ГОДИШНИК НА СОФИЙСКИЯ УНИВЕРСИТЕТ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИ ФАКУЛТЕТ, ТОМ 50, 1955/56
кн. 1 (математика и физика), ч. II
ANNUAIRE DE L'UNIVERSITÉ DE SOFIA, FACULTÉ DES SCIENCES
PHYSIQUES ET MATHÉMATIQUES, t. 50, 1955/56
livre 1 (mathématiques et physique), partie II

ОТДЕЛЕН ОТПЕЧАТЪК

Ив. Петков

ВЪРХУ ОПРЕДЕЛЯНЕТО НА ГРАНИЧНИТЕ ПОВЪРХНОСТИ И ПЛАСТОВИТЕ СКОРОСТИ ПРИ СЕИЗМИЧНИТЕ ПРОУЧВАНИЯ С ОТРАЗИТЕЛНИЯ МЕТОД

Ив. Петков

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАНИЧНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ И ПЛАСТОВЫХ СКОРОСТЕЙ ПРИ СЕЙСМИЧЕСКОЙ РАЗВЕДКЕ ОТРАЖЕННЫМИ ВОЛНАМИ

ДЪРЖАВНО ИЗДАТЕЛСТВО „НАУКА И ИЗКУСТВО“
София 1958

ВЪРХУ ОПРЕДЕЛЯНЕТО НА ГРАНИЧНИТЕ ПОВЪРХНОСТИ И ПЛАСТОВИТЕ СКОРОСТИ ПРИ СЕИЗМИЧНИТЕ ПРОУЧВАНИЯ С ОТРАЗИТЕЛНИЯ МЕТОД

Ив. Петков

Приложението на сеизмичния метод при изследването на полезни изкопаеми и дълбокото сеизмично сондиране на земната кора се основава на обстоятелството, че на диференциацията на скалите по състав, строеж, възраст и пр. отговаря диференциация по еластични свойства.

От сеизмична гледна точка всеки геоложки комплекс може да се разглежда като слоист — съставен от различни по еластични свойства пластове, характеризиращи се със скоростта на разпространението на сеизмичните вълни.

Количествените изводи при сеизмичните проучвания — определяне дълбочината, формата и геологическия състав на пластовете в Земята, се основават на кинематичния анализ на регистрираните върху сеизмограмите сеизмични вълни, възбудени в центъра на еластичното смущение (взрив) и достигащи до сеизмоприемните точки върху земната повърхност — сеизмичния профил.

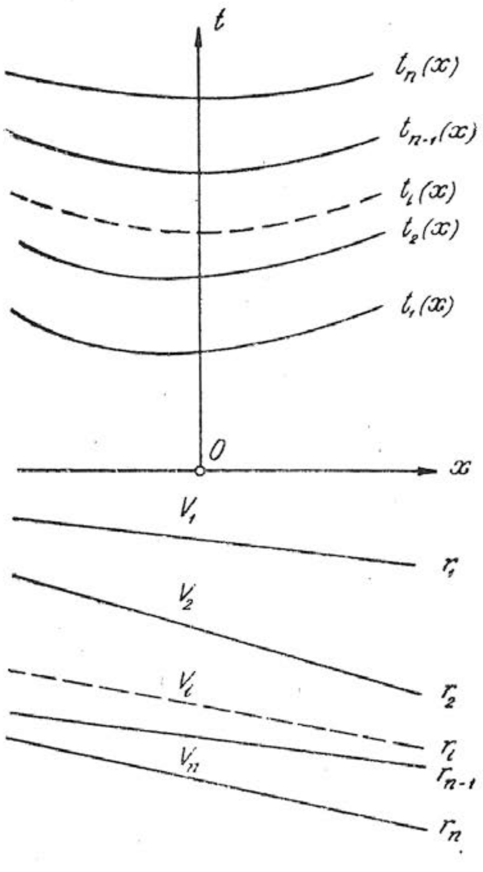
Въз основа на експерименталния сеизмичен материал — сеизмограмите — се строят ходографите на сеизмичните вълни, изразяващи графическата зависимост между времето, за което сеизмичната вълна идва от центъра на еластичното смущение до отделните сеизмоприемни точки от земната повърхнина и разстоянието до тях [1].

Обработката на сеизмограмите се извършва, като се изхожда от законите на геометричната сеизмика, съвпадащи с общовалидните закони на геометричната оптика на Хюйгенс и произтичащия от него принцип на Ферма за брахистохронността на сеизмичните лъчи, от които следват законите за пречупването и отражението на сеизмичните лъчи на границата между пластове с различни вълнови съпротивления, респ. скорости.

Един от най-широко прилаганите методи за изследване на геоложки структури, представляващ особен интерес при проучванията на петролните месторождения, е отразителният сеизмичен метод.

Решаването на обратната задача при този метод, състояща се в определяне на дълбочината и наклона на отразителните граници между отделните пластове и скоростта на разпространението на сеизмичните вълни в тях (пластовите скорости), се извършва, като се използуват серия ходографи на отразените вълни, получени чрез произведения за целта взрив.

За случая на n отразителни граници се получават n ходографа на отразените вълни (фиг. 1). Ако отделните пластове са хомогенни, то пластовите скорости V_i ще са константи.



Фиг. 1

При равнинни граници, разделящи хомогенни пластове, ходографът на отразените вълни от първата граница (индивидуалният ходограф) е хипербола, а ходографите на отразените вълни от останалите граници (сводните ходографи) са криви, подобни на хиперболи.

Основен параметър при интерпретацията на ходографите на отразените вълни е средната скорост до съответната отразителна граница. С достатъчна точност тя се определя при специални сеизмични измервания в сондажни отвори — сеизмокаротаж [2].

Поради това че в проучваните райони не винаги се разполага с подходящи сондажни отвори за провеждане на сеизмокаротирането, то в сеизмичната практика за определяне на средните скорости се прибягва до използуване на ходографите на отразените вълни. Така получените средни скорости се наричат ефективни. За тяхното определяне съществуват редица методи (3, 4, 5).

При построяването на сеизмогеологичния разрез с помощта на ефективните скорости многослойната геоложка среда се свежда до двуслойна, при което сводните ходографи от изследваните отразителни граници се разглеждат като индивидуални, а лежащите на тях пластове се заменят с един фиктивен пласт, на който се приписва постоянна скорост на сеизмичните вълни. Тази именно скорост се нарича ефективна.

При много от разглежданите в практиката случаи разликата между средните и ефективните скорости е незначителна, поради което те се използуват с успех при построяването на отразителните граници по съществуващите за това методи [6, 7].

В известни случаи обаче между тях съществуват значителни разлики и използуването на ефективните скорости за построяването на отразителните граници би могло да доведе до неправилно интерпретиране на експерименталните сеизмични данни, ако не се внесат нужните корекции.

От изследванията на Ризниченко и Гурвич [8] се вижда, че при голяма скоростна диференциация между пластовите скорости макар и за случая на хоризонтални отразителни граници отклонението на ефективните скорости от средните може да бъде значително.

В своите изследвания Бугайло [9] показва, че грешката при определянето на ефективните скорости, т. е. при идентифицирането на сводните ходографи с индивидуалните, расте заедно с броя на пластовете, а също така тя се влияе от дължината на ходографите и наклона на граничните повърхнини. Установява се, че грешката може да достигне до 19%, към което ако се прибави грешката, идваща от неточността на методите за определянето на ефективните скорости, то тя може да достигне още по-значителни размери.

Определянето на елементите на граничните повърхнини и пластовите скорости при многослойна среда, като се използуват ефективните скорости, се извършва за пръв път от Шешин [10], за случай на хоризонтални отразителни повърхнини и постоянни пластови скорости. Подобен метод по-късно разработва Берзон [11], която въвежда понятието вертикален ходограф, съставен по данни от ефективните скорости, като определянето на пластовите скорости се извършва въз основа на вертикалните ходографи.

В настоящата работа се дава графо-аналитичен метод за определяне на дълбочината и наклона на отразителните граници и пластовите скорости при многослойна среда, като се изхожда от серия ходографи на отразените вълни. Граничните повърхнини приемаме за равнини, а пластовете за хомогенни, т. е. пластовите скорости за постоянни.

Решаването на задачата се извършва, като се вземе предвид пречупването на сеизмичните лъчи от междинните гранични повърхности, без да се идентифицират сводните ходографи с индивидуалните, т. е. без да се използуват ефективните скорости.

Решаваната от нас задача е двумерна, т. е. разглеждат се линейни ходографи, построени въз основа на експерименталния сеизмичен материал, получен от измервания по една линия от земната повърхност — сеизмичния профил. При това се предполага, че сеизмичните лъчи се разпространяват в равнина минаваща през сеизмичния профил, нормална на отражаващите повърхнини.

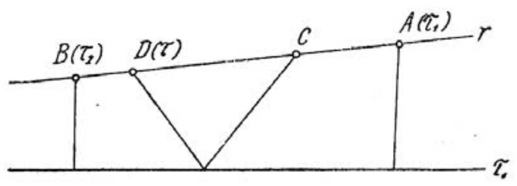
Направените допускания за началните условия, при които се решава задачата, в повечето случаи срещащи се в практиката, съответствуват на геоложката и тектонската обстановка, обуславяща литоложкия състав и разположението на пластовете в Земята.

