

ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ  
ИССЛЕДОВАНИЯ  
НЕФТЯНЫХ  
И ГАЗОВЫХ  
МЕСТОРОЖДЕНИЙ

Геотермические  
исследования  
нефтяных  
и газовых  
месторождений

157



ИЗДАТЕЛЬСТВО „НЕДРА“ МОСКВА 1971

**Геотермические исследования нефтяных и газовых месторождений.** *Мехтиев Ш. Ф., Мирзаджанзаде А. Х., Алиев С. А.*, изд-во «Недра», 1971, 216 стр.

В книге излагаются основы геотермики применительно к естественному и искусственному тепловым полям земной коры в условиях бурения и эксплуатации нефтяных и газовых месторождений. На примере месторождений Азербайджана освещаются вопросы, связанные с методами определения геотермического градиента.

Книга предназначена для инженеров и научных работников, деятельность которых связана с теоретическими и практическими основами геотермики, а также для студентов высших учебных заведений.

Таблиц 43, иллюстраций 83, библиография — 252 названия.

Авторы: Ш. Ф. МЕХТИЕВ  
А. Х. МИРЗАДЖАНЗАДЕ  
С. А. АЛИЕВ

*Шафаят Фархатович Мехтиев, Азат Халилович Мирзаджанзаде,  
Сабир Агакишиевич Алиев*

### Геотермические исследования нефтяных и газовых месторождений

Редактор издательства *Н. Д. Дубровина*.  
Переплет художника *А. А. Акимова*.

Техн. редактор *Т. Г. Сивова*  
Корректор *Р. С. Горюнцева*

Сдано в набор 9/VI 1971 г. Подписано в печать 25/XI 1971 г. Т-17493. Формат 60 × 90<sup>1/16</sup>.  
Печ. л. 13,5. Уч.-изд. л. 14,60. Бумага № 2. Индекс 1—4—1. Заказ 501/762—6.  
Тираж 1000 экз. Цена 1 р. 70 к.

Издательство «Недра», Москва, К-12, Третьяковский проезд, 1/19.  
Ленинградская типография № 14 «Красный Печатник» Главполиграфпрома Комитета по печати при Совете Министров СССР. Московский проспект, 91.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В 1960 г. в Баку была издана наша монография «Тепловой режим нефтяных и газовых месторождений». За истекшее время вышел в свет еще ряд монографий [216, 162, 163, 1 и др.], в которых освещаются аспекты геотермических исследований. В течение этого же периода авторы настоящей книги занимались различными проблемами естественного и искусственного теплового поля, создающегося вокруг бурящихся и эксплуатирующихся скважин. Детально исследовались температурные напряжения, возникающие в породе в процессе бурения и эксплуатации скважин, а также в бурильных и обсадных трубах. Температурные напряжения при проходке скважин могут привести в ряде случаев к усталостному разрушению пород, а следовательно, к возникновению осложнений. В процессе же эксплуатации скважин, в частности при термическом воздействии на призабойную зону, термический разрыв пласта может быть одной из основных причин увеличения производительности скважин.

Геотермические исследования проводились и для анализа процесса бурения скважин.

Учитывая, что на распределение температуры в пласте оказывают влияние случайные процессы, авторы предлагают методы опытного определения распределения температуры по дискретным замерам с расчетом математического ожидания.

В настоящей монографии освещаются вопросы теории теплопроводности сплошных сред применительно к геотермическим расчетам

и изучению различных тепловых процессов, наблюдаемых при бурении и эксплуатации скважин.

Значительно дополнена фактическая информация о геотермических исследованиях в СССР.

О содержании новых вопросов, рассмотренных в монографии, дает представление подробное оглавление. Однако многие вопросы находятся еще в начальной стадии исследования.

Авторы выражают благодарность Р. В. Гаджиоглы и М. Г. Копейкису за помощь в работе над рукописью и ее оформлением.

Авторы будут признательны читателям за критические отзывы и пожелания.

## Глава I

# ТЕМПЕРАТУРНЫЙ РЕЖИМ ЭКСПЛУАТИРУЮЩИХСЯ И БУРЯЩИХСЯ НЕФТЯНЫХ, ГАЗОВЫХ И ГАЗОКОНДЕНСАТНЫХ СКВАЖИН

### I.1. О тепловой конвекции в эксплуатирующихся и бурящихся скважинах и пластах

Замер температуры на различных глубинах в простаивающих и эксплуатирующихся скважинах является источником информации о температуре пород на этих глубинах. Температура, показываемая термометром, не будет отражать истинной температуры породы в случае, если в скважине происходит свободная тепловая конвекция. Г. А. Остроумов [170] отмечает, что большинство геологов скептически отзываются о возможности свободной тепловой конвекции в буровых скважинах [119, 120]. Между тем лишь при малых температурных градиентах жидкость в скважине может быть в покое. Г. А. Остроумов дал решение для случая свободной тепловой конвекции в вертикальной полости, подогреваемой снизу (например, в скважине).

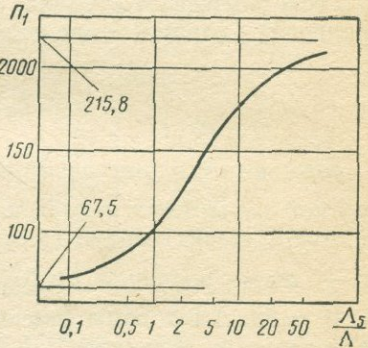


Рис. I.1.1. Зависимость конвективного критерия подобия  $\Pi_1$  от отношения теплопроводностей.

На рис. I.1.1 и в табл. I.1.1 приведена зависимость безразмерного произведения  $\Pi_1$  критериев Грасгофа  $Gr = \frac{g\beta\Gamma r_0^4}{\nu^2}$  и Прандтля

$Pr = \frac{\nu}{\Lambda}$  (это произведение является обычным критерием подобия, когда речь идет о передаче тепла от твердого тела к жидкому и обратно) от отношения  $\frac{\Lambda_5}{\Lambda}$  (теплопроводности  $\Lambda_5$  массива к теплопроводности  $\Lambda$  жидкости). Кривая на рис. I.1.1 соответствует случаю медленного стационарного движения жидкости в вертикальном канале диаметром  $2r_0$ . Влиянием изменения температуры по сечению канала, изменения физических свойств жидкости от температуры и пр. пренебрегается.

Величина

$$\Pi_1 = CrPr = \frac{g\beta\Gamma}{\nu\Lambda} r_0^4. \quad (I.1.1)$$

Зависимость параметра  $\Pi_1$  от  $\frac{\Lambda_5}{\Lambda}$ 

$\Pi_1^{1/4}$	2,865	2,9	3,0	3,1	3,2	3,3	3,4	3,5	3,6	3,7	3,8	3,83
$\frac{\Lambda_5}{\Lambda}$	0	0,07	0,31	0,62	1,02	1,59	2,43	3,78	6,27	12,5	58,4	$\infty$

По достижении некоторого характеристического градиента температуры  $\Gamma_*$  жидкость в простаивающей скважине придет в движение и будет переносить очень много тепла снизу вверх. Характеристический градиент определяется по формуле

$$\Gamma_* = \frac{(\Pi_1)_*}{r_0^4 \left( \frac{g\beta}{v\Lambda} \right)}. \quad (I.1.2)$$

Геотермическую ступень, соответствующую характеристическому градиенту, следует определять по формуле

$$g_* = \frac{g\beta}{v\Lambda} \frac{r_0^4}{(\Pi_1)_*}. \quad (I.1.3)$$

Значения входящего в формулы (I.1.2) и (I.1.3) параметра  $\frac{g\beta}{v\Lambda}$  для пресной воды, двух нефтей и воздуха приведены в табл. I.1.2 [170]. Радиус  $r_0$  трубы выражен в сантиметрах. Параметр  $\Pi_1$  в зависимости от  $\frac{\Lambda_5}{\Lambda}$  имеет значения от 67,5 до 215,8 (см. рис. I.1.1).

В табл. I.1.3 даны значения геотермических ступеней  $g_*$ , вычисленные по формуле (I.1.3) для скважин различных диаметров, заполненных пресной водой, нефтями, по характеристикам близкими к нефтям Апшеронского полуострова, и воздухом. Параметр  $\frac{g\beta}{v\Lambda}$  берут по табл. I.1.2. Задаваясь отношением  $\frac{\Lambda_5}{\Lambda}$ , по рис. I.1.1 определяют значения параметра  $\Pi_1$ .

Как видно из табл. I.1.3, при принятых диаметрах скважин (100—400 мм) геотермические ступени  $g_*$  для пресной воды и указанных нефтей значительно выше средней мировой геотермической ступени, равной 30 м/°С. Следовательно, свободная конвекция в скважинах диаметром 100—400 мм, заполненных пресной водой или рассмотренными нефтями, вполне возможна.

В скважинах, заполненных воздухом, как видно из табл. I.1.3, конвекция может возникнуть лишь при диаметрах, больших 150 мм.

Кстати отметим, что оценка устойчивости теплового равновесия по Л. Д. Ландау [124] недостаточна для определения условий, при которых в скважинах может возникнуть конвекция. Действительно,

Расчет  $\frac{g\beta}{\nu\lambda}$  для воды, нефтей и воздуха

$t, ^\circ\text{C}$	$\beta, 1/^\circ\text{C}$	$\nu, \text{см}^2/\text{сек}$	$\lambda, \text{кал}/\text{см}\cdot\text{сек}\cdot^\circ\text{C}$	$\text{Pr}$	$\rho_s, \text{кал}/\text{см}^3\cdot^\circ\text{C}$	$\frac{g\beta}{\nu\lambda}, 1/^\circ\text{C}\cdot\text{см}^2$
---------------------	---------------------------	-------------------------------	---	-------------	---	---

## Для пресной воды

10	$6,5 \cdot 10^{-5}$	$13 \cdot 10^{-3}$	0,00136	9,49	1,000	3 600
20	$18,0 \cdot 10^{-5}$	$10 \cdot 10^{-3}$	0,00140	7,06	0,997	12 500
30	$30,0 \cdot 10^{-5}$	$8,05 \cdot 10^{-3}$	0,00144	5,51	0,994	25 200
40	$38,0 \cdot 10^{-5}$	$6,59 \cdot 10^{-3}$	0,00148	4,37	0,990	37 500
50	$45,0 \cdot 10^{-5}$	$5,56 \cdot 10^{-3}$	0,00152	3,59	0,987	51 100

## Для нефти А

10	$769 \cdot 10^{-6}$	$3,92 \cdot 10^{-1}$	0,000320	468	0,381	2 296
20	$775 \cdot 10^{-6}$	$2,29 \cdot 10^{-1}$	0,000318	279	0,388	4 048
30	$782 \cdot 10^{-6}$	$1,46 \cdot 10^{-1}$	0,000316	182	0,394	6 551
40	$785 \cdot 10^{-6}$	$1,04 \cdot 10^{-1}$	0,000314	133	0,402	9 469
50	$789 \cdot 10^{-6}$	$0,78 \cdot 10^{-1}$	0,000313	101	0,407	12 900

## Для нефти Б

10	$727 \cdot 10^{-6}$	$4,74 \cdot 10^{-1}$	0,000315	574	0,382	1823
20	$738 \cdot 10^{-6}$	$2,93 \cdot 10^{-1}$	0,000314	363	0,389	3067
30	$745 \cdot 10^{-6}$	$2,04 \cdot 10^{-1}$	0,000312	258	0,396	4539
40	$749 \cdot 10^{-6}$	$1,43 \cdot 10^{-1}$	0,000310	185	0,402	6651
50	$763 \cdot 10^{-6}$	$1,04 \cdot 10^{-1}$	0,000309	137	0,408	9516

## Для воздуха

20	1/293	$157 \cdot 10^{-3}$	0,0000603	0,722	0,000282	100
----	-------	---------------------	-----------	-------	----------	-----

Примечание. Нефть А — нефть балаханской свиты месторождения Кала, нефть Б — нефть кирмакинской свиты месторождения Кала.

если температура газа падает от забоя к устью, причем выполняется условие

$$\left| \frac{dT}{dz} \right| > \left| \frac{g}{(c_p)_1} \right|, \quad (\text{I.1.4})$$

то равновесие по Л. Д. Ландау [124] неустойчиво и в столбе газа появляются беспорядочные течения, стремящиеся перемешать газ так, чтобы в нем установилась постоянная температура. Нетрудно проверить, что согласно формуле (I.1.4) в простаивающих скважинах всегда будет иметь место конвекционное движение, что не согласуется с выводами из табл. I.1.3. Примером может служить следующий расчет. Принимая, что  $\frac{dT}{dz} = 0,033 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{м}$ ,  $(c_p)_1 = 0,52 \text{ ккал}/\text{кг}\cdot^\circ\text{C}$

Значения геотермических ступеней  $g_*$  при различных температурах  $t^\circ$ 

$t, ^\circ\text{C}$	Значения $g_*$ (в м/ $^\circ\text{C}$ ) при							
	$2r_0=100$ мм	$2r_0=125$ мм	$2r_0=150$ мм	$2r_0=200$ мм	$2r_0=250$ мм	$2r_0=300$ мм	$2r_0=350$ мм	$2r_0=400$ мм

## Для пресной воды

10	150	366	758	2 400	5 859	12 150	22 515	38 400
20	520	1 270	2 634	8 330	20 337	42 174	78 152	133 290
30	1 050	2 562	5 313	16 800	41 013	85 050	157 605	268 800
40	1 563	4 014	7 910	25 013	61 063	126 630	234 656	400 000
50	2 128	5 193	10 770	34 059	83 145	172 422	319 513	544 939

## Для нефти А

10	76	185	384	1 213	2 963	6 143	11 382	19 417
20	133	325	674	2 131	5 202	10 781	19 984	34 092
30	215	521	1 090	3 446	8 414	17 448	32 324	55 144
40	311	760	1 576	4 983	12 165	25 226	46 734	79 726
50	424	1 036	2 141	6 792	16 583	34 386	63 704	108 677

## Для нефти Б

10	60	147	306	966	2 359	4 891	9 062	15 454
20	101	246	510	1 612	3 935	8 159	15 116	25 787
30	149	364	754	2 384	5 820	12 069	22 359	38 144
40	218	532	1 103	3 210	8 512	17 650	32 698	55 782
50	314	766	1 589	5 021	12 259	25 420	47 095	80 342

## Для воздуха

20	3	7	15	48	116	241	447	762
----	---	---	----	----	-----	-----	-----	-----

(для средней по стволу температуры газа  $t^\circ = 75^\circ\text{C}$  и относительной плотности газа 0,8), и имея в виду, что  $A = \frac{1}{427}$  ккал/кг·м, можно подсчитать, что правая часть неравенства (I.1.4) равна  $\frac{1}{427} \cdot 0,52 = 0,0045^\circ\text{C}/\text{м}$ , что в 7—8 раз меньше величины градиента  $\frac{dT}{dz}$ .

