстоятельство и факт, что меньшие главные напряжения примерно равны, дает возможность предположить, что напряженное состояние, создаваемое этой волной, незначительно отличается от поля напряжений в плоской волне. Анализ дифференциальных уравнений, описывающих движение грунта, вызываемого волнами подобного рода, методом оценок, изложенным в работе [3], показал, что движение грунта вследствие малости угла  $\psi$  происходит практически вертикально. Допускаемая ошибка пропорциональна  $\sin^2 \psi$ . Однако вследствие того, что давление на фронте воздушной ударной волны является функцией расстояния от центра взрыва, движение грунта в различных вертикальных сечениях полупространства будет различным. Таким образом, процесс распространения волны, возбужденной воздушной ударной волной, аналогичен явлению обтекания тонких заостренных тел стационарным газовым потоком с очень большой сверхзвуковой скоростью. Распределение напряжений за вторым максимумом, порожденным волной, распространяющейся из центра взрыва, при ее наложении на волну, генерируемую воздушной ударной волной, является весьма сложным. Главные нормальные напряжения существенно зависят от  $\beta$ , меньшие из них не равны



Фиг. 20

между собой, что особенно заметно в непосредственной близости от свободной поверхности. Фронт второго максимума, как видно из фиг. 10, хотя и незначительно, но отличается от сферы. Таким образом, экспериментальным путем выявлены характерные стороны динамического поля напряжений в мягком грунте при контактном взрыве.

В заключение рассмотрим весьма существенный вопрос о распределении энергии контактного взрыва в грунт и в воздух. Экспериментальным путем методом засечки фронта воздушной ударной волны, распространяющейся вдоль свободной поверхности, получались зависимости времени прихода фронта волны  $t^*$  от расстояния от центра взрыва  $r$  при различном положении центра заряда относительно свободной поверхности. Путем дифференцирования этих зависимостей и использования газодинамических соотношений на фронте ударной волны строились зависимости давления на фронте волны  $\Delta P$  как функции  $r$ . Сравнением этих зависимостей с зависимостью  $\Delta P(r)$  для случая взрыва на несжимаемом полупространстве, установленной М. А. Садовским [4], определялась доля энергии, излучаемой в воздух и затрачиваемой на возбуждение воздушной ударной волны. Остальная энергия, очевидно, передается в грунт. В наших опытах установлено, что при расположении заряда таким образом, что его центр совпадал с поверхностью грунта, в воздух и в грунт излучается соответственно 65 и 35% энергии взрыва. В случаях, когда нижняя или верхняя грани заряда располагались на поверхности грунта в воздух и в грунт соответственно излучаются 78 и 22, 53 и 47% энергии взрыва.

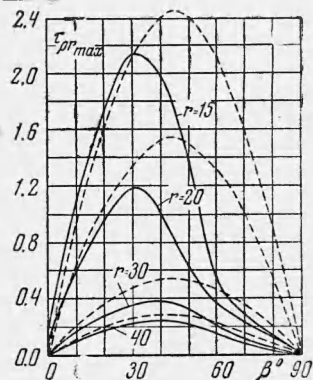
Эти данные дают возможность в приосевой области использовать теоретические или экспериментальные зависимости, по которым определяются параметры волн в сферическом поле напряжений, а также более точно вычислять параметры воздушной ударной волны по сравнению со случаем, предполагающим полупространство несжимаемым.

Автор благодарит С. С. Григоряна за руководство и помощь при выполнении данной работы, Г. В. Рыкова и А. Ф. Новгорода за помощь в проведении опытов.

Поступила 28 V 1963

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев В. Д., Григорян С. С., Новгородов А. Ф., Кошелев Л. И., Рыков Г. В. Измерение волн напряжений в мягких грунтах. ПМТФ, 1963, № 2.
2. Алексеев В. Д. Волны в приповерхностной области грунтового полупространства при контактном взрыве. ПМТФ, 1963, № 3.
3. Григорян С. С. О приближенном решении некоторых задач динамики грунтов. ПММ, 1962, № 5.
4. Садовский М. А. Физика взрыва, № 1, Изд. АН СССР, 1952.



Фиг. 21