Формулираната задача ще решим в два варианта; при неуспоредни гранични повърхнини (общ случай) и при успоредни гранични повърхнини, наклонени спрямо земната повърхност (сеизмичния профил).

§ 1. Решаване на предварителната задача

Определянето на отразителните граници и пластовите скорости при многослойна среда по предложения метод в настоящата работа се основава на решаването на следната предварителна задача:

Нека на линията r са зададени четири точки A, B, C и D (фиг. 2).



Фиг. 2

Нека τ_1, τ_2 и τ са времената, за които сеизмичните вълни, изхождащи от точките A, B и C, изминават пътя до търсената отразителна граница и се връщат съответно до точките A, B и D. Трябва да се определи положението на отразителната граница r_1 (дълбочината и наклонът спрямо r) и скоростта V в покриващата я среда (пластовата скорост). Предполагаме, че отразителната граница е равнинна (в плоскостта на чертежа права линия) и $V=\mathrm{const}$. При решаването на тази задача изхождаме от свойството на елипсата, че може да се разглежда като отразителна граница (в плоскостта на чертежа) на сеизмичните вълни, излизащи от единия ѝ фокус и събиращи се в другия. Това нейно свойство е в сила за хомогенна среда и произтича от геометричното свойство на елипсата, чѐ сумата от фокалните радиус-вектори за коя да е нейна точка е постоянна величина и че тяхната ъглополовяща е нормална на тангентата в съответната точка.

В частния случай, когато елипсата се изроди в окръжност, тези свойства естествено остават в сила.

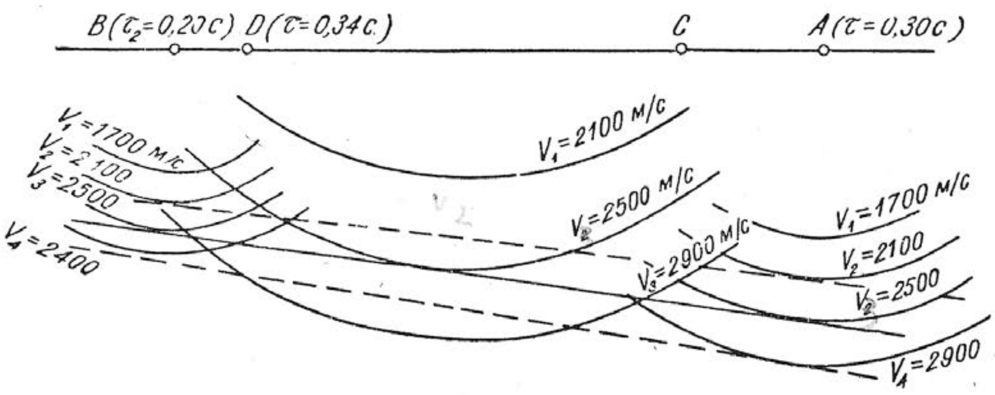
От направените разсъждения следва, че търсената граница r, ще бъде общата тангента на елипсата с фокуси в точките C и D и сума от фокалните радиуси, равна на τV и на окръжностите с центрове в точките A и B с радиуси съответно $\frac{1}{2}\tau_1 V$ и $\frac{1}{2}\tau_2 V$, гдето V е търсената пластова скорост.

Ще дадем графично и аналитично решение на тази задача.

Лесно е да се види, че ако в някакъв мащаб построим фамилия конфокални елипси с фокуси в точките C и D и сума от фокалните радиус-вектори τV_i и фамилии концентрични окръжности с центрове в точките A и B и радиуси съответно $\frac{1}{2}\tau_1 V_i$ и $\frac{1}{2}\tau_2 V_i$, то съществува една стойност V_i, при която тия три криви имат обща тангента. Тази стойност V_i е търсената скорост, а тангентата — търсената отразителна граница.

На фиг. 3 даваме пример за построяване на отразителната граница и определянето на скоростта при $\tau_1=0{,}8$ сек, $\tau_2=0{,}2$ сек и $\tau=$

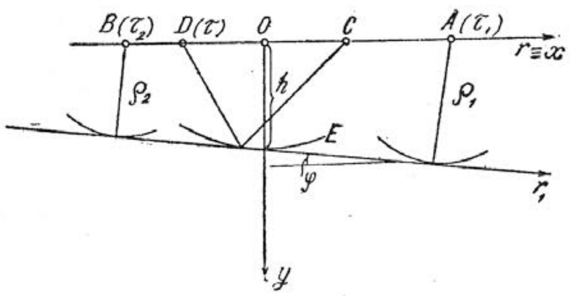
$=0{,}34$ сек. Радиусите $\frac{1}{2}\tau_1 V_i$ и $\frac{1}{2}\tau_2 V_i$ и фокалните радиус-вектори са нанесени в мащаб 1 : 10 000, като интервалът между параметъра V_i се приема постоянна величина 400 м/сек. За V_1 вземаме стойността 1700 м/сек. Търсената скорост както се вижда, е $V=2500$ м/сек.



Фиг. 3

В следващото изложение ще дадем аналитичното решение на задачата.

Нека правата r да слеем с абсцисната ос на координатната система, чието начало разполовява разстоянието между точките C и D,



Фиг. 4

фиг. 4. Координатите на точките A, B, C и D означаваме съответно с a, $-b$, c и $-c$.

Уравнението на търсената отразителна граница в декартов вид е

$$r_1 \equiv y = kx + h \qquad (k = \operatorname{tg} \varphi). \tag{1}$$

Уравнението на елипсата E с фокуси в точките C и D и сума от фокалните радиус-вектори τV е

(2) $$E \equiv \frac{x^2}{u^2}+\frac{y^2}{w^2}=1,$$

където $u=\frac{1}{2}\tau V$ и $w=\sqrt{\left(\frac{\tau V}{2}\right)^2-c^2}$. Следователно (2) става

(2′) $$E \equiv \frac{x^2}{(\tau V)^2}+\frac{y^2}{\tau^2 V^2-4c^2}=\frac{1}{4}.$$

Уравненията на окръжностите с център в точките A и B и радиуси $\frac{1}{2}\tau_1 V$ и $\frac{1}{2}\tau_2 V$ са

(3) $$\begin{aligned}(x-a)^2+y^2&=\frac{1}{4}\tau_1^2V^2,\\ (x+b)^2+y^2&=\frac{1}{4}\tau_2^2V^2.\end{aligned}$$

Условието правата (1) да бъде допирателна на елипсата (2) след известна преработка се дава от

(4) $$V(1+k^2)\tau^2-c^2-h^2=0.$$

Условието отразителната граница да бъде допирателна към окръжностите (3) се дава след известна преработка от зависимостите

(5) $$\frac{1}{2}\tau_1 V=\frac{ak+h}{\sqrt{1+k^2}};\quad \frac{1}{2}\tau_2 V=\frac{-bk+h}{\sqrt{1+k^2}}.$$

От уравненията (4) и (5), като вземем предвид зависимостта

$$\frac{\tau_1}{\tau^2}=\frac{ak+h}{-bk+h},$$

получена от (5), за h, φ и V, получаваме

(6) $$h=c\,\frac{b\tau_1+a\tau_2}{\sqrt{(a+b)^2\tau^2-(b\tau_1+a\tau_2)^2}},$$

(7) $$k=\operatorname{tg}\varphi=c\frac{\tau_1-\tau_2}{\sqrt{(a+b)^2\tau^2-(b\tau_1+a\tau_2)^2}};\quad \varphi=\operatorname{arctg}\left[c\frac{\tau_1-\tau_2}{\sqrt{(a+b)^2\tau^2-(b\tau_1+a\tau_2)^2}}\right]$$

(8) $$V=\frac{2}{\tau_1}\,\frac{ak+h}{\sqrt{1+k^2}}.$$

Като вземем предвид зависимостите

$$\sin\varphi=\frac{\operatorname{tg}\varphi}{\sqrt{1+\operatorname{tg}^2\varphi}};\quad \cos\varphi=\frac{1}{\sqrt{1+\operatorname{tg}^2\varphi}},$$

за V получаваме

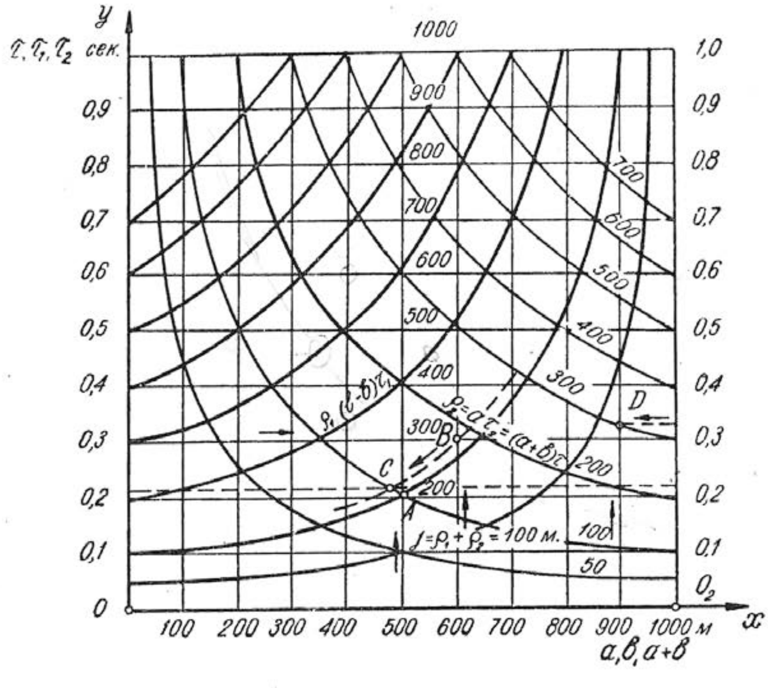
$$V = 2\,\frac{a \sin \varphi + h \cos \varphi}{\tau_1}. \tag{9}$$

С намирането на трите величини h, φ и V задачата е решена. В случая отрезът h е дълбочината на r_1 по нормалата към r в точка O, а φ е наклонът на r_1 спрямо r — положителен при $\tau_1 > \tau_2$ и отрицателен при $\tau_1 < \tau_2$.