Условия возникновения свободной конвекции в вязко-пластичных жидкостях (как известно, к ним относятся и глинистые растворы) отличаются от условий для вязких жидкостей, так как подъемной (архимедовой) силе, обусловленной температурным полем, необходимо еще дополнительно преодолеть статическое напряжение сдвига. Для примера рассматриваются условия возникновения свободной тепловой конвекции в скважине, заполненной глинистым раствором. При наличии обусловленной температурным полем разности  $\Delta\rho_s$

плотностей глинистого раствора у устья и у забоя скважины подъемная архимедова сила  $\Delta F_1$  при глубине скважины  $H$  равна

$$\Delta F_1 = \Delta \rho_s g H \frac{\pi D^2}{4}. \quad (I.1.5)$$

Сила  $\Delta F_2$ , необходимая для преодоления статического напряжения сдвига  $\tau_0$ , определяется по формуле

$$\Delta F_2 = \frac{4\tau_0 H}{D} \frac{\pi D^2}{4}. \quad (I.1.6)$$

Чтобы могла возникнуть свободная конвекция, необходимо условие  $\Delta F_1 \geq \Delta F_2$ . Из формул (I.1.5) и (I.1.6) следует, что

$$\Delta \rho_s \geq \frac{4\tau_0}{Dg}.$$

Таким образом, для преодоления статического напряжения сдвига разность плотностей глинистого раствора у устья и у забоя скважины должна быть не менее  $\frac{4\tau_0}{Dg}$ .

Статическое напряжение сдвига  $\tau_0$  для различных глинистых растворов меняется в широких пределах, причем даже для одного и того же раствора  $\tau_0$  является функцией температуры. Для глинистого раствора из карачухурской глины, обработанного углекислым реагентом и утяжеленного до  $\rho_s = 1,7 \text{ г/см}^3$ , при температуре  $20^\circ \text{С}$  статическое напряжение сдвига  $\tau_0 = 0,202 \text{ Г/см}^2$ . При температуре  $150^\circ \text{С}$   $\tau_0$  доходит до  $0,846 \text{ Г/см}^2$ . Для подобного глинистого раствора, если даже принять  $\tau_0 = 0,210 \text{ Г/см}^2$ , для преодоления предельного напряжения сдвига в скважине диаметром  $150 \text{ мм}$  необходимо, чтобы разность плотностей глинистого раствора у устья и у забоя составляла

$$\Delta \rho_s = \frac{4\tau_0}{Dg} = \frac{4 \cdot 0,210}{15g} = 0,056 \text{ г/см}^3.$$

Если принять, что плотность глинистого раствора от увеличения температуры на  $1^\circ \text{С}$  уменьшается на  $0,0008 \text{ г/см}^3$  и что изменение плотности в зависимости от температуры происходит линейно, то необходимое для преодоления статического напряжения сдвига изменение плотности данного глинистого раствора  $\Delta \rho_s = 0,056 \text{ г/см}^3$  потребует изменения температуры на

$$\Delta t^\circ = \frac{0,056}{0,0008} = 70^\circ \text{С}.$$

Приняв геотермический градиент  $\Gamma$  равным  $0,03^\circ \text{С/м}$ , можно подсчитать глубину скважины  $H$ , которая обеспечит изменение температуры  $\Delta t^\circ = 70^\circ \text{С}$ :

$$H = \frac{\Delta t^\circ}{\Gamma} = \frac{70}{0,03} = 2333 \text{ м}.$$

Следовательно, для того чтобы подъемная сила, возникшая в связи с уменьшением плотности данного глинистого раствора, могла преодолеть предельное напряжение сдвига, скважина согласно расчету должна быть глубиной не менее 2333 м. При подсчетах принимался завышенный геотермический градиент и не учитывалось увеличение плотности глинистого раствора с глубиной. Следовательно, на самом деле названная глубина должна быть гораздо большей.

Отсюда следует, что подъемная сила, обусловленная разностью плотностей глинистого раствора у устья и у забоя скважины, даже при весьма больших глубинах не сможет преодолеть статического напряжения сдвига и, следовательно, свободная конвекция в скважинах, заполненных глинистым раствором, маловероятна.

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

1) если скважина заполнена пресной водой, свободная тепловая конвекция имеет место;

2) если скважина заполнена глинистым раствором, свободная тепловая конвекция маловероятна;

3) если же скважина заполнена воздухом, то в зависимости от ее диаметра свободная тепловая конвекция может возникнуть, а может и не возникнуть.

В работе Г. А. Остроумова [170] рассматриваются также условия конвекции в вертикальном канале и при нестационарных процессах.

Известными в литературе экспериментальными методами (преимущественно методами моделей) и разработанными оптическими методами выявляется основная картина конвекции в моделях специальной формы. В частности, теория Г. А. Остроумова подтверждается опытным путем на моделях разных размеров. Выясняется, что в вертикальной модели с включенной в нижней ее части электропечью возникает конвективное движение заполняющей ее жидкости. При этом в отличие от молекулярной передачи тепла в твердых телах здесь наблюдаются практически постоянство градиента вдоль модели и независимость процесса от мощности подогрева. При малых температурных градиентах по вертикали жидкость неподвижна, тепло переносится молекулярной теплопроводностью. При достижении температурой характеристического градиента возникает ламинарное конвективное движение жидкости, которое способно переносить большие тепловые мощности в сравнительно широком их интервале. Превышение характеристического градиента возможно только за счет нарушения ламинарного движения жидкости, т. е. за счет турбулизации. Тепловые свойства такого турбулизованного конвективного потока похожи на свойства твердого тела. Отсюда видно, что характеристический градиент имеет критериальное значение: его величина определяет характер движения жидкости. При значении градиента ниже характеристического жидкость находится в покое, при характеристическом градиенте поток жидкости ламинарен, при значении градиента выше характеристического поток турбулизован. При ламинарном движении жидкости в замкнутой модели сечение модели самопроизвольно разбивается на две части: в одной теплая жидкость

поднимается вверх, в другой холодная жидкость опускается вниз (при этом одна сторона модели теплее другой). В средней части модели скорости ламинарного потока направлены в основном вертикально. Градиенты температур малы в вертикальном и велики в горизонтальном направлении. При установившемся режиме концевые эффекты модели имеют малое значение.

До сих пор не найдено теоретического решения вопроса о свободной конвекции в наклонной трубе. А. Н. Козлова [110] исследовала этот вопрос экспериментально. В работе [110] приводится эмпирически полученный закон распределения температуры в замкнутой трубе при наличии в ней свободной конвекции воздуха в зависимости от теплопроводности стенок трубы, угла наклона и диаметра трубы. Из этого закона следует, что в средней части трубы (т. е. при исключении концевых участков) средняя по периметру сечения температура пропорциональна квадрату расстояния от рассматриваемого сечения до начального:

$$t^{\circ} = \omega_1 z^2. \quad (I.1.7)$$

Коэффициент  $\omega_1$  зависит от теплопроводности стенок, диаметра трубы и ее наклона, но не зависит от мощности подогрева.

Соотношение (I.1.7) удобно записать в безразмерном виде. Вводятся безразмерные функции длины  $\bar{z}$  и температуры  $\bar{t}^{\circ}$ :

$$\bar{z} = \frac{z}{D} \quad \text{и} \quad \bar{t}^{\circ} = \frac{g\beta_6}{\nu^2} D^3 t^{\circ}.$$

Определение  $\bar{t}^{\circ}$  совпадает с определением локального числа Грасгофа. Оказалось, что все многочисленные наблюдения можно охватить следующей эмпирической формулой:

$$\bar{t}^{\circ} = 16 \operatorname{ch}^4 \alpha_0 \frac{\Lambda_*}{\Lambda_6} \bar{z}^2,$$

где  $\alpha_0$  — угол наклона трубы;  $\Lambda_*$  — эффективная теплопроводность стенок трубы;  $\Lambda_6$  — молекулярная теплопроводность воздуха.

Полученный закон для воздуха сильно отличается от соответствующего закона для жидкостей, что, вероятно, обусловлено большими относительными теплопотерями через стенки трубы в окружающее пространство.

Продуктивный негоризонтальный пласт, представляя собой единую гидродинамическую систему, в то же время может иметь неравномерное температурное поле. Особенно это касается крутопадающих пластов. В подобных случаях содержимое таких пластов, представляющее собой сложную углеводородную систему, будет находиться под одновременным воздействием в основном гравитационных сил и температурного градиента. Каждый компонент сложной пластовой системы будет стремиться под действием сил гравитации занять соответствующее положение в пластовом резервуаре: более тяжелые компоненты будут стремиться занять глубоко залегающие части пласта, а более легкие — верхнюю область резервуара. Этому

будет препятствовать наличие разности концентраций компонента вдоль пласта и термодиффузионные эффекты, вызванные неравномерностью температурного поля пласта.

Одним из многочисленных примеров неравномерного распределения углеводородных компонентов в крутопадающем пласте может служить газоконденсатное месторождение Карадаг (Азербайджанская ССР). Давление начала конденсации для VII и VIII горизонтов этого месторождения оказалось равным начальному пластовому давлению. В то же время в присводовой зоне VII горизонтов давление начала конденсации, согласно данным исследования, оказалось равным  $360 \text{ кг/см}^2$  (скв. 155), а в погруженной зоне —  $400 \text{ кг/см}^2$  (скв. 78).

Руф [248], представляя пластовую систему в виде бинарной, дал оценку изменения состава пластовой системы под действием гравитационного и термодиффузионного разделения.

Для каждого компонента  $i$  пластовой системы в этом случае можно, согласно Де-Грооту [78], записать:

$$\frac{dW_i}{dz} = \left(\frac{dW_i}{dz}\right)_I + \left(\frac{dW_i}{dz}\right)_{II} = \frac{(-1)^{i+1} W_{3-i} (v'_i - v'_{3-i}) g}{v' \left(\frac{\partial \mu_i}{\partial W_i}\right)_{pT}} + \frac{\varphi_i W_i W_{3-i}}{T} \frac{dT}{dz}.$$

Здесь индексом I обозначено гравитационное, а индексом II — диффузионное разделение.

Давление  $p_5$  начала конденсации бинарной пластовой системы, как известно, является функцией температуры  $T$  пласта и весового содержания  $W_i$  одного из компонентов  $i$  системы. Поэтому

$$\frac{dp_5}{dz} = \left(\frac{\partial p_5}{\partial T}\right)_{W_i} \frac{dT}{dz} + \left(\frac{\partial p_5}{\partial W_i}\right)_T \frac{dW_i}{dz}.$$

Производная  $\frac{dT}{dz}$  обычно бывает известна из геотермических данных.

Руфом было рассчитано изменение  $p_5$  для бинарной системы метан-бутан с весовым содержанием метана соответственно 0,1554 и 0,2096 при  $\frac{dT}{dz} = 0,033 \text{ }^\circ\text{C/м}$  (табл. I.1.4).

Для расчета фазового равновесия многокомпонентных газоконденсатных систем с успехом можно применять модель условной тройной системы. Э. Э. Рамазанова [179] предложила рассчитывать подобную модель следующим образом: за концентрацию  $c_1$  легкого компонента условной тройной системы принимать концентрацию метана (включая азот); за концентрацию  $c_2$  среднего компонента принимать сумму концентраций этана, пропана, бутана и пентана; за концентрацию  $c_3$  третьего тяжелого компонента принимать общую концентрацию остальных компонентов.

Расчет изменения  $p_5$  для бинарной системы метан-бутан

Показатели	Содержание метана (по весу)	
	0,1554	0,2096
$\varphi_i$	6,5	9,8
$\left(\frac{d\mu_i}{dW_i}\right)_{pT}, \kappa\Gamma \cdot \text{м}/\kappa\text{г}$	$4,09 \cdot 10^{-4}$	$1,62 \cdot 10^4$
$\left(\frac{dW_i}{dz}\right)_I, 1/100 \text{ м}$	$5,97 \cdot 10^{-3}$	$-15,6 \cdot 10^{-3}$
$\left(\frac{dW_i}{dz}\right)_{II}, 1/100 \text{ м}$	$8,24 \cdot 10^{-3}$	$15,5 \cdot 10^{-3}$
$\frac{dW_i}{dz}, 1/100 \text{ м}$	$2,27 \cdot 10^{-3}$	$0,1 \cdot 10^{-3}$
$\frac{dp_5}{dz}, \frac{\kappa\Gamma/\text{см}^2}{100 \text{ м}}$	1,6	0,16

К. В. Виноградов и С. Д. Нуриев [55] рассчитали изменение состава и значения  $p_5$  вдоль крутопадающего пласта для реальной газоконденсатной системы, сводя последнюю к условной тройной.

Учитывая, что  $p_5 = f(c_1, c_3, c_8, T)$ , можно записать

$$\frac{dp_5}{dz} = \frac{\partial p_5}{\partial c_1} \frac{dc_1}{dz} + \frac{\partial p_5}{\partial c_3} \frac{dc_3}{dz} + \frac{\partial p_5}{\partial c_8} \frac{dc_8}{dz} + \frac{\partial p_5}{\partial T} \frac{dT}{dz}. \quad (\text{I.1.8})$$

Согласно результатам обработки литературных данных по тройным системам были получены аппроксимирующие уравнения некоторых кривых треугольной диаграммы Гиббса, выражающие свойства газоконденсатных систем:

$$p_8 = 10^2 \left[ \frac{1}{a_1 + a_2 c_3} + (a_3 + a_4 c_3 + a_5 c_3^2)^{1/2} c_8 - (a_6 + a_7 c_3 + a_8 c_3^2)^{1/2} \right] c_8^2. \quad (\text{I.1.9})$$

Имея в виду, что истинное давление начала конденсации при выбранной постоянной температуре равно  $p_5$  и давление однофазного состояния, определенное по треугольной диаграмме Гиббса при той же температуре, равно  $p_8$ , вычисляем их отношение:

$$\xi = \frac{p_5}{p_8} = \frac{1}{-0,0005(t^\circ - 20) + 2,365 - [0,0001(t^\circ - 20) + 1,56] \psi}, \quad (\text{I.1.10})$$

а также

$$\xi = 2,054395 - 4,536085\psi + 3,809655\psi^2, \quad (\text{I.1.11})$$

где  $\psi = \frac{\bar{M}_8}{M_8}$ , зависящее от температуры  $t^\circ$  пласта и от отношения  $\psi$  молекулярного веса  $\bar{M}_8$  третьего компонента условной тройной системы к молекулярному весу  $M_8$   $n$ -октана.

Подставляем (I.1.9) и (I.1.10) в (I.1.11):

$$p_5 = 10^2 \left[ \frac{1}{a_1 + a_2 c_3} + (a_3 + a_4 c_3 + a_5 c_3^2)^{1/2} c_8 - (a_6 + a_7 c_3 + a_8 c_3^2)^{1/2} c_8 \right] \times \\ \times \frac{1}{-0.0005 (t^\circ - 20) + 2,365 - [0,0001 (t^\circ - 20) + 1,56] \psi}. \quad (\text{I.1.12})$$

Здесь

$$a_1 = 0,498; \quad a_5 = 2199;$$

$$a_2 = 1,908; \quad a_6 = 1755;$$

$$a_3 = 193,6; \quad a_7 = 5485;$$

$$a_4 = 8746; \quad a_8 = 13622.$$

Формула (I.1.12) пригодна для определения  $p_5$  при условии, что  $0,035 < c_3 < 0,370$ .