Лесно е да се види, че r_1 може да се построи като обща допирателна на окръжностите с центрове в точките A и B и радиуси $\frac{1}{2}\tau_1 V$ и $\frac{1}{2}\tau_2 V$, гдето V е намерената от (8) или (9) скорост.

За бързото определяне на величините h, φ и V предлагаме специални номограми, построени въз основа на зависимостите (6), (7) и (8). Описанието на тези номограми даваме в следващото изложение.

За определянето на произведенията $a\tau_2$, $b\tau_1$ и $(a+b)\tau$ използва-



Фиг. 5

ме номограмата на Пуше [12], състояща се от фамилия хиперболи $xy = \rho$ с асимптоти координатните оси на координатната система xoy и параматър ρ.

Ако по абсцисната ос на координатната система xoy (фиг. 5) нанесем величините a, b и $a+b$, а по ординатната — величините τ_1, τ_2 и τ в съответен мащаб — горните произведения се определят от параметрите на хиперболите, минаващи през точки, чиито координати са дадените величини.

За определянето на сумата $a\tau_2+b\tau_1$ предлагаме номограма, състояща се от две фамилии срещуположни хиперболи, чиито асимптоти се пресичат в точките O_1 и O_2, гдето $\overline{O_1O_2}=l$ (фиг. 5).

Ако $xy=\rho_1$ и $x(y-l)=\rho_2$ са уравненията на фамилиите хиперболи с параметри ρ_1 и ρ_2, то геометричното място на точките, в които се пресичат хиперболите от двете фамилии, за които $\rho_1+\rho_2=$ $=j=\text{const}$, се дава от уравнението

$$y=\frac{\rho_1+\rho_2}{l}=\frac{j}{l}. \tag{10}$$

При променливо j това уравнение представя фамилия прави линии, успоредни на абсцисната ос.

Сумата $a\tau_2+b\tau_1=\rho_1+\rho_2$ се определя от параметъра на онази права, която минава през пресечната точка на хиперболите с параметри $\rho_1=a\tau_2$ и $\rho_2=b\tau_1$.

Определянето на h и φ се извършва по дадената на фиг. 6 номограма, по абсцисната ос на която нанасяме величините $a\tau_2+b\tau_1$, а по ординатната — $\tau_1-\tau_2$ в съответен мащаб.

Ако в уравнението (6) поставим $a\tau_2+b\tau_1=x$ и $(a+b)\tau=q$, то получаваме

$$h=c\frac{x}{\sqrt{q^2-x^2}}. \tag{11}$$

Ако положим

$$y=\frac{x}{\sqrt{q^2-x^2}}, \tag{12}$$

то уравнението (11) става

$$h=cy, \tag{13}$$

което при променливо c представлява сноп прави линии в координатната система hoy с параметър c.

Уравнението (12) представлява фамилия криви линии с параметър q. На фиг. 6 тази фамилия линии е построена за стойности на q през 100 м.

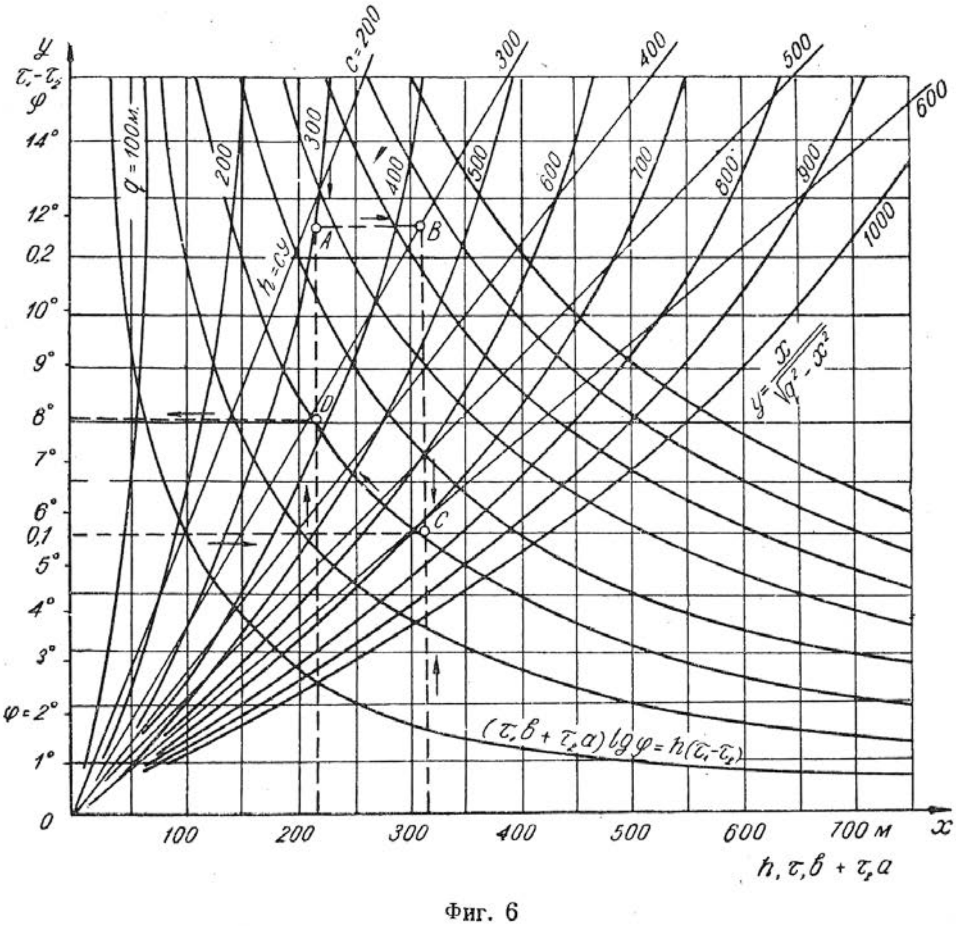
При зададени $a\tau_2+b\tau_1$, $(a+b)\tau$ и c, h се определя от абсцисата на точка, лежаща на правата от снопа (13) с параметър c, и ординатата, равняваща се на y, определено от фамилията криви линии (12) за дадените $q=(a+b)\tau$ и $x=a\tau_2+b\tau_1$.

За определянето на наклона φ изхождаме от зависимостите (6) и (7), от които получаваме

$$h(\tau_1-\tau_2)=(a\tau_2+b\tau_1)\operatorname{tg}\varphi. \tag{14}$$

За определянето на произведението $h(\tau_1-\tau_2)$ построяваме фамилия хиперболи с асимптоти координатните оси $ox(h)$ и $oy(\tau_1-\tau_2)$ фиг. 6.

Параметърът на хиперболата, който определя произведението $h(\tau_1-\tau_2)$, съгласно (14) определя и произведението $(a\tau_2+b\tau_1)\operatorname{tg}\varphi$. Следователно $\operatorname{tg}\varphi$, респективно φ (който е нанесен по ъгловата скала на ординатната ос), могат да се определят от ординатата (в координатната система $xo\varphi$) на точката, лежаща върху поменатата хипербола и имаща за абсциса съответната величина $a\tau_2+b\tau_1$.

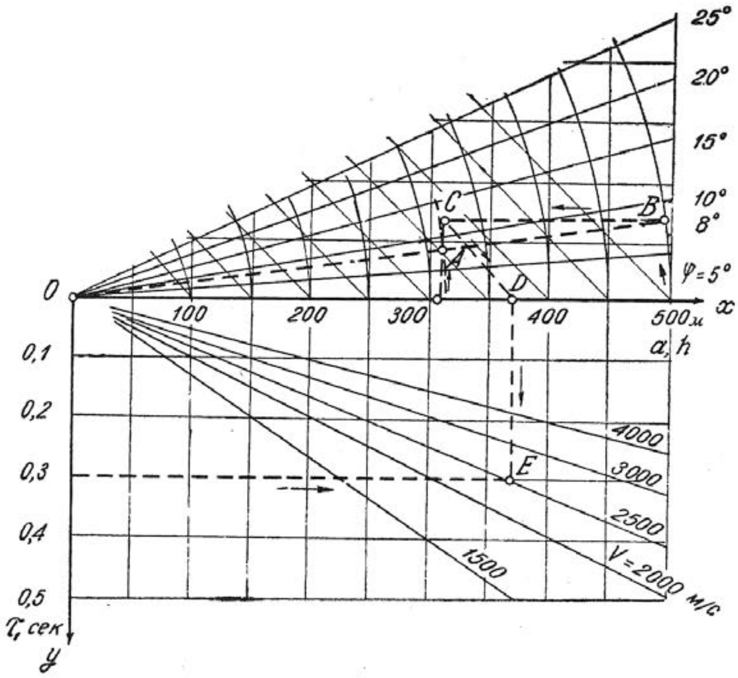


Фиг. 6

За определянето на скоростта V даваме номограма фиг. 7, построена въз основа на зависимост (9). По абсцисната ос Ox нанасяме величините a и h, а по ординатната oy — величината τ_1.

Произведенията $a \sin\varphi$ и $h \cos\varphi$ се получават лесно, като построим сноп лъчи, сключващи ъгъл φ с абсцисната ос, и фамилия концентрични окръжности (дъги) с център в точка O.

Сумата $a \sin \varphi + h \cos \varphi$ определяме, като използваме фамилия прави, сключващи ъгъл 45^0 с координатните оси. Тя се отчита върху абсцисната ос в мащаба на a и h.



Фиг. 7

Определянето на скоростта V става, като построим сноп прави

$$y = \frac{2}{V} x$$

с параметър V. На фиг. 7 снопа прави сме построили за стойности на V през 500 м/сек. Скоростта се определя от параметъра на онази права от снопа, която минава през точка с координати $x = a \sin \varphi + h \cos \varphi$ и $y = \tau_1$.

Като пример за работа с номограмите ще разгледаме задачата, която решихме графически. Изходните условия са $\tau_1 = 0{,}30$ сек, $\tau_2 = 0{,}20$ сек, $\tau = 0{,}34$ сек, $a = 500$ м, $b = 400$ м и $c = 300$ м.

Величината $a\tau_2 + b\tau_1$ се определя от параметъра на хоризонталната права, фиг. 5, която минава през точката C — пресечница на хиперболите, минаващи през точките A ($x = a = 500$ м, $y = \tau_2 = 0{,}20$ сек) и B ($x = l - b = 600$ м, $\tau_1 = 0{,}30$ сек). Така намираме $a\tau_2 + b\tau_1 = 220$ м.

Величината $(a+b)\tau$ се определя от параметъра на хиперболата, която минава през точка D ($x=a+b=900$ м, $y=\tau=0{,}34$ сек), т. е. $(a+b)\tau=300$ м.

За определянето на величината h от номограмата на фиг. 6 намираме точка A, лежаща в кривата с параметър $q=300$ м и имаща за абсциса $x=a\tau_2+b\tau_1=220$ м. Хоризонталната права през A пресича правата от снопа с параметър $c=300$ м в точка B, чиято абсциса е търсената дълбочина $h=315$ м.

За определянето на φ използуваме хиперболата (фиг. 6), минаваща през точка C с координати $x=h=315$ м и $y=\tau_1-\tau_2=0{,}10$ сек. Ординатата на точка D (отчетена по скалата φ), лежаща върху тази хипербола и имаща за абсциса $a\tau_2+b\tau_1=220$ м, определя $\varphi=8^0$.

За определянето на V в номограмата на фиг. 7 вземаме две окръжности с радиуси 500 м и 315 м. Те секат правата от снопа с параметър $\varphi=8^0$ в точки A и B, при което ординатата на точката A е $a\sin\varphi$, а абсцисата на точката B е $h\cos\varphi$. Лесно е да се види, че правата, сключваща ъгъл 45^0 с координатните оси и минаваща през точка C с координати $h\cos\varphi$ и $a\sin\varphi$, сече абсцисната ос в точка D с абсциса $x_D=a\sin\varphi+h\cos\varphi$.

Точката E с координати $x=x_D=370$ м и $y=\tau_1=0{,}30$ сек лежи на правата с параметтр $V=2500$ м/сек, определящ търсената скорост.

От направеното дотук изложение за принципите, на които почива построяването на номограмите, и начина, по който се работи с тях, се вижда, че колкото линиите от фамилиите криви са по нагъсто и колкото мащабите в които нанасяме изходните данни, са по-големи, толкова точността, с която се определят търсените елементи, ще бъде по-голяма.

Могат да се построят номограми с по-голям или по-малък обхват за търсените и изходните величини.

Последователността при работата с номограмите сме означили за яснота със стрелки.

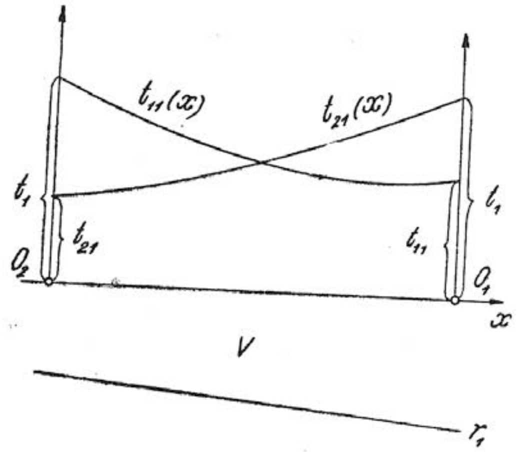
§ 2. Решаване на задачата при неуспоредни отразителни граници

Решаването на задачата за определяне на отразителните граници и пластовите скорости за общия случай при направените по-горе допускания по предлагания в настоящата работа метод се основава на разглеждане серия насрещни ходографи на отразените вълни, получени от два взаимни центъра на еластични смущения — взривни точки.

Като изходни експериментални данни се използуват взаимните времена на двойките насрещни ходографи (времето, необходимо сеизмичният лъч да дойде от едната взривна точка до другата), първите производни на ходографите във взаимните точки и нулевите времена на ходографите, равняващи се на времето, необходимо сеизмичният лъч да измине пътя до отразителната граница и обратно, като се разпространява нормално към нея.

а. Решаване на задачата при една отразителна граница

Нека са зададени определените по експериментален път прав и обратен ходограф $t_{11}(x)$ и $t_{21}(x)$ на отразените вълни от търсената отразителна граница r_1. Взривните точки O_1 и O_2 се намират на сеизмичния профил r_1, който съвпада с абсцисната ос на координатната система xot, фиг. 8.



Фиг. 8

Да означим нулевите времена с

$$t_{11}=t_{11}(x)_{0_1} \quad \text{и} \quad t_{21}=t_{21}(x)_{0_2},$$

а взаимните времена в точките O_1 и O_2 с

$$t_1=t_{11}(x)_{0_1}=t_{21}(x)_{0_2}.$$

Скоростта на разпространението на сеизмичните вълни в средата, покриваща r, можем да определим, като приложим формулите (6), (7) и (8) за случая $A\equiv C\equiv O_1$ и $B\equiv D\equiv O_2$, т. е. $a=b=c=p/_2$, гдето с p сме означили взривния интервал O_1O_2. Според това ще получим

$$\boxed{h=\frac{p}{2}\,\frac{t_{11}+t_{21}}{\sqrt{4t_1^2-(t_{11}+t_{21})^2}}};\; \varphi=arc\,\mathrm{tg}\,\frac{t_{11}-t_{12}}{\sqrt{4t_1^2-(t_{11}+t_{12})^2}};$$

$$V_1=\frac{2}{t_{11}}\cdot\frac{p/_2\,k+h}{\sqrt{1+k^2}};\; k=\mathrm{tg}\varphi;\; V_1=\frac{p}{\sqrt{t_1^2-t_{11}t_{21}}}\text{*}. \tag{15}$$

Отразителната граница r_1 може да се построи като обща допирателна на окръжностите с центрове в точките O_1 и O_2 и радиуси

$$\rho_1=\frac{1}{2}t_{11}V_1 \;\text{ и }\; \rho_2=\frac{1}{2}t_{21}V_1.$$

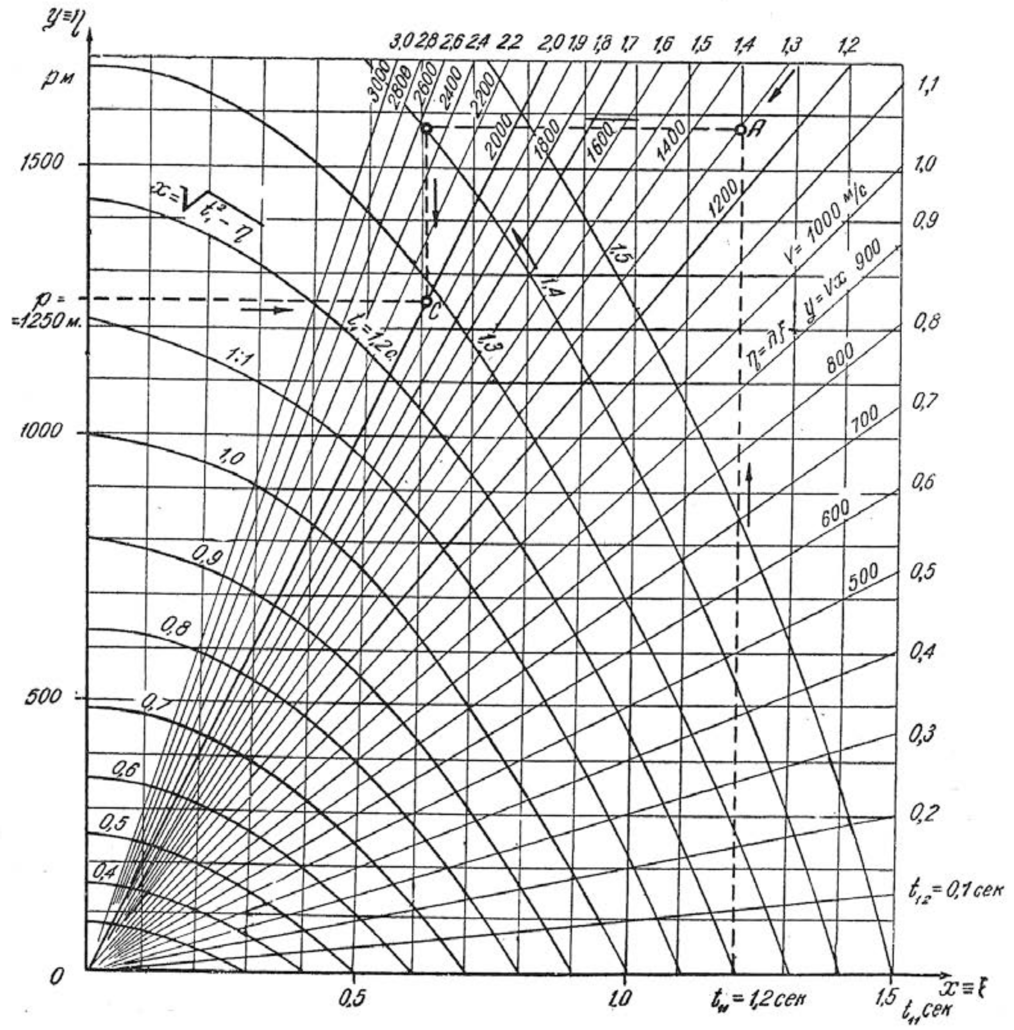
Изведената формула (15) като частен случай от разгледаните в § 1 общи зависимости представлява интерес и при определяне на ефективните скорости по насрещни ходографи на отразените вълни за случая на равнинна отразителна граница с произволен наклон.