Градиенты  $\frac{dc_1}{dz}$ ,  $\frac{dc_3}{dz}$  и  $\frac{dc_8}{dz}$  складываются из гравитационных и термодиффузионных составляющих:

$$\frac{dc_1}{dz} = \left[ \left( \frac{dc_1}{dz} \right)_{\text{I}} + \left( \frac{dc_1}{dz} \right)_{\text{II}} \right] = - \left\{ \left[ \frac{d(c_3 + c_8)}{dz} \right]_{\text{I}} + \left[ \frac{d(c_3 + c_8)}{dz} \right]_{\text{II}} \right\};$$

$$\frac{dc_3}{dz} = \left[ \left( \frac{dc_3}{dz} \right)_{\text{I}} + \left( \frac{dc_3}{dz} \right)_{\text{II}} \right];$$

$$\frac{dc_8}{dz} = \left[ \left( \frac{dc_8}{dz} \right)_{\text{I}} + \left( \frac{dc_8}{dz} \right)_{\text{II}} \right].$$

Из выражения (II.1.12) находят производные:

$$\frac{\partial p_5}{\partial c_3} = 10^2 \left[ - \frac{a_2}{(a_1 + a_2 a_3)^2} + \frac{(a_4 + 2a_5 c_3) c_8}{2(a_3 + a_4 c_3 + a_5 c_3^2)^{1/2}} - \frac{(a_7 + 2a_8 c_3) c_8^2}{2(a_6 + a_7 c_3 + a_8 c_3^2)^{1/2}} \right] \zeta; \quad (\text{I.1.13})$$

$$\frac{\partial p_5}{\partial c_8} = 10^2 [(a_3 + a_4 c_3 + a_5 c_3^2)^{1/2} - 2(a_6 + a_7 c_3 + a_8 c_3^2)^{1/2}] \zeta; \quad (\text{I.1.14})$$

$$\frac{\partial p_5}{\partial c_1} = - \frac{\partial p_5}{\partial (c_3 + c_8)} = - \frac{1}{\frac{\partial c_3}{\partial p_5} + \frac{\partial c_8}{\partial p_5}}$$

$$= \frac{\zeta 10^{-2}}{\left[ - \frac{a_2}{(a_1 + a_2 c_3)^2} + \frac{(a_4 + 2a_5 c_3) c_8}{2(a_3 + a_4 c_3 + a_5 c_3^2)^{1/2}} - \frac{(a_7 + 2a_8 c_3) c_8^2}{2(a_6 + a_7 c_3 + a_8 c_3^2)^{1/2}} \right] + \left[ \frac{1}{(a_3 + a_4 c_3 + a_5 c_3^2)^{1/2}} - 2(a_6 + a_7 c_3 + a_8 c_3^2)^{1/2} c_8 \right]}; \quad (\text{I.1.15})$$

$$\frac{\partial p_5}{\partial T} = 10^2 \left[ \frac{1}{a_1 + a_2 c_3} + (a_3 + a_4 c_3 + a_5 c_3^2)^{1/2} c_8 - \right. \\ \left. - (a_6 + a_7 c_3 + a_8 c_3^2)^{1/2} c_8^2 \right] \zeta^2 (0,0005 + 0,0001\psi). \quad (\text{I.1.16})$$

Из термодинамики растворов известно, что изотермическое распределение по высоте  $z$  концентрации  $c_i$  компонента  $i$  раствора в столбе раствора описывается уравнением

$$\frac{d \ln c_i}{dz} = \frac{(\bar{\rho}_i - \rho_*) \bar{V}_i}{R_i T}. \quad (\text{I.1.17})$$

Парциальная плотность  $\bar{\rho}_i$  растворенного компонента  $i$  связывается с парциальным объемом  $\bar{V}_i$  того же компонента соотношением  $\bar{V}_i = \frac{1}{\rho_i}$ .

Характер изменения по высоте столба раствора переменных величин  $\bar{\rho}_i$ ,  $\rho_*$  (плотность смеси),  $\bar{V}_i$  и  $R_i$  (газовая постоянная для компонента  $i$ ) не известен. Однако известно, что  $\bar{\rho}_i$  мало зависит от изменения пластового давления и пластовой температуры. Для грубой оценки принимается, что эти величины для газоконденсатной системы являются постоянными. При этих допущениях, интегрируя (I.1.17) и обозначая концентрацию условного компонента  $i$  на глубине  $z = 0$  через  $(c_i)_0$ , можно получить

$$c_i = (c_i)_0 \exp \left[ \frac{(\bar{\rho}_i - \rho_*) \bar{V}_i z}{R_i T} \right].$$

Концентрации трех компонентов условной газоконденсатной системы определяются из уравнений:

$$c_1 = (c_1)_0 \left[ 1 + \frac{(\bar{\rho}_1 - \rho_*) \bar{V}_1 z}{R_1 T} + \frac{(\bar{\rho}_1 - \rho_*)^2 \bar{V}_1^2 z^2}{2 R_1 T} \right]; \quad (\text{I.1.18})$$

$$c_3 = (c_3)_0 \left[ 1 + \frac{(\bar{\rho}_3 - \rho_*) \bar{V}_3 z}{R_3 T} + \frac{(\bar{\rho}_3 - \rho_*)^2 \bar{V}_3^2 z^2}{2 R_3 T} \right]; \quad (\text{I.1.19})$$

$$c_8 = (c_8)_0 \left[ 1 + \frac{(\bar{\rho}_8 - \rho_*) \bar{V}_8 z}{R_8 T} + \frac{(\bar{\rho}_8 - \rho_*)^2 \bar{V}_8^2 z^2}{2 R_8 T} \right]. \quad (\text{I.1.20})$$

По результатам лабораторных термодинамических исследований можно определить

$$\bar{V}_8 = \frac{V_4(1-i) - V_{42}\Phi_1 \frac{p_0 T Z}{p T_0}}{N_8}; \quad (\text{I.1.21})$$

$$N_8 = \frac{G_8}{M_8};$$

$$\bar{\rho}_8 = \frac{N_8}{V_4(1-i) - V_{42}\Phi_1 \frac{p_0 T Z}{p T_0}}; \quad (\text{I.1.22})$$

$$\bar{\rho}_3 = \rho_{30} \frac{pT}{p_0TZ}; \quad \bar{\rho}_1 = \bar{\rho}_{10} \frac{pT_0}{p_0TZ}; \quad (I.1.23)$$

$$\rho_* = \frac{0,9318p_5R_8ZTT_0 [\bar{\rho}_1 - c_3(\bar{\rho}_8 - \bar{\rho}_3) + c_8(\bar{\rho}_8 - \bar{\rho}_1)]}{p_0TZ \{0,9318R_8ZT + [\bar{\rho}_1 - c_8(\bar{\rho}_1 - \bar{\rho}_3) + c_8(\bar{\rho}_1 - \bar{\rho}_8)] z\}}; \quad (I.1.24)$$

$$i = \frac{V_{4,2}}{V_4}; \quad T = T_0 + t^\circ; \quad T = 293,2^\circ \text{ К.}$$

В формулы (I.1.21)–(I.1.24) входят величины, обычно известные при проведении лабораторных термодинамических исследований. Эти величины следующие:  $V_4$  — объем газоконденсатной смеси;  $i$  — коэффициент объемной влажности конденсата;  $\Phi_1$  — газоконденсатный фактор;  $Z$  — коэффициент сжимаемости газовой фазы;  $p_5$  — давление начала конденсации;  $\rho_*$  — плотность смеси;  $T$  — температура пласта;  $V_{4,1}$  — объем газовой фазы. Подстановка значений (I.1.24) в уравнения (I.1.18), (I.1.19) и (I.1.20) дает:

$$c_1 = (c_1)_0 \times \left\{ 1 + \frac{\left[ \bar{\rho}_1 - \frac{0,9318p_5R_8ZTT_0 (\bar{\rho}_1 - c_3\bar{\rho}_1 + c_3\bar{\rho}_3 + c_8\bar{\rho}_8 - c_8\bar{\rho}_1)}{p_0TZ \{0,9318R_8ZT + [(\bar{\rho}_1 - c_3\bar{\rho}_1 + c_3\bar{\rho}_3 + c_8\bar{\rho}_8 - c_8\bar{\rho}_1)] z\}} \right] \bar{V}_1 z}{R_1 T} \right\}; \quad (I.1.25)$$

$$c_3 = (c_3)_0 \times \left\{ 1 + \frac{\left[ \bar{\rho}_3 - \frac{0,9318p_5R_8ZTT_0 (\bar{\rho}_1 - c_3\bar{\rho}_1 + c_3\bar{\rho}_3 + c_8\bar{\rho}_8 - c_8\bar{\rho}_1)}{p_0TZ \{0,9318R_8ZT + [(\bar{\rho}_1 - c_3\bar{\rho}_1 + c_3\bar{\rho}_3 + c_8\bar{\rho}_8 - c_8\bar{\rho}_1)] z\}} \right] V_3 z}{R_3 T} \right\}; \quad (I.1.26)$$

$$c_8 = (c_8)_0 \times \left\{ 1 + \frac{\left[ \bar{\rho}_8 - \frac{0,9318p_5R_8ZTT_0 (\bar{\rho}_1 - c_3\bar{\rho}_1 + c_3\bar{\rho}_3 + c_8\bar{\rho}_8 - c_8\bar{\rho}_1)}{p_0TZ \{0,9318R_8ZT + [(\bar{\rho}_1 - c_3\bar{\rho}_1 + c_3\bar{\rho}_3 + c_8\bar{\rho}_8 - c_8\bar{\rho}_1)] z\}} \right] \bar{V}_8 z}{R_8 T} \right\}. \quad (I.1.27)$$

Дифференцируя уравнения (I.1.25)–(I.1.27) по  $z$ , определяем:

$$\frac{dc_1}{dz} = 1,925 \cdot 10^{-5} + 0,3375 \cdot 10^{-7} z; \quad (I.1.28)$$

$$\frac{dc_3}{dz} = 2,4845 \cdot 10^{-5} + 0,095 \cdot 10^{-7} z; \quad (I.1.29)$$

$$\frac{dc_8}{dz} = 1,1474 \cdot 10^{-5} - 0,3306 \cdot 10^{-7} z. \quad (I.1.30)$$

Для вычисления термодиффузионных градиентов  $\left(\frac{dc_1}{dz}\right)_{II}$ ,  $\left(\frac{dc_3}{dz}\right)_{II}$  и  $\left(\frac{dc_8}{dz}\right)_{II}$  используется формула Ван-Гроота:

$$\frac{d\left(\frac{W_i}{\sum W_i}\right)}{dz} = \frac{W_i (\sum W_i - W_i) \varphi_i}{\sum W_i^2} \frac{dT}{dz}, \quad (I.1.31)$$

где  $W_i = c_i M_i$ ;  $\sum W_i = c_1 M_1 + c_3 M_3 + c_8 M_8$ .

Для условного первого компонента тройной системы уравнение (I.1.31) примет вид:

$$\frac{d\left(\frac{W_1}{\sum W_i}\right)}{dz} = \frac{\varphi_1 \left(1 - \frac{W_1}{\sum W_i}\right) \frac{W_1}{\sum W_i}}{T} \frac{dT}{dz}. \quad (I.1.32)$$

Аналогично для остальных двух компонентов:

$$\frac{d\left(\frac{W_3}{\sum W_i}\right)}{dz} = \frac{\varphi_3 \left(\frac{W_3}{\sum W_i}\right) \frac{W_3}{\sum W_i}}{T} \frac{dT}{dz}; \quad (I.1.33)$$

$$\frac{d\left(\frac{W_8}{\sum W_i}\right)}{dz} = \frac{\varphi_8 \left(1 - \frac{W_8}{\sum W_i}\right) \frac{W_8}{\sum W_i}}{T} \frac{dT}{dz}. \quad (I.1.34)$$

Интегрируя (I.1.32), (I.1.33) и (I.1.34) от  $\left(\frac{W_{i0}}{\sum W_{i0}}\right)$  до

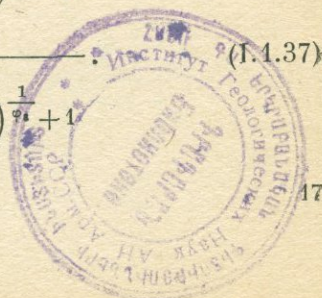
$\left(\frac{W_i}{\sum W_i}\right)$ , причем  $i$  равно соответственно 1, 3 и 8, можно получить

$$\frac{W_1}{\sum W_i} = \frac{1}{1 - \frac{W_{10}}{\sum W_{i0}} \left(\frac{iz}{T} + 1\right)^{\frac{1}{\varphi_1} + 1} + \frac{W_{10}}{\sum W_{i0}}}; \quad (I.1.35)$$

$$T = T_{z=0} - iz.$$

$$\frac{W_3}{\sum W_i} = \frac{1}{1 - \frac{W_{30}}{\sum W_{i0}} \left(\frac{iz}{T} + 1\right)^{\frac{1}{\varphi_3} + 1} + \frac{W_{30}}{\sum W_{i0}}}; \quad (I.1.36)$$

$$\frac{W_8}{\sum W_i} = \frac{1}{1 - \frac{W_{80}}{\sum W_{i0}} \left(\frac{iz}{T} + 1\right)^{\frac{1}{\varphi_8} + 1} + \frac{W_{80}}{\sum W_{i0}}}. \quad (I.1.37)$$



Дифференцируя уравнения (I.1.35), (I.1.36) и (I.1.37) по  $z$ , можем получить:

$$\frac{d\left(\frac{W_1}{\sum W_i}\right)}{dz} = \frac{\left(\frac{\sum W_{i0} - W_{10}}{W_{10}}\right) \frac{1}{\varphi_1} \left(\frac{iz}{T} + 1\right)^{\frac{1}{\varphi_1} - 1} \frac{i}{T}}{\left[\frac{\sum W_{i0}}{W_{10}} \left(\frac{iz}{T} + 1\right)^{\frac{1}{\varphi_1} + 1}\right]^2}; \quad (\text{I.1.38})$$

$$\frac{d\left(\frac{W_3}{\sum W_i}\right)}{dz} = \frac{\left(\frac{\sum W_{i0} - W_{30}}{W_{30}}\right) \frac{1}{\varphi_3} \left(\frac{iz}{T} + 1\right)^{\frac{1}{\varphi_3} - 1} \frac{i}{T}}{\left[\frac{\sum W_{i0}}{W_{30}} \left(\frac{iz}{T} + 1\right)^{\frac{1}{\varphi_3} + 1}\right]^2}; \quad (\text{I.1.39})$$

$$\frac{d\left(\frac{W_8}{\sum W_i}\right)}{dz} = \frac{\left(\frac{\sum W_{i0} - W_{80}}{W_{80}}\right) \frac{1}{\varphi_8} \left(\frac{iz}{T} + 1\right)^{\frac{1}{\varphi_8} - 1} \frac{i}{T}}{\left[\frac{\sum W_{i0}}{W_{80}} \left(\frac{iz}{T} + 1\right)^{\frac{1}{\varphi_8} + 1}\right]^2}. \quad (\text{I.1.40})$$