За определяне на скоростта V_1 даваме номограмата на фиг. 9, построена въз основа на зависимостта (15).

Нека са зададени величините t_{11}, t_{21}, t_1 и p. Произведението $t_{11}.t_{21}$ може да се определи от номограмата, представляваща сноп прави

* Тази зависимост е изведена и от Гурвич при специалното разглеждане на въпроса за определяне на ефективните скорости[6]

$\eta=\lambda\xi$ в координатната система $\xi O\eta$. Ако по абсцисната ос нанесем в подходящ мащаб величината t_{11}, а за параметър λ вземем величината



Фиг. 9

t_{21}, то $t_{11}t_{21}$ ще се определи от ординатата на точка, лежаща върху правата с параметър $\lambda=t_{21}$ и имаща за абсциса t_{11}.

Знаменателят на (15) се определя от уравнението

$$x=\sqrt{t_1^2-\eta},$$

представляващо фамилия параболи в координатната система $xO\eta$ с параметър величината t_1. За дадена стойност t_1 x се определя от абсцисата на точка от параболата с параметър t_1 и ордината — получената по-горе стойност за η.

При зададено p и x, определено от (16), скоростта V се определя от параметъра на правата от снопа $p=Vx$ (в координатната система xoy, $y=p$), която минава през точка с координати x и p.

На фиг. 9 даваме обединена номограма от описаните три.

Предложената номограма може да се приложи с успех при определянето на ефективните скорости.

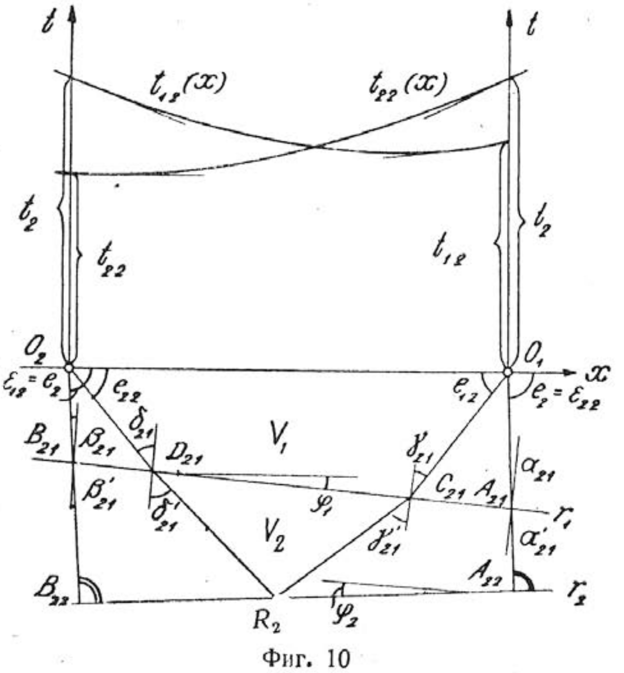
Да определим скоростта за $t_{11}=1{,}2$ сек, $t_{21}=1{,}3$ сек, $t_1=1{,}4$ сек, и $p=1250$ м.

Следвайки указания ред, получуваме последователно точките A, B и C. Точката C лежи на правата от снопа прави линии, чиито параметър $V=2000$ м/сек определя търсената скорост.

б. Решаване на задачата при две отразителни граници

Нека са зададени насрещните ходографи $t_{21}(x)$ и $t_{22}(x)$ на отразените вълни от търсената отразителна граница r_2, съответствуващи на взаимните взривни точки O_1 и O_2, които лежат на сеизмичния профил r, фиг. 10.

Предполагаме, че границата r_1, е построена и V_1 е известна.



Фиг. 10

Да разгледаме лъчите, които, излизайки от точката O_1 се отразяват от r_2 и достигат до точката O_2, и лъчите, които пречупвайки се от r_1 в A_{21}, падат нормално към r_2 и се връщат обратно в O_1.

Аналогично разглеждаме лъчите от точка O_2 до точка O_1 и онези, които, пречупвайки се от r_1 в точка B_{21} падат нормално към r_2 и се връщат обратно в точка O_2.

Ако означим с e_{12}, e_{22}, ε_{12}, ε_{22} (гдето $\varepsilon_{12}=\varepsilon_{22}=e_2$) изходящите сеизмични ъгли — ъглите които сеизмичните лъчи сключват със сеизмичния профил, а с $\left(\frac{dt_{12}}{dx}\right)_{0_2}$; $\left(\frac{dt_{22}}{dx}\right)_{0_1}$; $\left(\frac{dt_{12}}{dx}\right)_{0_1}$ и $\left(\frac{dt_{22}}{dx}\right)_{0_2}$ производните на ходографите $t_{12}(x)$ и $t_{22}(x)$ в точките, съответствуващи на O_1 и O_2, то съгласно формулата на Бендорф [13] ще имаме

$$(16)\qquad \begin{gathered} e_{12}=\arccos\left[V_1.\left(\frac{dt_{22}}{dx}\right)_{0_1}\right]; \quad e_{22}=\arccos\left[V_1.\left(\frac{dt_{12}}{dx}\right)_{0_2}\right], \\ e_2=\arccos\left[V_1.\left(\frac{dt_{12}}{dx}\right)_{0_1}\right]=\arccos\left[V_1.\left(\frac{dt_{22}}{dx}\right)_{0_2}\right]; \end{gathered}$$

тук V_1 е скоростта в първата среда.

Поради това че първите производни на ходографите можем да определим експериментално чрез тангентите, то от формулите (16) се вижда, че при зададено V_1, изходящите сеизмични ъгли могат да бъдат определени от експерименталните сеизмични данни. Именно това свойство използуваме при решаването на задачата за определяне сеизмичния разрез с помощта на серия насрещни ходографи на отразените вълни.

Ако означим с t_{12} и t_{22} нулевите времена на ходографите на отразените вълни от втората гранична повърхнина, а с t_2 взаимното време (времето в точките O_1 и O_2) и с A_{21}, B_{21}, C_{21} и D_{21} точките на пречупване на сеизмичните лъчи от r_1, ще получим

$$t_{12}=2t(O_1A_{21})+2t(A_{21}A_{22})=2\,\frac{O_1A_{21}}{V_1}+2t(A_{21}A_{22})^*,$$

$$(17)\qquad t_{22}=2t(O_2B_{21})+2t(B_{21}B_{22})=2\frac{O_2B_{21}}{V_1}+2t(B_{21}B_{22}),$$

$$t_2=t(O_1C_{21})+t(C_{21}R_2D_{21})+t(O_2D_{21})=\frac{O_1C_{21}}{V_1}+\frac{O_2D_{21}}{V_1}+t(C_{21}R_2D_{21});$$

като въведем означенията

$$O_1A_{21}=a_{21};\ O_2B_{21}=b_{21};\ O_1C_{21}=c_{21};\ O_2D_{21}=d_{21},$$

получаваме

$$\tau_{21}=2t(A_{21}A_{22})=t_{12}-2\,\frac{a_{21}}{V_1};$$

$$\tau_{22}=2t(B_{21}B_{22})=t_{22}-2\,\frac{b_{21}}{V_1};$$

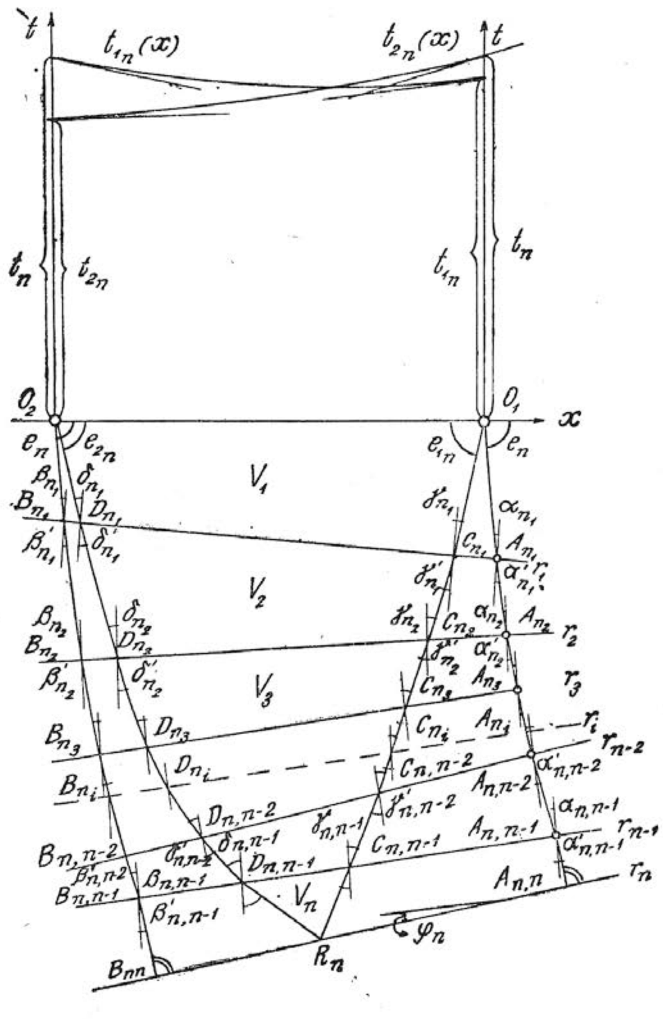
* С $t\,(A_{21}A_{22})$ означаваме времето, за което ще се измине пътят $A_{21}A_{22}$.

$$\tau_2 = t\,(C_{21} R_2 D_{21}) = t_2 - \frac{c_{21} + d_{21}}{V_1}\,.$$

Използувайки резултатите от (16) и (17), с помощта на елементарни графически и аритметически средства можем да определим точките A_{21}, B_{21}, C_{21} и D_{21} от отразителната граница r_1 и съответствуващите им времена τ_{21}, τ_{22}, τ_2. По този начин задачата за определянето на втората отразителна r_2 и пластовата скорост V_2 във втората среда се свежда до решаване на задачата от § 1.

в. *Решаване на задачата при n отразителни граници*

Нека са зададени насрещните ходографи $t_{1n}(x)$ и $t_{2n}(x)$ на отразените вълни от n-тата отразителна граница r_n, фиг. 11.



Фиг. 11

Допускаме, че пластовите скорости V_i $(i=1, 2.., n-1)$ и отразителните граници r_i $(i=1, 2... n-1)$ са известни.

За да определим отразителната граница r_n и пластовата скорост V_n, трябва да определим точките $A_{n,n-1}$, $B_{n,n-1}$, $C_{n,n-1}$ и $D_{n,n-1}$ от границата r_{n-1} и съответните времена τ_{n1}; τ_{n2}; τ_n, отнасящи се до лъчите, които изминават пътищата $A_{n,n-1}A_{nn}A_{n,n-1}$; $B_{n,n-1}B_{nn}B_{n,n-1}$ и $C_{n,n+1}R_nD_{n,n-1}$.

Изходящите ъгли на лъчите, изминаващи пътищата $A_{nn}A_{n,n-1}\ldots A_{n1}O_1$; $B_{nn}B_{n,n-1}\ldots B_nO_2$; $R_nC_{n,n-1}\ldots C_{n1}O_1$ и $R_nD_{n,n-1}\ldots D_{n1}O_2$, се определят от зависимостите

$$e_{1n}=\arc\cos\left[V_1\left(\frac{dt_{2n}}{dx}\right)_{0_1}\right];\quad e_{2n}=\arc\cos\left[V_1\left(\frac{dt_{1n}}{dx}\right)_{0_2}\right];$$

$$e_n=\arc\cos\left[V_1\left(\frac{dt_{1n}}{dx}\right)_{0_1}\right]=\arc\cos\left[V_1.\left(\frac{dt_{2n}}{dx}\right)_{0_2}\right];$$

гдето

$$\left(\frac{dt_{2n}}{dx}\right)_{0_1};\quad\left(\frac{dt_{1n}}{dx}\right)_{0_2};\quad\left(\frac{dt_{1n}}{dx}\right)_{0_1};\quad\left(\frac{dt_{2n}}{dx}\right)_{0_2}$$

са първите производдни на ходографите $t_{1n}(x)$ и $t_{2n}(x)$ в точки, съответствуващи на O_1 и O_2 (взаимните точки).

Точките A_{n1}, B_{n1}, C_{n1} и D_{n1} от r_1 можем да определим лесно графическм, като излезем от изходящите сеизмични ъгли.

Да означим с α_{ni}, β_{ni}, γ_{ni}, δ_{ni} и с α'_{ni}, β'_{ni}; γ'_{ni}; δ'_{ni} ъглите на падането и пречупването от i-тата граница r_i, а с φ_i — ъгъла между i—1-та и i-тата граница (тук $\alpha_{ni}=\beta_{ni}$ и следователно $\alpha'_{ni}=\beta'_{ni}$).

От фиг. 11 се установяват равенствата

$$\alpha_{n1}=\beta_{n1}=90^0-e_n+\varphi_1;\quad\gamma_{n1}=90^0-e_{1n}-\varphi_1;\quad\delta_{n1}=90^0-e_{2n}+\varphi_1;$$

Лесно е да се види, че за ъглите на пречупване на сеизмичните лъчи от r_1 получаваме

$$\alpha'_{n1}=\beta'_{n1}=\arc\sin\left[\frac{V_2}{V_1}\cos(e_n-\varphi_1)\right];\quad\gamma'_{n1}=\arc\sin\left[\frac{V_2}{V_1}.\cos(e_{1n}+\varphi_1)\right];$$

$$\delta'_{n_1}=\arc\sin\left[\frac{V_2}{V_1}\cos(e_{2n}-\varphi_1)\right].$$

Ползувайки се от тези ъгли, можем да намерим лесно точките A_{n2}, B_{n2}, C_{n2} и D_{n2} от r_2.

Ъглите на падане на сеизмичните лъчи към r_2 се определят от зависимостите

$$\alpha_{n2}=\beta_{n2}=\alpha'_{n1}\mp\varphi_2;\ \gamma_{n2}=\gamma'_{n1}\mp\varphi_2;\ \delta_{n2}=\delta'_{n1}\pm\varphi_2,^{*})$$

---

* В зависимост от взаимоположението между граничните повърхности знакът пред φ ще бъде + или —.

а ъглите на пречупване на сеизмичните лъчи от границата r_2 ще се определят от зависимостите

$$\alpha_{n2}'=\beta_{n2}'=\arc\sin\left[\frac{V_3}{V_2}\sin(\alpha_{n1}'\mp\varphi_2)\right];$$

$$\gamma_{n2}'=\arcsin\left[\frac{V_3}{V_2}\sin(\gamma_{n1}'\mp\varphi_2)\right];\quad \delta_{n2}'=\arc\sin\left[\frac{V_3}{V_2}\sin(\delta'_{n_1}\pm\varphi_2)\right].$$

Имайки предвид горните формули, получаваме

$$\alpha_{n2}'=\beta_{n2}'=\arc\sin\left\{\frac{V_3}{V_2}\sin\left\{\arc\sin\left[\frac{V_2}{V_1}\cos(e_n+\varphi_2)\right]\mp\varphi_2\right\}\right\},$$

$$\gamma_{n2}'=\arc\sin\left\{\frac{V_3}{V_2}\sin\left\{\arc\sin\left[\frac{V_2}{V_1}.\cos(e_{1n}+\varphi_1)\right]\mp\varphi_2\right\}\right\},$$

$$\delta_{n2}'=\arc\sin\left\{\frac{V_3}{V_2}.\sin\left\{\arc\sin\left[\frac{V_2}{V_1}\cos(e_{2n}-\varphi_1)\right]\pm\varphi_2\right\}\right\}.$$

Ползувайки се от ъглите $\alpha_{n2}'=\beta_{n2}'$; γ_{n2}' и δ_{n2}', можем лесно да определим точките A_{n3}, B_{n3}, C_{n3} и D_{n3} от r_3.

Следвайки този начин на разсъждения, достигаме до точките $A_{n,n-2}$, $B_{n,n-2}$, $C_{n,n-2}$ и $D_{n,n-2}$ от граничната повърхнина r_{n-2}.