Формула для расчета распределения давления начала конденсации по глубине залегания пласта получается подстановкой уравнений (I.1.13)–(I.1.15), (I.1.28)–(I.1.30), (I.1.38)–(I.1.40) в уравнение (I.1.8):

$$\begin{aligned} dp_5 = \frac{\partial p_5}{\partial T} [T (H_0) - iz] dz + \frac{\partial p_5}{\partial c_1} & \left\{ \left[ (1,925 \cdot 10^{-5} + 0,3375 \cdot 10^{-7}z) dz - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{\left(\frac{\sum W - W_{10}}{W_{10}}\right) \frac{1}{\varphi_1} \left(\frac{iz}{T} + 1\right)^{\frac{1}{\varphi_1} - 1} \frac{i}{z}}{\left[\frac{\sum W}{W_{10}} \left(\frac{iz}{T} + 1\right)^{\frac{1}{\varphi_1} + 1}\right]^2} dz \right\} + \right. \\ & \left. + \frac{\partial p_5}{\partial c_3} \left\{ \left[ (-2,4875 \cdot 10^{-5} + 0,095 \cdot 10^{-7}z) dz - \right. \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{\left(\frac{\sum W - W_{30}}{W_{30}}\right) \frac{1}{\varphi_3} \left(\frac{iz}{T} + 1\right)^{\frac{1}{\varphi_3} - 1} \frac{i}{z}}{\left[\frac{\sum W}{W_{30}} \left(\frac{iz}{T} + 1\right)^{\frac{1}{\varphi_3} + 1}\right]^2} dz \right\} + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\partial p_5}{\partial c_8} \left\{ \left[ (1,1474 \cdot 10^{-5} - 0,3306 \cdot 10^{-7}) dz - \right. \right. \\
 & \left. \left. - \frac{(\sum W - W_{80})}{W_{80}} \frac{1}{\varphi_8} \left( \frac{iz}{T} + 1 \right)^{\frac{1}{\varphi_8} - 1} \frac{i}{z} \right] \right. \\
 & \left. \left. \frac{1}{\left[ \frac{\sum W}{W_{80}} \left( \frac{iz}{T} + 1 \right)^{\frac{1}{\varphi_8} + 1} \right]^2} \right] dz \right\}. \quad (I.1.41)
 \end{aligned}$$

Изменение давления начала конденсации по глубине залегания пласта определяется интегрированием уравнения (I.1.41) в пределах от  $p_{51}$  до  $p_{52}$ :

$$\begin{aligned}
 \int_{p_{51}}^{p_5} dp_5 &= \frac{\partial p_5}{\partial T} \int_{H_0}^H [T(H_0) - iz] dz + \frac{\partial p_5}{\partial c_1} \left\{ \int_{H_0}^H (1,925 \cdot 10^{-5} + \right. \\
 & \left. + 0,3325 \cdot 10^{-7}z) dz - \right. \\
 & \left. - \int_{H_0}^H \frac{(\sum W_0 - W_{10})}{W_{10}} \frac{1}{\varphi_1} \left( \frac{iz}{T} + 1 \right)^{\frac{1}{\varphi_1} - 1} \frac{i}{T} dz \right\} + \\
 & + \frac{\partial p_5}{\partial c_3} \left\{ \int_{H_0}^H (-2,4825 \cdot 10^{-5} + 0,095 \cdot 10^{-7}z) dz - \right. \\
 & \left. - \int_{H_0}^H \frac{(\sum W_0 - W_{30})}{W_{30}} \frac{1}{\varphi_3} \left( \frac{iz}{T} + 1 \right)^{\frac{1}{\varphi_3} - 1} \frac{i}{T} dz \right\} + \\
 & + \frac{\partial p_5}{\partial c_8} \left\{ \int_{H_0}^H (1,1474 \cdot 10^{-5} - 0,3306 \cdot 10^{-7}z) dz - \right. \\
 & \left. - \int_{H_0}^H \frac{(\sum W - W_{80})}{W_{80}} \frac{1}{\varphi_8} \left( \frac{iz}{T} + 1 \right)^{\frac{1}{\varphi_8} - 1} \frac{i}{T} dz \right\}. \quad (I.1.42)
 \end{aligned}$$

Интегралы правой части уравнения (I.1.42) решаются численно. Для получения приближенных результатов уравнение (I.1.8) можно представить в следующем виде:

$$\Delta p_5 = \left\{ \frac{\partial p_5}{\partial T} \frac{dT}{dz} + \frac{\partial p_5}{\partial c_1} \left[ \left( \frac{dc_1}{dz} \right)_I + \left( \frac{dc_1}{dz} \right)_{II} \right] + \frac{\partial p_5}{\partial c_3} \left[ \left( \frac{dc_3}{dz} \right)_I + \left( \frac{dc_3}{dz} \right)_{II} \right] + \frac{\partial p_5}{\partial c_8} \left[ \left( \frac{dc_8}{dz} \right)_I + \left( \frac{dc_8}{dz} \right)_{II} \right] \right\} \Delta H.$$

Используя лабораторные и промышленные данные исследования продукции скв. 78 месторождения Карадаг Азербайджанской ССР (табл. I.1.5), можно получить  $\Delta p_5 = 0,134 \Delta H$ . Обозначая через  $p_{5,0}$  давление начала конденсации газоконденсатной системы скв. 78

Таблица I.1.5

Давление однофазного состояния газоконденсатных систем, соответствующих продукциям скважин VII горизонтов месторождения Карадаг

Скважина	Интервал фильтра, м	Давление однофазного состояния, кг/см <sup>2</sup>	Температура опыта, °С
70	3094—3086	360	21
		331	60
		314	85
		297	105
78	3823—3815	470	25
		465	49
		450	92
155	2661—2646	430	25
		370	92
		410	20

и учитывая разницу  $\Delta H$  глубин забоев какой-либо скважины того же продуктивного горизонта (например, скв. 180 и скв. 78), можем написать:

для скв. 180

$$p_5 = p_{5,0} - \frac{dp_5}{dz} \Delta H = 450 - 0,134 \cdot 390 = 450 - 52,3 = 397,7 \text{ кг/см}^2;$$

для скв. 78

$$p_5 = p_{5,0} - \frac{dp_5}{dz} \Delta H = 450 - 0,134 \cdot 729 = 450 - 97,7 = 352,3 \text{ кг/см}^2.$$

Расчет по определению  $p_5$  ведется снизу вверх, т. е.

$$\frac{dc_1}{dz} < 0, \quad \frac{dc_3}{dz} < 0, \quad \frac{dc_8}{dz} > 0 \quad \text{и} \quad \frac{dT}{dz} < 0.$$

Концентрация первых двух компонентов тройной системы по мере уменьшения глубины будет уменьшаться, а содержание компонента  $c_8$  будет увеличиваться.

Чтобы свободная тепловая конвекция не могла возникнуть в нефтяных пластах, необходимо постоянство плотности нефти по пласту (при соответствующих пластовых температуре и давлении), т. е. чтобы  $\rho_2 = \text{const}$ . В наклонных же пластах, как уже отмечалось выше, в зависимости от угла наклона  $\alpha$  и геотермического градиента температура и давление значительно меняются по простиранию пластов. Этот факт, безусловно, влияет на плотность пластовой нефти. Большую роль в изменении плотности нефти играет и количество растворенного в ней газа.

В работе А. М. Дадашзаде [76] приводятся результаты изучения распределения давления насыщения и изменения плотности нефти по I горизонту месторождения Кюровдаг. Из табл. I.1.6, в которой приведены эти результаты, видно, что для данного месторождения плотность нефти в пластовых условиях с глубиной в основном падает, а отсюда возникают предпосылки возможности возникновения свободной тепловой конвекции в нефтяных пластах. Однако эти данные нуждаются в дальнейшем уточнении как в качественном, так и в количественном отношении.

Теоретически вопрос о величине потока тепла, вызванного конвекционным током, и о возрастании в связи с этим теплопроводности в пористой среде может быть рассмотрен с двух точек зрения.

Таблица I.1.6

Изменение по глубине газового фактора и плотности нефти для I горизонта месторождения Кюровдаг

Скважина	Интервал фильтра, м	Газовый фактор, $\text{м}^3/\text{м}^3$	Плотность нефти, $\text{г}/\text{см}^3$	
			дегазированной	в пластовых условиях
7	1575—1594	59,0	0,9220	0,853
2	1671—1687	60,0	0,9330	0,858
103	1895—1925	68,0	0,9186	0,838
102	1828—1882	67,9	0,9146	0,834
101	1960—2006	69,3	0,9146	0,831
126	2102—2157	65,7	0,9178	0,858
132	2190—2231	68,6	0,9121	0,825
144	2290—2320	69,7	0,9241	0,829
143	2354—2377	69,2	0,9203	0,824
148	2365—2425	71,2	0,9132	0,825
149	2425—2485	71,1	0,9185	0,826
152	2477—2527	67,2	0,9192	0,831
150	2504—2560	67,8	0,9242	0,829

Первый подход к решению вопроса можно назвать качественным, поскольку он направлен на выяснение условий возникновения конвекционных токов, на установление факторов, от которых зависит

критерий, определяющий возникновение конвекции. Этот подход развивается в трудах зарубежных исследователей [243, 245, 246, 247].

Второй подход к решению вопроса следует назвать количественным. Помимо учета условий, определяющих наличие или отсутствие конвекции, необходимо уметь подсчитать, насколько возрастает теплопроводность под действием конвекции; от каких факторов и в какой степени зависит эта эффективная теплопроводность, обусловленная возникновением естественных токов газа; каково отношение этой эффективной теплопроводности к кондуктивной теплопроводности, вычисляемой при отсутствии конвекции. Этот подход развивался советскими учеными М. И. Кирпичевым, А. А. Михеевым, Г. А. Остроумовым, Д. И. Бояринцевым, М. Э. Аэровым и Н. Н. Умником [22, 23, 24, 43, 103, 170]. В результате их работ решение этой задачи доведено до оперативного вида, теория проверена экспериментом и сделан целый ряд важных, ранее не установленных выводов. Так как тот и другой подходы в некоторой степени дополняют друг друга, остановимся вкратце на каждом из них.

При изучении конвекции в пористых средах [247] были поставлены опыты, имевшие целью определить минимальное значение температурного градиента, необходимого для возникновения конвекции в жидкостях, заполнявших поры. В результате опытов авторы дают окончательную рекомендацию в следующем виде:

$$\Gamma_* = \frac{4\pi^2\Lambda_5\mu(\bar{T})(k\rho_0)^{0,51}}{k\rho_0gh_5^2[\Lambda_5\mu(\bar{T})k]^{0,51}},$$

где  $\rho_0$  — плотность жидкости при температуре  $0^\circ\text{C}$ .

Авторы работ [243, 245, 246] в 1951—1953 гг. обращаются к уточнению теории. Однако, как это отмечается в работе [220], они, вводя ряд новых не вполне обоснованных допущений, предлагают формулу

$$\Gamma_* = \frac{2\pi^2\Lambda_5\mu(\bar{T})}{kg\rho_0\beta h_5^2},$$

справедливую в ограниченных случаях. Свои выводы авторы проверяли тремя методами: визуальным, термическим и радиоактивным. Первый метод состоял в визуальной фиксации скорости движения краски; второй — в регистрации хода температуры вдоль образца и скорости изменения температуры, претерпевавшей скачок при возникновении конвекции; третий — в регистрации радиоактивного изотопа, примененного вначале к нижнему концу слоя и перемещавшегося вдоль этого слоя. Эти методы не дают совпадения результатов. Однако, несмотря на расхождения, все опыты показывают, что до определенного температурного градиента происходит лишь диффузное движение, а с некоторого критического значения  $\Gamma_*$  начинается конвекционный ток.

Рассмотренный цикл работ имеет ряд крупных дефектов [220].

Решение вопроса о естественной конвекции в пористой среде на более реальной основе получено М. Э. Аэровым и Н. Н. Умником [22]. В их работе рассматривается зернистый слой высотой  $h_5$ . Слой открыт с обеих сторон, и на его торцах поддерживаются постоянные, не равные друг другу температуры  $t_1^\circ$  и  $t_2^\circ$ , причем температура  $t_2^\circ$  на нижнем торце слоя больше температуры  $t_1^\circ$  окружающей среды. В связи с разностью температур возникает разница в средней плотности газа или жидкости в слое и в окружающей среде:

$$\Delta \rho g \approx \rho_0 g \frac{\beta (t_2^\circ - t_1^\circ)}{2}. \quad (\text{I.1.43})$$

В результате этого в слое  $h_5$  возникает избыточная сила давления

$$\Delta p = h_5 \Delta \rho g. \quad (\text{I.1.44})$$

Эта разность давления уравнивается гидродинамическим сопротивлением. Последнее может быть получено из общих уравнений Навье — Стокса, справедливых, как это выяснено Л. С. Лейбензоном [126], и для зернистого материала. Применяя эти уравнения для равномерного течения и считая, что линии постоянного давления расположены перпендикулярно оси  $h_5$ , а давление у входа в слой постоянно (т. е.  $h_5 = 0$ ,  $p = \text{const}$ ), можно получить для  $\Delta p$  выражение

$$\Delta p = \frac{w_*^2 s_5 \lambda h_5}{2 \rho g^2 m^3}, \quad (\text{I.1.45})$$

где  $w_*$  — весовая скорость потока газа или жидкости;  $s_5$  — поверхность зерен слоя на единицу объема ( $1/m$ ).

Гидравлическое сопротивление  $\lambda$  для малых скоростей потока, которые в рассматриваемом случае имеют место ( $\text{Re}_* < 20$ ), равно

$$\lambda = \frac{36}{\text{Re}_*} = \frac{36}{4} \frac{s_5 \mu g}{w_*}. \quad (\text{I.1.46})$$

Подстановкой (I.1.46) в (I.1.45) получаем

$$\Delta p = \frac{w_*}{2g} \frac{s_5^2}{m^3} \frac{\mu}{\rho} h_5 \cdot \frac{36}{4}. \quad (\text{I.1.47})$$

Приравнявая (I.1.47) и (I.1.44) и учитывая (I.1.43), находим

$$w_* = \frac{\beta (t_2^\circ - t_1^\circ) 2g^2 m^3 \rho^2}{18 s_5^2 \mu}. \quad (\text{I.1.48})$$

Вместе с одномерным потоком  $w_*$  газа или жидкости возникает такой же (т. е. одномерный) стационарный во времени поток тепла  $q$ . Интенсивность теплового потока, постоянная по высоте слоя, определяется, как сумма переноса тепла теплопроводностью и конвекцией:

$$q = \Lambda \frac{dt^\circ}{dh_5} + w_* c_p (t_2^\circ - t_1^\circ). \quad (\text{I.1.49})$$

Общее решение (I.1.49) с учетом граничных условий:

$$\frac{q}{\Lambda} - \frac{w_* c_p}{\Lambda} (t_2^\circ - t_1^\circ) = \frac{t_2^\circ - t_1^\circ}{h_5}. \quad (\text{I.1.50})$$

Обозначая эффективную теплопроводность при конвекционном потоке через

$$\Lambda_* = \frac{qh_5}{t_2^\circ - t_1^\circ} \quad (\text{I.1.51})$$

и подставляя значение  $q$  из (I.1.51) в (I.1.50), можно получить

$$\frac{\Lambda_*}{\Lambda} = 1 + \frac{w_* c_p h_5}{\Lambda}.$$

Подставляя в эту формулу значение весовой скорости  $w_*$  из формулы (I.1.48), М. Э. Аэров и Н. Н. Умник [22] получают следующее выражение для вычисления коэффициента увеличения теплопроводности под действием конвекционных токов:

$$\frac{\Lambda_*}{\Lambda} - 1 = \frac{\beta (t_2^\circ - t_1^\circ) 2g^2 m^3 \rho^2 c_p h_5}{18s_*^2 \mu \Lambda}. \quad (\text{I.1.52})$$

В работах [403] и [43] уравнение, связывающее  $\frac{\Lambda_*}{\Lambda}$  с параметрами зернистой среды<sup>1</sup> и с характеристиками конвективного процесса, представлено в критериальной форме. В работе М. Э. Аэрова и Н. Н. Умника [22] уравнение (I.1.52) также сводится к критериальной форме:

$$\frac{\Lambda_*}{\Lambda} - 1 = \frac{1}{216} \text{GrPr} \frac{h_5^2 m^2}{d_*^2 B}, \quad (\text{I.1.53})$$

где  $B = \frac{\Lambda_5}{\Lambda}$ .

Критерий Грасгофа для зернистого слоя равен:

$$\text{Gr} = \frac{\beta \Delta t^\circ \rho^2 g d_*^3}{\mu^2}. \quad (\text{I.1.54})$$

Критерий Прандтля:

$$\text{Pr} = \frac{\mu c_p}{\Lambda}. \quad (\text{I.1.55})$$

Эквивалентный диаметр зернистого слоя

$$d_* = \frac{4m}{s}.$$

Перепад температуры  $\Delta t^\circ$  на один ряд зерен будет

$$\Delta t^\circ = \frac{t_2^\circ - t_1^\circ}{h_5 n}. \quad (\text{I.1.56})$$

Число рядов зерен на единицу высоты слоя определяется по формуле

$$n \approx \frac{ms}{1,5}. \quad (\text{I.1.57})$$

В более общем случае для конвекционного тока, возникающего в замкнутом с торцов пространстве, общее выражение для связи критериев имеет вид:

$$\frac{\Lambda_*}{\Lambda} - 1 = \psi \text{Gr Pr} \frac{h_5^2 m^2}{d_*^2 B}. \quad (\text{I.1.58})$$

Числовой коэффициент  $\psi$  в формуле (I.1.58) должен быть намного меньше, чем в уравнении (I.1.53), так как газ в этом случае должен циркулировать по замкнутой траектории, т. е.  $\psi \ll 1$ . В таком виде уравнение связи между критериями сходно с предложенным в работе [103] уравнением для переноса тепла через замкнутые тепловые прослойки. В этом случае  $h_5 = d_*$ ,  $m = 1$ ,  $B = 1$ .

После некоторых преобразований критический параметр для незаполненного замкнутого объема может быть приведен к виду:

$$(\text{Gr Pr})_{\text{крит}} \geq 680,$$

указывающему критическое состояние перехода диффузного тока в конвекционный, т. е. условие возникновения конвекционных токов.

Критерий Гортон и Роджерса [245] для зернистого слоя с закрытыми торцами также приводится к предельному значению:

$$\left( \text{Gr Pr} \frac{h_5^2 m^2}{d_*^2 B} \right)_{\text{крит}} \geq 700. \quad (\text{I.1.59})$$

Приравнявая левую часть неравенства (I.1.59) к значению 700 и используя (I.1.54), (I.1.56) и (I.1.57), можем получить

$$h_5^2 = \frac{700 \mu^2 s}{1,5 \beta m g d_* \rho^2 \text{Pr}} \frac{B h_5}{t_2^{\circ} - t_1^{\circ}}.$$

Если принять  $\frac{t_2^{\circ} - t_1^{\circ}}{h_5} = \Gamma$ , то

$$(h_5)_* = \sqrt{\frac{700 \mu^2 s B}{1,5 \beta m g d_* \rho^2 \text{Pr} \Gamma}}, \quad (\text{I.1.60})$$

где  $(h_5)_*$  — минимальная длина пласта по вертикали, при которой для данного геотермического градиента  $\Gamma$  °С/см возникает свободная тепловая конвекция.

Удельная поверхность  $s$  связана с проницаемостью пластов следующей зависимостью:

$$s = \frac{m \sqrt{m}}{\sqrt{2k}}, \quad (\text{I.1.61})$$

причем коэффициент проницаемости  $k$  определяется в  $\text{см}^2$ .

Подставляя в (I.1.60) значение  $k$  в дарси и учитывая (I.1.61) и (I.1.55), можно получить

$$(h_5)_* = \sqrt{0,572 \frac{m B}{\beta g \Gamma k \text{Pr}} \frac{\mu}{\rho g}} 10^5 \text{ см}$$

или

$$(h_5)_* = \frac{\mu}{\rho g} \sqrt{0,572 \frac{mB}{\beta g \Gamma k Pr}} \text{ км.} \quad (I.1.62)$$

Для пластов, насыщенных метаном, водой и нефтью, в работе [155] по формуле (I.1.62) определялась величина  $(h_5)_*$ . В расчетах принималось, что  $m = 0,2$  и  $\Gamma = 0,03 \cdot 10^{-2} \text{ } ^\circ\text{C/см}$ .

Таблица I.1.7  
Расчет значений  $(h_5)_*$  для воды, метана и нефти при различной проницаемости пористой среды

Проницаемость, мД	$(h_5)_*, \text{ м}$			
	вода	метан	нефть	
			$\rho = 0,910 \text{ г/см}^3$	$\rho = 0,855 \text{ г/см}^3$
1000	224	31	1420	523
800	252	34	1593	587
600	289	40	1830	674
400	355	49	2246	827
200	500	69	3167	1167
100	709	97	4492	1655
50	1000	137	6334	2334

В табл. I.1.7 приведены значения  $(h_5)_*$  для различной проницаемости. Из данных таблицы следует, что свободная конвекция в пластах, насыщенных метаном, водой и нефтью, вполне вероятна.

## II.2. Влияние температуры на гидравлическую характеристику потока в бурящейся скважине

В работе [158] рассматривается влияние температуры на гидравлические потери, определяемые по формуле Дарси — Вейсбаха при переменном, зависящем от температуры коэффициенте гидравлического сопротивления. Рассматривалось движение вязко-пластичной жидкости, циркулирующей в бурящейся скважине. Общие потери давления на гидравлические сопротивления могут быть определены для бурильных труб и кольцевого пространства соответственно по формулам:

$$\Delta p_I(z) = \int_0^z \lambda_I \frac{w_{II}^2 \rho_s}{2D_{I1}} dz; \quad (I.2.1)$$

$$\Delta p_{II}(z) = \int_0^z \lambda_{II} \frac{w_{II}^2 \rho_s}{2(D_2 - D_{I2})} dz. \quad (I.2.2)$$

При структурном режиме движения вязко-пластичных жидкостей согласно Б. И. Мительману

$$\lambda_{\text{I}} = \frac{64}{\text{Re}_{\text{I}}^*}; \quad \lambda_{\text{II}} = \frac{80}{\text{Re}_{\text{II}}^*}, \quad (\text{I.2.3})$$

а при турбулентном режиме

$$\lambda_{\text{I}} = 0,8 (\text{Re}_{\text{I}}^*)^{-\frac{1}{7}}; \quad \lambda_{\text{II}} = 0,12 (\text{Re}_{\text{II}}^*)^{-\frac{1}{7}}; \quad (\text{I.2.4})$$

$$\left. \begin{aligned} \text{Re}_{\text{I}}^* &= \frac{w_{\text{I}} D_{\text{I}1} \rho_8}{\eta_{\text{I}} \left( 1 + \frac{\tau_{0\text{I}} D_{\text{I}1}}{6\eta_{\text{I}} w_{\text{I}}} \right)}; \\ \text{Re}_{\text{II}}^* &= \frac{w_{\text{II}} (D_2 - D_{\text{I}2}) \rho_8}{\eta \left[ 1 + \frac{\tau_{0\text{II}} (D_2 - D_{\text{I}2})}{6\eta_{\text{II}} w_{\text{II}}} \right]}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.2.5})$$

В формулах (I.2.1) и (I.2.2) могут быть использованы выражения (I.2.3), (I.2.4), (I.2.5) при известных зависимостях  $\eta$  и  $\tau_0$  от температуры  $T$ . Эти зависимости могут быть представлены в виде:

$$\eta = \frac{b_1}{T} + b_2; \quad (\text{I.2.6})$$

$$\tau_0 = b_3 + b_4 T + b_5 T^2. \quad (\text{I.2.7})$$

Принимая, что в бурильных трубах и в кольцевом пространстве температура циркулирующей жидкости изменяется по линейному закону, можно записать

$$T_{\text{I}} = a_1 z + T_{\text{I}2}; \quad (\text{I.2.8})$$

$$T_{\text{II}} = a_2 z + T_{\text{II}2}; \quad (\text{I.2.9})$$

$$a_1 = \frac{T_3 - T_{\text{I}2}}{L}; \quad a_2 = \frac{T_3 - T_{\text{II}2}}{L}.$$

В первом приближении можно принять, что в зависимости от среднегодовой температуры  $T$  данного района

$$T_{\text{II}2} = a_3 L + \bar{T}. \quad (\text{I.2.10})$$

По данным Ф. Н. Фоменко, для условий скв. 216 (площадь Карадаг, Азербайджанская ССР)  $a_3 = 0,0084$  °C/м. По данным Г. М. Шахмалиева, для некоторых районов Апшерона  $a_3 = 0,0102$  °C/м. По данным Бергмана, для побережья Мексиканского залива  $a_3 = 0,0048$  °C/м (до глубины 3000 м). Разность  $\Delta T_2$  температуры  $T_{\text{II}2}$  на выходе из кольцевого пространства и  $T_{\text{I}1}$  на входе в бурильные трубы, по данным Бергмана, для скважин побережья Мексиканского залива в интервале глубин 600—5400 м составляет  $\Delta T_2 = 2 \div 13$  °C.

По данным Ф. Н. Фоменко для скважины глубиной 2970 м (скв. 216)  $\Delta T_2 = 2 \div 3$  °C.

Принимая, что

$$T_3 = a_4 z + \tilde{T}, \quad (I.2.11)$$

можно представить

$$T_I = A_1 z + A_2; \quad (I.2.12)$$

$$T_{II} = A_3 z + A_4; \quad (I.2.13)$$

$$A_1 = a_4 - a_3;$$

$$A_2 = a_4 L - a_3 L - \Delta T_2;$$

$$A_3 = a_4 - a_3 - \frac{\Delta T_2}{L};$$

$$A_4 = a_3 L - \tilde{T}.$$

Подставляя выражения (I.2.11)–(I.2.13) в (I.2.6) и (I.2.7), получаем

$$\left. \begin{aligned} \eta_{11} &= \frac{b_1}{A_1 z + A_2} + b_2; \\ \eta_{12} &= \frac{b_1}{A_3 z + A_4} + b_2; \end{aligned} \right\} \quad (I.2.14)$$

$$\left. \begin{aligned} \tau_{0I} &= b_3 + b_4 (A_1 z + A_2) + b_5 (A_1 z + A_2)^2; \\ \tau_{0II} &= b_3 + b_4 (A_3 z + A_4) + b_5 (A_3 z + A_4)^2. \end{aligned} \right\} \quad (I.2.15)$$

Выражения (I.2.14) и (I.2.15) подставляются в (I.2.1) и (I.2.2) и интегрируются в соответствующих пределах. При этом для структурного режима движения

$$\begin{aligned} \Delta p_I(z) &= \frac{32w_I}{gD_{11}^2} \left[ \frac{b_1}{A_1} \ln \left( 1 + \frac{A_1}{A_2} z \right) + (b_2 + b_3 B_1) z + \right. \\ &+ b_4 B_1 \left( \frac{1}{2} A_1 z^2 + a_2 z \right) + \frac{1}{3A_1} b_5 B_1 (A_1 z + A_2)^3 - \frac{1}{3A_1} b_5 B_1 A_2^3 \left. \right]; \quad (I.2.16) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta p_{II}(z) &= \frac{4b_1 w_{II}}{g(D_2 - D_{12})^2} \left[ \frac{b_1}{A_3} \ln \left( 1 + \frac{A_3}{A_4} z \right) + (b_2 + b_3 B_2) z + \right. \\ &+ b_4 B_2 \left( \frac{1}{2} A_3 z^2 + A_1 z \right) + \frac{1}{3A_3} b_5 B_2 (A_3 z + A_4)^3 - \frac{1}{3A_3} b_5 B_2 A_4^3 \left. \right]; \quad (I.2.17) \end{aligned}$$

$$\rho_8 = \text{const}; \quad w_I \approx \text{const}; \quad w_{II} \approx \text{const};$$

$$B_1 = \frac{D_{11}}{6w_I}; \quad B_2 = \frac{D_2 - D_{12}}{6w_{II}},$$

а для турбулентного режима движения

$$\begin{aligned} \Delta p_I(z) &= 0,04 \frac{w_I^2 \rho_8}{D_{11}} B_3^{-\frac{1}{7}} \int_0^z \left[ \frac{b_1}{A_1 z + A_2} + b_2 + B_1 b_3 + \right. \\ &+ B_1 b_4 (A_1 z + A_2) + B_1 b_5 (A_1 z + A_2)^2 \left. \right]^{\frac{1}{7}} dz; \quad (I.2.18) \end{aligned}$$

$$\Delta p_{II}(z) = 0,06 \frac{w_{II}^2 \rho_8 B_4^7}{(D_2 - D_{12})} \int_0^z \left[ \frac{b_1}{A_3 z + A_4} + b_2 + B_2 b_3 + B_2 b_4 (A_3 z + A_4)^2 \right]^{\frac{1}{7}} dz; \quad (I.2.19)$$

$$B_3 = w_{I} \rho_8 g D_{11}; \quad B_4 = w_{II} \rho_8 g (D_2 - D_{12}).$$

В работе [158] рассмотрен следующий численный пример. Принимается:

$$T_I \doteq T_{II} \text{ (т. е. } a_1 = a_2, \Delta T_2 = 0);$$

$$\left. \begin{aligned} T_I = T_3 = a_4 - a_3; \\ A_2 = A_4 = a_3 z + \bar{T}; \end{aligned} \right\} a_1 = a_2 = \frac{T_3}{2},$$

а также  $D_2 = 29,5$  см;  $D_{1,2} = 168$  см;  $D_{1,1} = 15$  см;  $L = 3000$  м;  $\rho_8 = 1,52$  г/см<sup>3</sup>;  $\bar{T} = 14,5^\circ$  С; турбобур Т12М3-10"; диаметр ведущей трубы 12,7 см.

По данным А. Д. Гурджиняна [72] найдены коэффициенты:  $b_1 = 1513,9$ ;  $b_2 = -6,23$ ;  $b_3 = 279,654$ ;  $b_4 = 4,472$ ;  $b_5 = 0,0416$  \*;  $a_1 = 0,00231$ ;  $a_3 = 0,0084$ ;  $a_4 = 0,0111$  \*\*;  $A_1 = 0,00267$ .

Рассматриваются два случая движения жидкости: 1) структурный режим движения в бурильных трубах и в затрубном пространстве; 2) структурный режим движения в затрубном пространстве и турбулентный в бурильных трубах.