За ъглите на пречупване в тези точки ще бъдат в сила зависимостите

$$\alpha'_{n,n-1}=\beta'_{n,n-1}=\arcsin\left\{\frac{V_{n-1}}{V_{n-2}}\sin\left\{\arcsin\left\{\frac{V_{n-2}}{V_{n-3}}\ldots\right.\right.\right.$$
$$\left.\left.\left.\ldots\sin\left\{\arcsin\left[\frac{V_2}{V_1}\cos(e_n+\varphi_1)\right]\mp\varphi_2\right\}\right\}\mp\varphi_3\right\}\right\}\ldots\mp\varphi_{n-2}\right\}\right\}$$

$$\gamma'_{n,n-2}=\arcsin\left\{\frac{V_{n-1}}{V_{n-2}}\sin\left\{\arc\sin\left\{\frac{V_{n-2}}{V_{n-3}}\ldots\right.\right.\right.$$
$$\left.\left.\left.\ldots\sin\left\{\arc\sin\left[\frac{V_2}{V_1}\cos(e_1+\varphi_1)\right]\mp\varphi_2\right\}\right\}\mp\varphi_3\right\}\right\}\ldots\mp\varphi_{n-2}\right\}\right\}$$

$$\delta'_{n,n-2}=\arcsin\left\{\frac{V_{n-1}}{V_{n-2}}\sin\left\{\arcsin\left\{\frac{V_{n-2}}{V_{n-3}}\ldots\right.\right.\right.$$
$$\left.\left.\left.\ldots\sin\left\{\arcsin\left[\frac{V_2}{V_1}\cos(e_{2n}-\varphi_1)\right]\pm\varphi_2\right\}\right\}\pm\varphi_3\right\}\right\}\ldots\pm\varphi_{n-2}\right\}\right\}$$

Използувайки ъглите $\alpha'_{n,n-2}=\beta'_{n,n-2}$; $\gamma'_{n,n-2}=\delta'_{n,n-2}$, определяме точките $A_{n,n-1}$, $B_{n,n-1}$, $C_{n,n-1}$ и $D_{n,n-1}$ от r_{n-1}.

Ако означим с t_{1n} и t_{2n} нулевите времена на ходографите $t_{1n}(x)$ и $t_{2n}(x)$, с t_n взаимното време в точките O_1 и O_2 и ако въведем означенията

$$O_1A_{n1}=a_{n1};\quad O_1B_{n1}=b_{n1};\quad O_2C_{n1}=c_{n1};\quad O_2D_{n1}=d_{n1};$$

$$A_{n,i-1}A_{ni}=a_{ni};\quad B_{n,i-1}B_{ni}=b_{ni};\quad C_{n,i-1}C_{ni}=c_{ni}\ \text{и}\ D_{n,i-1}D_{ni}=d_{ni}$$
$$(i=2,\ 3,\ \ldots,\ n-1),$$

където отсечките a_{ni}, b_{ni}, c_{ni}, d_{ni} можем да определим лесно чрез измерване в съответен мащаб, ще получим

$$t_{1n}=2\sum_{i=1}^{n-1}\frac{a_{ni}}{V_i}+t(A_{n,n-1}A_{nn});\quad t_{2n}=2\sum_{i=1}^{n-1}\frac{b_{ni}}{V_i}+t\,(B_{n,n-1}B_{nn}),$$

$$\tau_n=\sum_{i=1}^{n-1}\frac{c_{ni}+d_{ni}}{V_i}+t\,(C_{n,n-1}R_nD_{n,n-1})$$

или

$$\tau_{n1}=t\,(A_{n,n-1}A_{nn})=t_{1n}-2\sum_{i=1}^{n-1}\frac{a_{ni}}{V_i};\quad \tau_{n2}=t(B_{n,n-1}B_{nn})=t_{2n}-2\sum_{i=1}^{n-1}\frac{b_{ni}}{V_i},$$

$$\tau_n=t(C_{n,n-1}R_nD_{n,n-1})=t_n-\sum_{i=1}^{n-1}\frac{c_{ni}+d_{ni}}{V_i}.$$

С определянето на точките $A_{n,n-1}$, $B_{n,n-1}$, $C_{n,n-1}$, $D_{n,n-1}$ от границата r_{n-1} и времената τ_{n1}, τ_{n2} и τ_n, определянето на n-тата граница r_n и пластовата скорост V_n се свежда до решаване на задачата от § 1.

§ 3. Решаване на задачата при успоредни гранични повърхнини, наклонени спрямо хоризонта

Решаването на задачата за определяне на граничните повърхнини и пластовите скорости при плоско паралелни отразителни граници, наклонени спрямо хоризонта, е възможно при зададена серия едностранни ходографи на отразените вълни.

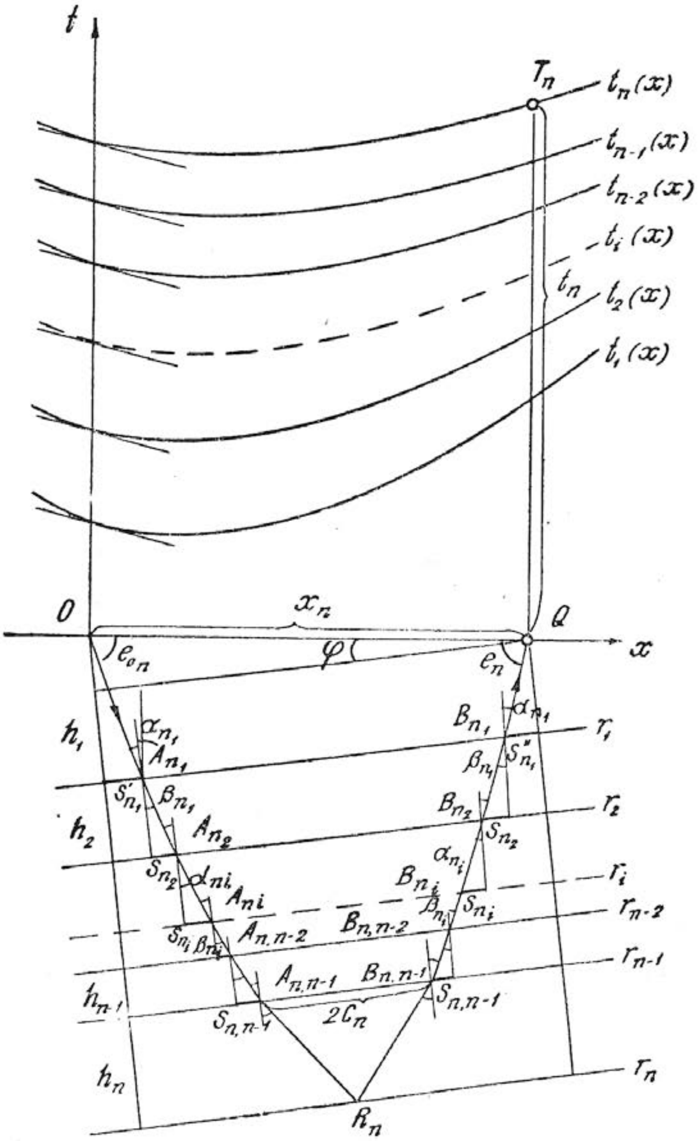
В следващото изложение ще изведем формули за определяне мощността h_n и пластовата скорост V_n в n-тия пласт, като допуснем, че h_i и V_i, гдето $i=1,\ 2\ldots\ n-1$ са известни.

На фиг. 12 са дадени ходографите $t_1(x)$, $t_2(x)$, ... на отразените вълни от границите r_1, r_2, ... върху сеизмичния профил r, съвпадащ с абсцисната ос на координатната система xot, чието начало е взривната точка O.

Като излезем от формулата на Бендорф и като вземем предвид, че отразените лъчи от отделните гранични повърхнини r_i, нормални към тях, имат един и същ изходящ сеизмичен ъгъл в точка O, то критерият за успоредност на граничните повърхнини r_i се свежда до успоредност на тангентите към ходографите в пресечните им точки с оста на времето Ot.

Да вземем произволна точка Q от сеизмичния профил. Нека на тази точка да отговаря от ходографа $t_n(x)$ точка T_n с координати x_n и t_n.

Ако означим с e_n изходящия сеизмичен ъгъл на отразените лъчи от r_n в точка Q, то лесно може да се види, че ако в точка Q има



Фиг. 12

източник на еластични смущения (взрив), то изходящият сеизмичен ъгъл на отразените лъчи от r_n в точката O е

(18) $$e_{on} = e_n - 2\varphi,$$

гдето φ е наклонът на пластовете спрямо хоризонта (сеизмичният профил). Когато наклонът е в обратна страна на приетия във фиг. 12, знакът пред 2φ ще бъде $+$.

Ако означим ъглите на падането и пречупването от i-тата граница съответно с α_{ni} и β_{ni}, то, както се вижда от фиг. 12, е в сила равенството

$$\alpha_{n,i}=\beta_{n,i-1}\,. \tag{19}$$

От зависимостите

$$\frac{\sin\alpha_{n1}}{\sin\beta_{n1}}=\frac{V_1}{V_2};\quad \frac{\sin\alpha_{n2}}{\sin\beta_{n2}}=\frac{V_2}{V_3}\,\ldots\,\frac{\sin\alpha_{ni}}{\sin\beta_{ni}}=\frac{V_i}{V_{i+1}},$$

като вземем предвид (19), получаваме

$$\sin\beta_{ni}=\frac{V_{i+1}}{V_1}\,.\sin\alpha_{n1}\,.$$

Като вземем предвид, че $\alpha_{n1}=90^0-e_n+\varphi$, ще получим

$$\sin\beta_{ni}=\frac{V_{i+1}}{V_1}\,.\cos(e_n-\varphi). \tag{20}$$

За да определим h_n и V_n, ще си послужим с възприетия метод в § 2, което е възможно поради обстоятелството, че ъглите на падането на сеизмичните лъчи, излизащи от точката O, могат да се определят експериментално, като се има предвид зависимостта (18).