На рис. I.2.1, построенном по результатам приведенного выше расчета, представлены гидравлические потери в зависимости от глубины скважины с учетом и без учета температуры. Как видно из рисунка, гидравлические потери с учетом температуры меньше, чем расчетные, полученные без учета изменения температуры.

Известно, что во время спуско-подъемных операций при бурении скважины изменяется гидродинамическое давление на ее стенках. Влияние распределения температуры вдоль скважины на величину гидродинамического давления изучено в работе Ф. А. Шихалиева и М. А. Абдуллаева [225].

\* Коэффициенты  $b_1, b_2, b_3, b_4$  и  $b_5$  определены в работе А. Д. Гурджиняна [72] методом наименьших квадратов.

\*\* По данным Булларда, среднее значение  $a_4 = 0,0101$ , а согласно данным Френча  $a_4 = 0,0075$ .

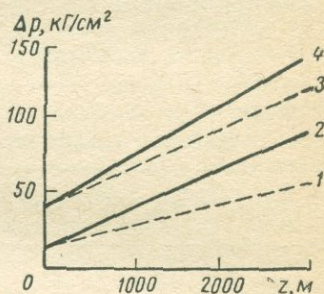


Рис. I.2.1. Гидравлические потери в бурящейся скважине в зависимости от глубины.

1, 3 — суммарные потери с учетом влияния температуры соответственно для случаев 1 и 2; 2, 4 — суммарные потери без учета влияния температуры соответственно для случаев 1 и 2.

Дифференциальное уравнение изменения давления в скважине имеет вид:

$$dp = A_5 \tau_0 dz + A_6 \eta dz, \quad (I.2.20)$$

где  $A_5$  и  $A_6$  — коэффициенты, которые могут быть определены по формулам, приведенным в работах [225, 236, 237, 171].

Ф. А. Шихалиевым и М. А. Абдуллаевым [225] получены эмпирические зависимости по данным реологических кривых растворов, приведенных в работах [72] и [96] (табл. I.2.1).

Для растворов 1, 3 и 4 (см. табл. I.2.1) эти эмпирические формулы имеют вид:

$$\tau_0 = \frac{b_6}{t^\circ} + b_7; \quad \eta = \frac{b_8}{t^\circ} + b_9 \quad (I.2.21)$$

и для раствора 2

$$\tau_0 = b_{10} (t^\circ)^2 + b_{11} t^\circ + b_{12}; \quad \eta = \frac{b_8}{t^\circ} + b_9. \quad (I.2.22)$$

Таблица I.2.1

Значения коэффициентов  $b_6 - b_{12}$  для различных растворов

Растворы	$b_6$	$b_7$	$b_8$	$b_9$	$b_{10}$	$b_{11}$	$b_{12}$
1	305	41,6	72	2,1	—	—	—
2	—	—	1514	-6,23	0,0416	-4,472	279,6
3	3696	8,9	2790	-9,42	—	—	—
4	2564	-11,65	1420	1,5	—	—	—

Связь между температурой  $t^\circ$  и глубиной  $z$  в уравнении (I.2.20) осуществляется заданием температурного распределения:

$$t^\circ = a_4 z + \bar{T}^\circ, \quad (I.2.23)$$

где  $\bar{T}^\circ$  — среднегодовая температура района (для Апшеронского полуострова  $\bar{T}^\circ = 14,5^\circ \text{C}$  [225]);  $a_4$  — коэффициент, зависящий от геотермического градиента данного района, диаметра труб, длительности спуско-подъемных операций, длительности и режима промывки. Например, для скв. 216 НПУ Карадагнефть  $a_4 = 0,0175^\circ \text{C/м}$ .

Подставляя выражение (I.2.23), а также (I.2.21) и (I.2.22) в формулу (I.2.20), можно получить для растворов 1, 3 и 4

$$p(z) = \frac{A_5 b_6 + A_6 b_8}{a_4} \ln \frac{a_4 z + \bar{T}}{\bar{T}} + (A_5 b_7 + A_6 b_9) z \quad (I.2.24)$$

и для раствора 2

$$p(z) = \frac{A_5 b_{10}}{3a_4} [(a_4 z + \bar{T})^3 - \bar{T}^3] + \frac{A_5 b_{10}}{2a_4} [(a_4 z + \bar{T})^2 - \bar{T}^2] + \frac{A_6 b_8}{a_4} \ln \frac{a_4 z + \bar{T}}{\bar{T}} + (A_5 b_{12} + A_6 b_9) z. \quad (I.2.25)$$

Расчеты по формулам (I.2.24) и (I.2.25) показали, что при учете изменения температуры получается меньшее изменение забойного давления при спуске и подъеме инструмента, чем это может быть получено при неизменной температуре, равной  $20^{\circ}\text{C}$ . Ошибки и сходных данных, несомненно, оказывают влияние на точность рассчитываемых величин.

Оценку влияния ошибок в исходных данных на гидравлические потери в циркуляционной системе скважины и на величину гидродинамического давления можно привести для следующего примера: глубина скважины 2000 м, диаметр 0,269 м; диаметр бурильных труб 0,141 м; плотность глинистого раствора  $\rho = 1,5 \text{ г/см}^3$ ,  $\eta = 20 \text{ сПз}$ ,  $\tau_0 = 37 \text{ мГ/см}^3$ ; расход промывочной жидкости равен 15 л/сек, скорость спуска труб 0,5 м/сек.

В данном примере величина расхода жидкости принята из условия сохранения структурного режима движения в бурильных трубах. Ошибки в исходных данных приняты в пределах ошибок измерения: расход определяется с точностью до 10%, диаметр скважины до 6%, плотность раствора до 1%, длина бурильных труб принята с точностью до 0,1%; при расчете скорости спуска труб возможна ошибка в 1%. Чтобы иметь представление о возможных значениях ошибок при определении  $\eta$  и  $\tau_0$ , применен следующий прием: для заданной плотности раствора построены кривые распределения  $\eta$  и  $\tau_0$  и найдены средние значения на основе выравнивания их по закону Гаусса.

Для плотности глинистого раствора  $1,5 \text{ г/см}^3$  может быть принято, что ошибка при определении  $\tau_0$  составляет 37%, а при определении  $\eta$  — до 24%. При этом погрешность вычисления гидравлических потерь в циркуляционной системе по формуле Б. И. Мительмана составляет 23%. Если в этом случае не учитывать местных сопротивлений, то погрешность при вычислении гидравлических потерь будет 35%.

При определении гидродинамического давления по приближенной формуле А. М. Пирвердяна и Н. А. Гукасова [171] погрешность составляет 48%.

### 1.3. Влияние температуры на работу обсадных труб

Обсадная колонна в процессе эксплуатации скважины может подвергаться воздействиям дополнительных усилий, связанных с изменением температуры. При подъеме жидкости или газа происходит нагрев обсадной колонны, и при этом возникают осевые сжимающие усилия. При нагнетании в пласт жидкости с относительно низкой температурой в обсадной колонне возникают осевые растягивающие усилия. В глубоких скважинах в общем напряжении, испытываемое колонной, значительную долю вносят температурные напряжения, учетом которых нельзя пренебрегать.

В работе Э. Г. Керимова и Н. И. Якубова [99] описано исследование термоупругих напряжений в вертикальной обсадной колонне.

Перемещения и напряжения здесь авторы считают не зависящими от координаты  $\Theta$  вследствие симметричности. По той же причине тангенциальные перемещения  $v$  и тангенциальные напряжения  $\tau_{\Theta z}$  и  $\tau_{\Theta r}$  равны нулю.

Термоупругие напряжения в обсадной колонне определяются из следующей системы дифференциальных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r^2} \right) \frac{2(1-\mu_*)}{1-2\mu_*} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} &= 0; \\ \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{1}{1-2\mu_*} \left[ \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{u}{r} \right) \right] &= \\ &= \frac{2(1+\mu_*)}{1-2\mu_*} \alpha_* \frac{d}{dz} T(z); \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.3.1})$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{rr} &= \frac{E}{1+\mu_*} \left[ \frac{\mu_*}{1-2\mu_*} \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} \right) + \frac{\partial u}{\partial r} \right] - \frac{\alpha_* E}{1-2\mu_*} T(z); \\ \sigma_{\theta\theta} &= \frac{E}{1+\mu_*} \left[ \frac{\mu_*}{1+2\mu_*} \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} \right) + \frac{u}{r} \right] - \frac{\alpha_* E}{1-2\mu_*} T(z); \\ \sigma_{zz} &= \frac{E}{1+\mu_*} \left( \frac{\mu_*}{1-2\mu_*} \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} \right) \right) - \frac{\alpha_* E}{1-2\mu_*} T(z); \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.3.2})$$

$$\tau_{rz} = \frac{E}{2(1+\mu_*)} \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \right)$$

при условиях:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{rr}(r_1, z) = \sigma_{rr}(r_2, z) &= 0; \\ \tau_{rz}(r_1, z) = \tau_{rz}(r_2, z) &= 0; \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.3.3})$$

$$\varepsilon = \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (\text{I.3.4})$$

где  $r_1$  и  $r_2$  — соответственно внутренний и внешний радиусы колонны.

Распределение температуры  $T(z)$  вдоль обсадной колонны принято

$$T(z) = a_1 z^2 + a_2 z + a_3. \quad (\text{I.3.5})$$

Зависимость (I.3.5) выражает стационарное распределение температуры вдоль обсадной колонны с учетом теплообмена восходящего потока нагретой жидкости в окружающие породы.

Распределение температуры в породах соответствует геотермическому градиенту:

$$T_1(z) = a_4 z^2 + a_5 z + a_6.$$

Коэффициенты  $a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6$  задаются численно.

Общее решение задачи находят в виде:

$$\left. \begin{aligned} u &= u_1 + u_2; \\ w &= w_1 + w_2; \\ \sigma_{rr} &= \bar{\sigma}_{rr} + \bar{\bar{\sigma}}_{rr} = \sigma_{rr_1} + \sigma_{rr_2} + \bar{\bar{\sigma}}_{rr}; \\ \sigma_{\theta\theta} &= \bar{\sigma}_{\theta\theta} + \bar{\bar{\sigma}}_{\theta\theta} = \sigma_{\theta\theta_1} + \sigma_{\theta\theta_2} + \bar{\bar{\sigma}}_{\theta\theta}; \\ \sigma_{zz} &= \bar{\sigma}_{zz} + \bar{\bar{\sigma}}_{zz} = \sigma_{zz_1} + \sigma_{zz_2} + \bar{\bar{\sigma}}_{zz}; \\ \tau_{rz} &= \tau_{rz_1} + \tau_{rz_2}. \end{aligned} \right\} \quad (I.3.6)$$

Общее решение при  $T(z) = 0$  будет:

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= -\frac{1+\mu_*}{E} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r \partial z}; \\ w_1 &= \frac{1+\mu_*}{E} \left[ 2(1-\mu_*) \Delta \varphi - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right]; \\ \sigma_{rr_1} &= \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu_* \Delta \varphi - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} \right); \\ \sigma_{\theta\theta_1} &= \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu_* \Delta \varphi - \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right); \\ \sigma_{zz_1} &= \frac{\partial}{\partial z} \left[ (2-\mu_*) \Delta \varphi - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right]; \\ \tau_{rz_1} &= \frac{\partial}{\partial r} \left[ (1-\mu_*) \Delta \varphi - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right], \end{aligned} \right\} \quad (I.3.7)$$

где  $\varphi(r, z)$  — функция Эри, удовлетворяющая бигармоническому уравнению

$$\Delta \Delta \varphi = 0.$$

Частное решение систем (I.3.1) — (I.3.2) будет:

$$\left. \begin{aligned} w_2 &= 0; \\ u_2 &= \alpha_* r (1 + \mu_*) T(z) + \frac{m}{8} r^3; \\ m &= -\frac{a_1 \alpha_* (1 + \mu_*)}{1 - \mu_*} (1 - 2\mu_*); \\ \sigma_{rr_2} &= -\frac{a_1 E \alpha_* r^2}{8(1 - \mu_*)} (3 - 2\mu_*); \\ \sigma_{\theta\theta_2} &= -\frac{a_1 E \alpha_* r^2}{8(1 - \mu_*)} (1 + 2\mu_*); \\ \sigma_{zz_2} &= -\frac{a_1 E \alpha_* r^2}{2(1 - \mu_*)} \mu_* - \alpha_* E T(z); \\ \tau_{rz_2} &= \frac{\alpha_* E r}{2} \frac{d}{dz} T(z). \end{aligned} \right\} \quad (I.3.8)$$

Функция  $\varphi(r, z)$  имеет вид многочлена:

$$\begin{aligned} \varphi(r, z) &= a_7 (2z^3 - 3r^2 z) + a_8 (r^2 z + z^3) + a_9 (8z^4 - 24r^2 z^2 + 3r^4) + \\ &+ a_{10} (2z^4 + r^2 z^2 - r^4) + a_{11} (8z^5 - 40r^2 z^3 + 15r^4 z) + a_{12} (2z^5 - r^2 z^3 - 3r^4 z). \end{aligned} \quad (I.3.9)$$

Неизвестные постоянные  $a_7, a_8, a_9, a_{10}, a_{11}, a_{12}$  уравнения (I.3.9) определяются подстановкой (I.3.9) в (I.3.6) и удовлетворением условий (I.3.3). Таким образом, получается:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{rr} &= \frac{a_1 E \alpha_* \mu_*}{4(1-\mu_*^2)} \left[ \frac{r_1^2 + r_2^2}{2} - r^2 \right] + \bar{\sigma}_{rr}; \\ \sigma_{\theta\theta} &= \frac{a_1 E \alpha_* \mu_*}{4(1-\mu_*^2)} \left[ \frac{r_1^2 + r_2^2}{2} - 3r^2 \right] + \bar{\sigma}_{\theta\theta}; \\ \sigma_{zz} &= -\frac{a_1 E \alpha_*}{4(1-\mu_*^2)} [\mu_* (r_1^2 + r_2^2) + 4r^2] + \\ &\quad + 10(1 + \mu_*) a_8 - \alpha_* E a_3 + \bar{\sigma}_{zz}. \\ \tau_{zr} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (I.3.10)$$

где коэффициент  $a_8$  подлежит дальнейшему определению.

Как видно, условия  $\bar{\sigma}_{rr} = 0$ ;  $\bar{\sigma}_{\theta\theta} = 0$ ;  $\bar{\sigma}_{zz} = 0$  не будут удовлетворять граничным условиям (I.3.3). Выражения для функций  $\bar{\sigma}_{rr} \neq 0$ ,  $\bar{\sigma}_{\theta\theta} \neq 0$  определяются по формулам Ляме:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\sigma}_{rr} &= \frac{a_1 E \alpha_* \mu_*}{8(1-\mu_*^2)} \left[ r_1^2 + r_2^2 - \frac{2r_1^2 r_2^2}{r^2} \right]; \\ \bar{\sigma}_{\theta\theta} &= \frac{a_1 E \alpha_* \mu_*}{8(1-\mu_*^2)} \left[ r_1^2 + r_2^2 + \frac{2r_1^2 r_2^2}{r^2} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (I.3.11)$$

Принимая во внимание, что [142]  $\bar{\sigma}_{zz} = \mu_* (\bar{\sigma}_{rr} + \bar{\sigma}_{\theta\theta})$ , получаем

$$\bar{\sigma}_{zz} = \frac{a_1 E \alpha_* \mu_*}{4(1-\mu_*^2)} (r_1^2 + r_2^2). \quad (I.3.12)$$

Таким образом, выражения для нормальных напряжений в обсадной колонне определяются согласно формулам

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{rr} &= \frac{a_1 E \alpha_* \mu_*}{4(1-\mu_*^2)} \left[ (r_1^2 + r_2^2) - \frac{r^4 + r_1^2 r_2^2}{r^2} \right]; \\ \sigma_{\theta\theta} &= \frac{a_1 E \alpha_* \mu_*}{4(1-\mu_*^2)} \left[ (r_1^2 + r_2^2) + \frac{(r_1^2 r_2^2 - 3r^4)}{r^2} \right]; \\ \sigma_{zz} &= -\frac{a_1 E \alpha_* \mu_*}{4(1+\mu_*^2)} (r_1^2 + r_2^2) + 10(1 + \mu_*) a_8 - \\ &\quad - \alpha_* E a_3 - \frac{a_1 E \alpha_*}{(1-\mu_*^2)} r^2. \end{aligned} \right\} \quad (I.3.13)$$

Неизвестный коэффициент  $a_8$ , входящий в систему (I.3.13), определяется по принципу Сен-Венана из выражения

$$\frac{2\pi}{\pi(r_2^2 - r_1^2)} \int_{r_1}^{r_2} \sigma_{zz} r dr = - \frac{\alpha_* E}{l} \int_0^l T(z) dz.$$

Тогда

$$a_8 = \frac{a_1 E \alpha_* (r_2^2 + r_1^2)}{40(1 + \mu_*^2)} \left( \mu_* + \frac{2}{1 - \mu_*} \right) + \frac{\alpha_* E a_3}{10(1 + \mu_*)} - \frac{\alpha_* E (2a_1 l^2 + 3a_2 l + 6a_3)}{60(1 + \mu_*)};$$

$$\sigma_{zz} = \frac{a_1 E \alpha_*}{(1 - \mu_*^2)} \left[ \frac{r_2^2 + r_1^2}{2} - r^2 \right] - \frac{\alpha_* E (2a_1 l^2 + 3a_2 l + 6a_3)}{6}. \quad (I.3.14)$$

Ниже приводится пример, заимствованный из работы [99].

Расчет произведен для обсадной колонны диаметром 219 мм, внешним радиусом  $r_1 = 0,1095$  м, внутренним радиусом  $r_2 = 0,0985$  м;  $E = 2 \cdot 10^7$  н/см<sup>2</sup>;  $\alpha_* = 12,3 \cdot 10^{-6}$  1/°С. При этом

$$a_1 = 0,00375 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{С/м}^2; \quad a_2 = 0,017 \text{ } ^\circ\text{С/м}^2;$$

$$a_3 = [(T^* - a_6) - 0,00375l] \text{ } ^\circ\text{С}.$$

Первое слагаемое в формуле (I.3.14) при  $r = 0,1$  м равно  $8,785 \times 10^{-7}$  н/мм<sup>2</sup>;  $\sigma_{rr}$  и  $\sigma_{\theta\theta}$  из (I.3.13) равны соответственно  $0,465 \times 10^{-8}$  н/мм<sup>2</sup> и  $2,5885 \cdot 10^{-7}$  н/мм<sup>2</sup>. Поскольку эти величины достаточно малы по сравнению со вторым слагаемым  $\sigma_{zz}$ , в расчетах ими можно пренебречь.

Имея в виду изложенные условия, получим следующие термоупругие напряжения для различных глубин, рассчитанные с учетом только второго слагаемого:

$l, \text{ м}$	10000	9000	8000	7000	6000	5000	4000	3000	2000	1000
$\sigma_{zz}, \text{ н/мм}^2$	143,4	134,8	124,4	115,5	100,5	86,8	69,4	55,7	38,6	19,0

#### 1.4. Термический разрыв пласта в процессе бурения скважин

Промывочная жидкость на поверхности имеет при закачке более низкую температуру по сравнению с температурой стенок скважины. В процессе промывки скважины нисходящий поток раствора в трубах нагревается за счет теплообмена с восходящим затрубным потоком. При работе инструмента на забое температура породы в непосредственной близости от долота более высокая по сравнению с геотермической температурой (зона Э, рис. I.4.1). В то же время более низкая по сравнению с породой температура восходящего потока приводит к охлаждению глубоко залегающих пород. Однако на выходе из скважины температура глинистого раствора выше температуры породы на поверхности. В связи с этим становится очевидным, что на какой-то определенной глубине температура восходящего потока глинистого раствора равна естественной температуре  $T_0$  окружающих пород — это так называемая точка теплового равновесия.

В зависимости от скорости и продолжительности промывки и от глубины забоя разность температур раствора и окружающих

пород может составлять десятки градусов. При бурении одной из глубоких скважин (6548 м) в Калифорнии кроме замеров температуры, проведенных при каротаже, на глубине 5760,7 м в специальной камере в бурильные трубы был спущен максимальный термометр фирмы Макдональд — Кельтнер. Перед его спуском раствор в скважине в связи с каротажем находился в покое в течение 50 ч, температура на этой глубине была 161° С. Далее в течение 6 ч скважину промывали, после чего термометр подняли. Диаграмма записи в термометре показала, что температура после 3 ч промывки была 141° С, а после 6 ч — 125° С [221].

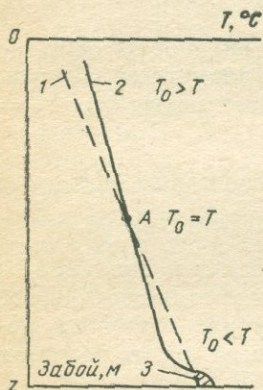


Рис. 1.4.1. Схема изменения геотермограммы в процессе бурения и промывки скважины.

1 — распределение температуры в простаивающей скважине; 2 — распределение температуры в процессе бурения; 3 — зона повышенной температуры, возникающая в процессе работы долота на забое скважины.

На больших глубинах общая напряженность породы может быть близка к пределу пропорциональности на кривой «деформация — напряжение». Но не только абсолютное значение напряжения определяет состояние разбурываемой зоны пласта. Очень важным в этом смысле является характер изменения напряжения при нарушении теплового и гидродинамического равновесия в недрах. Вследствие небольшой теплопроводности пород локальные изменения температуры породы могут создать очаги перенапряженных зон и повлечь разрушение скелета пород, слагающих пласт.

Одним из авторов исследования было высказано предположение о возможности нарушения устойчивости стенок бурящейся скважины в зоне охлаждения (см. рис. 1.4.1). Стенки бурящейся скважины испытывают изменения, напоминающие процесс деформации поверхности Земли согласно контракционной теории складкообразо-

Другим примером может служить скв. 1-ЕЕ глубиной 7724 м (Юниверсити, Западный Техас, США). Во время циркуляции промывочной жидкости перед цементированием обсадной колонны температура на забое была 149° С, в то время как статическая температура на забое составляла 193° С [238].

В табл. 1.4.1 приведены данные промысловых исследований скважины на побережье Мексиканского залива [187]. Как видно из таблицы, охлаждение, вызванное циркуляцией раствора, при цементировании под давлением меньше, так как этот процесс происходит при меньших скоростях.

Таким образом, в процессе проходки скважины температура пород, прилегающих к стенкам скважины, может изменяться.

На больших глубинах напряженность горных пород достигает сравнительно высоких значений: здесь существенную роль играет увеличение с глубиной внешних и температурных нагрузок пористой среды.

Изменение температуры раствора  
при цементировании скважины

Глубина скважины, м	Температура, °С		
	статическая на забое	при обычном цементировании обсадной колонны	при цементировании под давлением
3000	110	62	85
3600	127	78	100
4200	143	97	117
4800	160	120	133
5400	177	149	—

вания. Эта теория заключается в следующем. Внутренние слои Земли охлаждаются более интенсивно, чем наружные, так как они нагреты сильнее наружных. Поэтому внутренние слои сокращаются в большей степени. Наружные слои, приспособляясь к внутренним, собираются в складки. Л. С. Лейбензоном [126] получено соотношение, при выполнении которого, согласно контракционной теории, возможно складкообразование на земной поверхности. В работе [181] при помощи решения Л. С. Лейбензона ориентировочно оценены термоупругие напряжения, возникающие на стенках бурящейся скважины. На основании численных расчетов установлено, что термоупругие напряжения, возникающие из-за нарушения теплового равновесия пласта у стенок скважины, могут дойти до значений, превышающих предел прочности на сжатие горных пород, в частности глинистых сланцев [228].

Охлаждение стенок бурящейся скважины глинистым раствором и связанная с этим неустойчивость горных пород могут привести к осложнению процесса бурения: в ряде случаев наблюдаются сужение ствола скважины, осыпи, обвалы и т. п. Осыпание стенок скважины может происходить даже в скважинах, разрез которых сложен сравнительно устойчивыми породами. В литературе имеются примеры [6, 8] осыпания на глубинах приблизительно 3,5 тыс. м стенок бурящихся скважин, разрез которых представлен сравнительно устойчивыми фораминиферовыми слоями (площадь Ачи-Су объединения Дагнефт). Осыпание продолжалось даже при повышении плотности глинистого раствора с 1,5—1,6 до 1,82 г/см<sup>3</sup>. В скв. 140 этого же месторождения наряду с затяжкой колонны из-за обвалов наблюдалось поглощение глинистого раствора.

В пласте в процессе бурения и крепления скважины может произойти гидравлический разрыв [157, 181]. Изменение термоупругих напряжений может способствовать гидравлическому разрыву пласта в процессе проходки скважины.

При решении нестационарных задач определения термоупругих напряжений обычно применяется квазистационарная модель: перераспределение температуры  $T(x, y, z, t)$  предполагается более медленным процессом по сравнению с изменением термонапряженности тела. В этом случае для описания нестационарных термоупругих процессов в пласте можно сочетать уравнения нестационарного температурного поля с дифференциальными уравнениями стационарного термонапряженного состояния тела. Квазистационарная модель для расчета температурных напряжений была использована Дюамелем и в настоящее время широко применяется для решения нестационарных задач термоупругости.

Горные породы обычно испытывают механическую и температурную нагрузки одновременно. В этом смысле напряженное состояние пласта следует изучать в комплексе. В общем виде эта задача сложная. Но в практических случаях решение комплексной задачи можно рассматривать как наложение решений, соответствующих механической и температурной нагруженности породы. Общее напряжение, испытываемое горными породами, в этих случаях складывается из напряжений, возникших под действием температуры при отсутствии влияния механической нагрузки, и напряжений, вызванных внешними нагрузками при неизменности температурных напряжений породы пласта [41].

Для оценки величины термоупругих напряжений, как одного из факторов, снижающих давление гидравлического разрыва пласта, Я. М. Расизаде [182] предложил решение следующей задачи. В некоторый момент процесса бурения скважины в термически однородном пласте имеются две зоны теплового поля: возмущенная — в интервале  $r_0 \leq r_1 \leq R$  и невозмущенная — в интервале  $R \leq r_2 \leq R_2$ . Как известно, радиус зоны теплового влияния  $R$  изменяется в зависимости от интенсивности и продолжительности промывки, а также разности температур пласта и промывочной жидкости. Величину  $R$  можно определить из квазистационарного решения уравнений теплопроводности, например для случая радиального распределения тепла при задании на скважине теплового источника постоянной мощности.

Г. А. Черемецкий [217] приводит теоретические кривые зависимости радиуса зоны теплового влияния  $R$  от разности температур пласта и скважины, температуропроводности горных пород и времени охлаждения и сопоставляет их с экспериментальными кривыми, полученными при искусственном замораживании горных пород на опытном участке. Наблюдения за изменением температуры пласта проводились в течение 50 и 147 суток в скважинах диаметром 0,114 м, глубиной 6 и 19 м, расположенных по радиусу от центра одной из замораживающих скважин. В замораживающих скважинах использовался рассол температурой, равной в среднем  $-26^\circ\text{C}$ . Экспериментальные и теоретические кривые совпадают с удовлетворительной точностью. Таким образом, пользуясь квазистационарным решением уравнения теплопроводности (см., например, работу [214]),

можно принять

$$R = r_0 + 2\sqrt{\chi_5 t}. \quad (I.4.1)$$

Кривля и подошва пласта принимаются идеально жесткими, т. е. рассматривается осесимметричное плосконапряженное состояние.

Общие выражения напряжений для первой зоны выводятся из условия равновесия путем использования основных уравнений термупругости и имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{rr}^I &= -\frac{E\alpha_*}{1-\mu_*} \frac{1}{r_1^2} \int_{r_0}^{r_1} Tr dr + C_1 + \frac{C_2}{r_1^2}; \\ \sigma_{\theta\theta}^I &= \frac{E\alpha_*}{1-\mu_*} \left( \frac{1}{r_1^2} \int_{r_0}^{r_1} Tr dr - T \right) + C_1 - \frac{C_2}{r_1^2}; \\ \sigma_{zz}^I &= C_3 - \frac{E\alpha_*}{1-\mu_*} T. \end{aligned} \right\} \quad (I.4.2)$$

Для второй зоны выражения (I.4.2) примут следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{rr}^{II} &= C_4 + \frac{C_5}{r_2^2}; \\ \sigma_{\theta\theta}^{II} &= C_4 - \frac{C_5}{r_2^2}; \\ \sigma_{zz}^{II} &= P_0 = \text{const.} \end{aligned} \right\} \quad (I.4.3)$$

Для первой зоны граничные условия имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \text{при } r_1 = r_0 \quad \sigma_{rr}^I &= \sigma_0; \\ \text{при } r_1 = R(t) \quad \sigma_{rr}^I &= \sigma_1 \quad \text{и} \quad \sigma_{zz} = P_0. \end{aligned} \right\} \quad (I.4.4)$$

Пользуясь условиями (I.4.4), из выражения (I.4.2) определяют постоянные интегрирования  $C_1$ ,  $C_2$  и  $C_3$ :

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= \frac{E\alpha_*}{1-\mu_*} \frac{1}{R^2 - r_0^2} \int_{r_0}^R Tr dr + \frac{\sigma_1 R^2 - \sigma_0 r_0^2}{R^2 - r_0^2}; \\ C_2 &= -\frac{E\alpha_*}{1-\mu_*} \frac{r_0^2}{R^2 - r_0^2} \int_{r_0}^R Tr dr + (\sigma_0 - \sigma_1) \frac{R^2 r_0^2}{R^2 - r_0^2}; \\ C_3 &= P_0, \end{aligned} \right\} \quad (I.4.5)$$

где  $R$  — радиус поля теплового влияния.