Лесно е да се види от фиг. 12, че

$$\tau_n=t(A_{n,n-1}R_nB_{n,n-1})=t_n-\frac{OA_{n1}+B_{n1}Q}{V_1}-\sum_{i=2}^{i-1}\frac{A_{n,i-1}A_{ni}+B_{n,i-1}B_{ni}}{V_i},$$

гдето

$$OA_{n1}=\frac{h_1}{\sin(e_n-\varphi)};\quad B_nQ=\frac{h_1-x_n.\sin\varphi}{\sin(e_n-\varphi)}\ \text{и}\ A_{n,i-1}A_{ni}=B_{n,i-1}B_{ni}=\frac{h_i}{\cos\alpha_{ni}}\,.$$

От (19) и (20) след малки преобразования получаваме

$$\tau_n=t_n-\frac{2h_1-x_n\sin\varphi}{V_1.\sin(e_n-\varphi)}-2\sum_{i=2}^{n-1}\frac{V_1\,.\,h_i}{V_i\sqrt{V_1^2-V_i^2\cos(e_n-\varphi)}}\,. \tag{21}$$

Правейки аналогия с разглежданата задача от § 2, и тук въвеждаме величините τ_{n1} и τ_{n2}, за които не е трудно да се види, че за стойности на $n>1$ са равни помежду си.

Ако означим с t_{0n} и $t_{0,n-1}$ нулевите времена на ходографите $t_n(x)$ и $t_{n-1}(x)$, равняващи се на времената, отговарящи на пресечните точки на ходографите $t_n(x)$ и $t_{n-1}(x)$ с оста на времето ot, то ще имаме

$$\tau_{n1}=\tau_{n2}=t_{on}-t_{on-1}=2\,\frac{h_n}{V_n}. \tag{22}$$

Вземайки предвид формулата на Бендорф

$$e_n = arc\cos\left[V_1\left(\frac{dt_n}{dx}\right)_{T_n}\right]$$

и възможността за определянето на h_1, φ и V_1 със съществуващите в сеизмиката методи [1], то серията единични ходографи е напълно достатъчна, за да определим по експериментален път величините τ_n, $\tau_{n1} = \tau_{n2}$ за произволни значения на n, като изхождаме от (21) и (22). Замествайки тези величини в (6) и (7) и като вземем предвид, че $a = b = \frac{1}{2} x_n \cos\varphi$, ще получим

$$h_n = c_n \frac{t_{o,n} - t_{o,n-1}}{\sqrt{\tau_n^2 - (t_{o,n} - t_{o,n-1})^2}}; \quad V_n = 2\frac{c_n}{\sqrt{\tau_n^2 - (t_{on} - t_{on-1})^2}}.$$

Да определим величината c_n.

От фиг. 12 следва, че

$$2c_n = x_n \cos\varphi - 2\sum_{i=2}^{n-1} s_{ni} - s'_{n1} - s''_{n1},$$

гдето

$$s'_{n1} = h_1 \operatorname{cotg}(e_n - \varphi) \text{ и } s'_{n2} = (h_1 - x_n \sin\varphi)\operatorname{cotg}(e_n - \varphi),$$

а

$$s_{ni} = h_i \operatorname{tg}\beta_{n,i-1}.$$

Като вземем предвид зависимостта

$$\operatorname{tg}\beta_{n,i-1} = \frac{\frac{V_i}{V_1}\cdot\cos(e_n - \varphi)}{\sqrt{1 - \left(\frac{V_i}{V_1}\right)^2 \cos^2(e_n - \varphi)}},$$

получаваме

$$c_n = \frac{1}{2} x_n [1 + \operatorname{tg}\varphi \operatorname{cotg}(e_n - \varphi)]\cos\varphi - h_1 \operatorname{cotg}(e_n - \varphi) - \sum_{i=2}^{n-1} h_i \frac{V_i \cos(e_n - \varphi)}{\sqrt{V_1^2 - V_i^2 \cos^2(e_n - \varphi)}}.$$

Оттук можем да получим c_n по наличните експериментални данни, с което поставената задача е решена.

За определянето на изходящите сеизмични ъгли и разглежданите в настоящия параграф изрази могат да се построят специални номограми, с които решаването на задачата се облекчава значително. Тях обаче в настоящото изложение няма да разглеждаме.

За контрол при решаването на задачата в настоящия параграф определянето на пластовите елементи (h_i и V_i) може да се извършва за редица точки Q от сеизмичния профил.

Направените изводи важат и за хоризонтални пластове ($\varphi = 0$).

В такъв случай за τ_n и c_n получаваме по-прости зависимости:

$$\tau_n = t_n - \frac{2}{V_i}\frac{h_i}{\sin e_n} - 2\sum_{i=2}^{n-1}\frac{V_1 h_i}{V_i\sqrt{V_1^2 - V_i^2\cos^2 e_n}},$$

$$c_n = \frac{1}{2}x_n - h_1 \operatorname{cotg} e_n - \sum_{i=2}^{n-1} h_i \frac{V_i . \cos e_n}{\sqrt{V_1^2 - V_i^2\cos^2 e_n}}.$$

Лесно е да се види, че при хоризонтална слоистост ходографите на отразените вълни от отделните гранични повърхности ще са симетрични спрямо остта на времето ot.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гамбурцев, Г. А. — Сеизмические методы разведки. Ч. I. 1937 год.
2. Каленов, Е. Н., Рябинкин, Л. А. и др. — Общий курс геофизических методов разведки нафтяных месторождений, 1955.
3. Ризниченко, Ю. В., Палетка теоретических годографов отраженных волн, ИЗВ. АН СССР, 1946.
4. Бугайло, В. А. — Определение средней скорости способами суммы, разности и постоянной разности, Прикладная геофизика 1947.
5. Шушаков, С. Д. — Способы определения средних скоростей по годографам отраженных волн, Прикладная геофизика, 1948.
6. Гурвич, И. И. — Сейсморазведка, 1954.
7. Ризниченко, Ю. В. — Применение метода полей времен на практике, Прикладная геофизика, 1945.
8. Ризниченко, Ю. В. — Труды института теоретической геофизики, 1946.
9. Бугайло, В. А. — О систематической ошибке в определении средних скоростей по годографам отражений, Свредловский горный институт, вып. XV, 1951.
10. Шешин, П. Н — Новый метод определенния средней скорости по наблюдениям методом отраженных волн, Сеисмо-гравитац. отдел Всесоюзе конторы геофиз. разв., 1937.
11. Гамбурцев, Берзон, Пасечник. — Отчет о работах геофизического отряда Восточной Европейской экспедиции за 1939 г., фонд АН СССР, 1940.
12. Глаголев, Н. А. — Курс номографии, 1943.
13. Саваренский, Е. Ф. и Кирнос, Д. П. — Элементы сейсмологии и сеисмометрии, 1956.

Постъпила на 14. VIII. 1956 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАНИЧНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ И ПЛАСТОВЫХ СКОРОСТЕЙ ПРИ СЕЙСМИЧЕСКОЙ РАЗВЕДКЕ ОТРАЖЕННЫМИ ВОЛНАМИ

Ив. Петков

(РЕЗЮМЕ)

В настоящей работе рассматривается определение граничных поверхностей и пластовых скоростей для многослойных сред.

Допускается, что граничные поверхности плоские и скорости постоянные.

Задача двумерная. Она решается в двух вариантах. Граничные (отражающие) поверхности не паралельны—общая зедача—и границы паралельны, но наклоненны по отношению к земной поверхности. В частности рассматривается случай горизонтальных пластов.

Как показывают некоторые исследования при большой скоростной диференциации между пластами, эффективная скорость значительно различается от средней скорости и поэтому при интерпретации эффективными скоростями иногда может получиться искаженный результат.

В этом труде предлагается графоаналитический метод для построения отражающих границ и определения пластовых скоростей без пользования эффективными скоростями при условии, что учтено преломление сейсмических волн в междинных границах.

Дается решение предварительной задачи—определение отражающей границы и скорости в вышележащей среде, если известно время в которое сейсмические волны, исходящие из точек A, B, C фиг. 2, от профиля r, возвращяются в точки A, B, D.

Получаются основные уравнения (6), (7) и (8), с помощью которых можно определит глубину h, наклон φ отражающей границы и скорост V.

Для решения задач при непараллельных граничных поверхностях используются встречные годографы отраженных волн.

Как частный случай предварительной задачи получается формула дла определения скорости в первой среде (15). Она получена и Гурвичем при специальном рассмотрении вопроса об определение эффективных скоростей всречными годографами.

Рассматривается определение n-той границы и скорость в n-том пласте, исходя из предположения что n-1-вая граница и скорость в n-1-вом пласте известны.

Для решения задачи в этом случае определяются точки $A_{n,n-1}$, $B_{n,n-1}$, $C_{n,n-1}$ и $D_{n,n-1}$ на n—1-вой границы и время τ_{n1}, τ_{n2}, τ_n.

При определении положения точек $A_{n,n-1}$, $B_{n,n-1}$, $C_{n,n-1}$ и $D_{n,n-1}$ используются углы выхода сейсмического луча на поверхность земли.

Для определения этих углов пользуемся формулой Бендорфа, которая дает связь между скоростью в первом пласте и первой производной годографов во взаимных точках O_1 и O_2.

Времена τ_{n1}, τ_{n2} и τ_n определяются легко из нулевых времен и времени во взаимных точках годографов.

Для быстрого определения величин h, φ и V применяются специальные номограммы фиг. 5, 6, 7, 8.

При решении задач для паралельных границ, используется серия одиночных годографов.

15. VI. 1960 г.
София