Подстановка выражения (I.4.5) в (I.4.2) дает:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{rr}^I &= -\frac{E\alpha_*}{1-\mu_*} \frac{1}{r_1^2} \left( \int_{r_0}^{r_1} Tr dr - \frac{r_1^2 - r_0^2}{R^2 - r_0^2} \int_{r_0}^R Tr dr \right) + \\ &+ \sigma_0 \frac{R^2 - r_1^2}{R^2 - r_0^2} \frac{r_0^2}{r_1^2} + \sigma_1 \frac{r_1^2 - r_0^2}{R^2 - r_0^2} \frac{R^2}{r_1^2}; \end{aligned} \right\} \quad (I.4.6)$$

$$\sigma_{\Theta\Theta}^I = \frac{E\alpha_*}{1-\mu_*} \frac{1}{r_1^2} \left( \int_{r_0}^{r_1} Tr dr + \frac{r_1^2+r_0^2}{R^2-r_0^2} \int_{r_0}^R Tr dr - Tr_1^2 \right) - \sigma_0 \frac{r_1^2+R^2}{R^2-r_0^2} \frac{r_0^2}{r_1^2} + \sigma_1 \frac{r_1^2+r_0^2}{R^2-r_0^2} \frac{R^2}{r_1^2}; \quad (I.4.7)$$

$$\sigma_{22}^I = P_0 - \frac{E\alpha_*}{1-\mu_*} T. \quad (I.4.8)$$

Постоянные интегрирования  $C_4$  и  $C_5$  определяются из выражений (I.4.3) при использовании следующих граничных условий:

$$\text{при } r_2 = R \quad \sigma_{rr}^{II} = \sigma_1;$$

$$\text{при } r_2 = R_2 \quad \sigma_{rr}^{II} = \sigma_2.$$

Таким образом,

$$C_4 = \sigma_2 \frac{R_2^3}{R_2^2 - R^2} - \sigma_1 \frac{R_2^3}{R_2^2 - R^2}; \quad (I.4.9)$$

$$C_5 = \sigma_1 \frac{R_2^3 R^2}{R_2^2 - R^2} - \sigma_2 \frac{R_2^3 R^2}{R_2^2 - R^2}. \quad (I.4.10)$$

Подставив (I.4.9) и (I.4.10) в (I.4.3), получим:

$$\sigma_{rr}^{II} = \sigma_2 \frac{r_2^3 - R^2}{R_2^2 - R^2} \frac{R_2^3}{r_2^2} + \sigma_1 \frac{R_2^3 - r_2^3}{R_2^2 - R^2} \frac{R^2}{r_2^2}; \quad (I.4.11)$$

$$\sigma_{\Theta\Theta}^{II} = \sigma_2 \frac{r_2^3 + R^2}{R_2^2 - R^2} \frac{R_2^3}{r_2^2} - \sigma_1 \frac{r_2^3 + R_2^3}{R_2^2 - R^2} \frac{R^2}{r_2^2}. \quad (I.4.12)$$

Напряжение  $\sigma_1$  определяется из условия равенства смещений при  $r_1 = r_2 = R$ , которое, в частности, приводит к равенству

$$\sigma_{\Theta\Theta}^I|_{r_1=R} = \sigma_{\Theta\Theta}^{II}|_{r_2=R}.$$

Таким образом,

$$\sigma_1 = -\frac{E\alpha_*}{1-\mu_*} \frac{R_2^3 - R^2}{R_2^2 - r_0^2} \frac{1}{R^2} \int_{r_0}^R Tr dr + \sigma_0 \frac{R_2^3 - R^2}{R_2^2 - r_0^2} \frac{r_0^2}{R^2} + \sigma_2 \frac{R^2 - r_0^2}{R_2^2 - r_0^2} \frac{R_2}{R^2}. \quad (I.4.13)$$

Подстановкой (I.4.14) в (I.4.6) и (I.4.7) можно получить:

$$\sigma_{rr}^I = -\frac{E\alpha_*}{1-\mu_*} \frac{1}{r_1^2} \left( \int_{r_0}^{r_1} Tr dr - \frac{r_1^2 - r_0^2}{R_2^2 - r_0^2} \int_{r_0}^R Tr dr + \right. \\ \left. + \sigma_0 \frac{R_2^3 - r_1^3}{R_2^2 - r_0^2} \frac{r_0^2}{r_1^2} + \sigma_2 \frac{r_1^3 - r_0^3}{R_2^2 - r_0^2} \frac{R_2^3}{r_1^2} \right); \quad (I.4.14)$$

$$\sigma_{\Theta\Theta}^I = \frac{E\alpha_*}{1-\mu_*} \frac{1}{r_1^2} \left( \int_{r_0}^{r_1} Tr dr + \frac{r_1^2 + r_0^2}{R_2^2 - r_0^2} \int_{r_0}^R Tr dr - Tr_1^2 - \right. \\ \left. - \sigma_0 \frac{R_2^3 + r_1^3}{R_2^2 - r_0^2} \frac{r_0^2}{r_1^2} + \sigma_2 \frac{r_1^3 + r_0^3}{R_2^2 - r_0^2} \frac{R_2^3}{r_1^2} \right). \quad (I.4.15)$$

Обычно

$$R_2 \gg \max \{r_0, R\}. \quad (I.4.16)$$

Поэтому величинами отношений  $\frac{r_1^2}{R_2^2}$  и  $\frac{r_0^2}{R_2^2}$  можно пренебречь. Из (I.4.14) и (I.4.15) получаем:

$$\sigma_{rr}^I = \sigma_2 - (\sigma_2 - \sigma_0) \left(\frac{r_0}{r_1}\right)^2 - \frac{E\alpha_*}{1-\mu_*} \frac{1}{r_1^2} \int_{r_0}^{r_1} T r dr; \quad (I.4.17)$$

$$\sigma_{\theta\theta}^I = \sigma_2 + (\sigma_2 - \sigma_0) \left(\frac{r_0}{r_1}\right)^2 - \frac{E\alpha_*}{1-\mu_*} \frac{1}{r_1^2} \left( \int_{r_0}^{r_1} T r dr - T r_1^2 \right). \quad (I.4.18)$$

Если учесть, что в условиях пласта  $\sigma_{rr}^I$ ,  $\sigma_{\theta\theta}^I$ ,  $\sigma_{zz}^I$  — сжимающие напряжения, а также что  $\sigma_2 = P_2$ ;  $\sigma_0 = p_0$ , то из (I.4.17), (I.4.18) и (I.4.8) окончательно можно получить:

$$\sigma_{rr}^I = P_2 + (P_2 - p_0) \left(\frac{r_0}{r_1}\right)^2 + \frac{E\alpha_*}{1-\mu_*} \frac{1}{r_1^2} \int_{r_0}^{r_1} T r dr, \quad (I.4.19)$$

где  $P_2$  — противодействие в скважине;

$$\sigma_{\theta\theta}^I = -P_2 - (P_2 - p_0) \left(\frac{r_0}{r_1}\right)^2 - \frac{E\alpha_*}{1-\mu_*} \frac{1}{r_1^2} \left( \int_{r_0}^{r_1} T r dr - T r_1^2 \right); \quad (I.4.20)$$

$$\sigma_{zz}^I = -P_0 + \frac{E\alpha_*}{1-\mu_*} T. \quad (I.4.21)$$

Как известно, в ходе образования в пласте трещин основную роль играют нормальные напряжения  $\sigma_{\theta\theta}$  и  $\sigma_{zz}$ . Из выражений (I.4.20) и (I.4.21) видно, что нарушение теплового режима пласта в ходе бурения скважины изменяет кольцевое и вертикальное напряжения (горное давление) соответственно на величину

$$\frac{E\alpha_*}{1-\mu_*} \frac{1}{r_1^2} \left( \int_{r_0}^{r_1} T r dr - T r_1^2 \right) \text{ и } \frac{E\alpha_*}{1-\mu_*} T.$$

В выражениях (I.4.19) и (I.4.21)  $T$  есть квазистационарное решение уравнений теплопроводности, т. е.

$$T = T(r, t) - T_4 = \frac{T_3 - T_4}{\ln \frac{r_0}{R}} \ln \frac{r_1}{R}, \quad (I.4.22)$$

причем  $R$  определяется по формуле (I.4.1). Графическое изображение (I.4.22) приведено на рис. I.4.2.

По формулам (I.4.20)—(I.4.21) вычислены температурные напряжения для следующих значений переменных: глубина залегания рассматриваемого пласта 3000 м, вертикальное горное давление  $P_0 = \rho_3 g \frac{H}{10} = 750 \text{ кг/см}^2$ . Коэффициент бокового давления принимается равным 0,5. При этом  $P_2 = 0,5 P_0 = 375 \text{ кг/см}^2$ . Гидростатическое давление на рассматриваемой глубине  $p_0 = \rho_8 \times g \frac{H}{10} = 1,2 \frac{3000}{10} = 360 \text{ кг/см}^2$ .

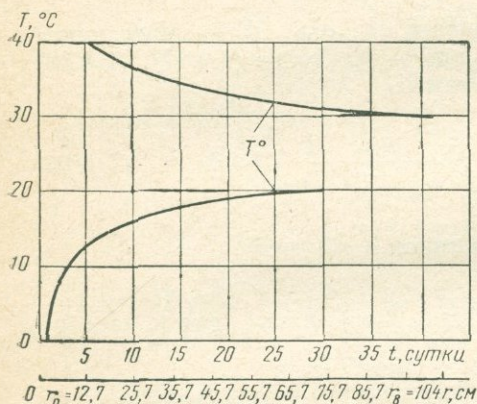


Рис. I.4.2. Изменение температуры пласта по радиусу и во времени.

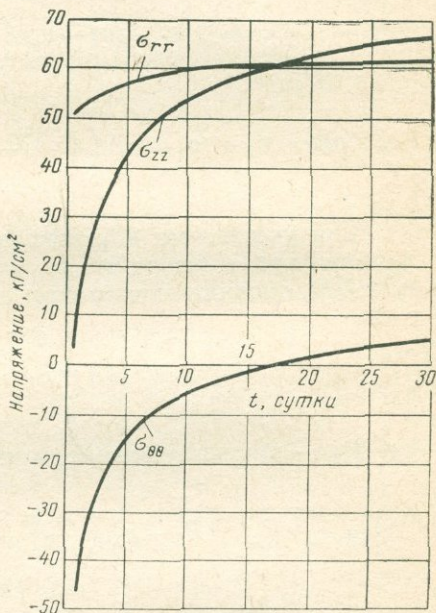


Рис. I.4.3. Изменение во времени температурных напряжений в пласте в радиусе  $r = 62,7 \text{ см}$ .

Значения коэффициента Пуассона  $\mu_* = 0,2$ , температуропроводности  $\kappa_5 = 29 \text{ см}^2/\text{ч}$ , модуля упругости  $E = 3 \cdot 10^2 \text{ кг/см}^2$ , коэффициента теплового расширения  $\alpha_* = 9 \cdot 10^{-6} 1/^\circ \text{C}$  взяты из работы [249].

Радиус скважины  $r_0 = 12,7 \text{ см}$ ; разность температур в скважине и пласте  $T_3 - T_4 = 40^\circ \text{C}$ .

В случае изучения поля напряжений в зависимости от  $r_1$  время воздействия принято равным  $t = 3$  суткам. При этом по формуле (I.4.1)  $R \approx 104 \text{ см}$ , т. е.  $12,7 \text{ см} \leq r_1 \leq 104 \text{ см}$ . При изучении же зависимости напряжений от времени  $t$  величина  $r_1$  принимается равной  $62,7 \text{ см}$ . Последнее соответствует времени воздействия 0,9 суток. Это означает, что в данном случае  $0,9 \text{ суток} \leq t \leq 30 \text{ суток}$ .

Расчеты показывают (рис. I.4.3 и I.4.4), что температурные напряжения на стенках бурящейся скважины могут быть значитель-

ными. Эффект снижения давления гидроразрыва вследствие температурных напряжений наиболее существен в условиях бурения сверхглубоких скважин.

Изложенная выше задача позже была рассмотрена в работе [8]. Этому вопросу посвящены также работы [45, 27] и др.

В процессе проходки скважины забой часто подвергается периодическому охлаждению. В этой связи представляет интерес влияние периодического процесса нагревания — охлаждения на прочностные характеристики породы. Процесс периодического нагрева пород особенно интересен тем, что сравнительно небольшое число циклов «нагрев — охлаждение» резко влияет на снижение прочностных

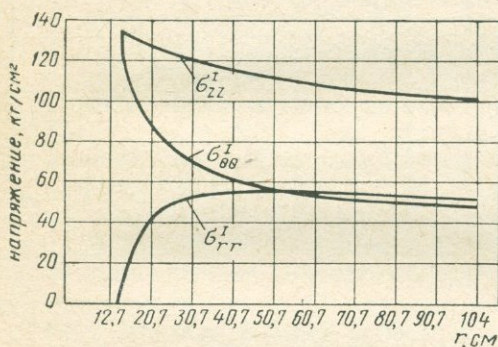


Рис. 1.4.4. Изменение температурных напряжений вдоль пласта в момент времени  $t = 3$  суток.

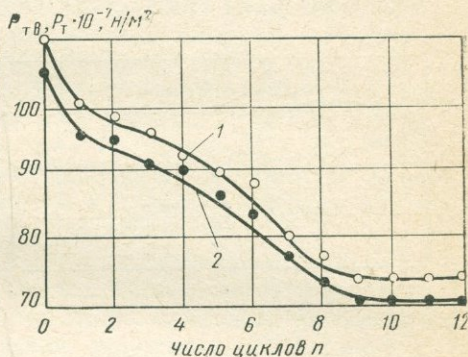


Рис. 1.4.5. Изменения твердости  $P_{ТВ}$  и предела текучести  $P_T$  мрамора в зависимости от числа циклов «нагрев — охлаждение»  $n$ :  
1 —  $P_{ТВ}$ ; 2 —  $P_T$ .

характеристик пористой среды вследствие появления термической усталости материала.

В лаборатории разрушения горных пород АзНИИбурнефть было исследовано влияние периодического нагрева на механические характеристики горных пород [207]. Исследованию подвергались цилиндрические образцы твердо-хрупких пород (мрамор и две разновидности песчаника), а также пластичных пород (глины).

Образец породы помещался в термостат, температура которого в течение 1 ч поднималась до  $150^\circ \text{C}$ , а затем поддерживалась на этом уровне в течение последующего часа. За время нагрева температура поверхности образца во всех случаях достигала  $110\text{--}115^\circ \text{C}$ . Затем нагретый образец подвергался охлаждению до  $10\text{--}15^\circ \text{C}$ : мрамор и песчаник охлаждались в воде, а гидрофильные глинистые породы охлаждались на воздухе. Длительность «холодной» фазы цикла была 30 мин. При необходимости цикл «нагрев — охлаждение» с перепадом температуры в  $100^\circ \text{C}$  и периодом колебания температуры, равным 2,5 ч, повторялся нужное число раз. Механические характеристики образцов испытываемых пород определялись по методике

Л. А. Шрейнера. Образцы испытывались как до термического нагружения (см. табл. I.4.1), так и после определенного числа термочиклов. Испытания проводились при атмосферном давлении. Результаты испытаний представлены на рис. I.4.5, I.4.6 и I.4.7. Для условий изложенного эксперимента пределы твердости и текучести мрамора после 8-го цикла снижаются примерно на 30% и при дальнейшем циклическом термонагружении остаются без изменения (см. рис. I.4.5). В плотном песчанике стабилизация значения предела текучести  $P_T$  наступает после 3-го цикла (см.

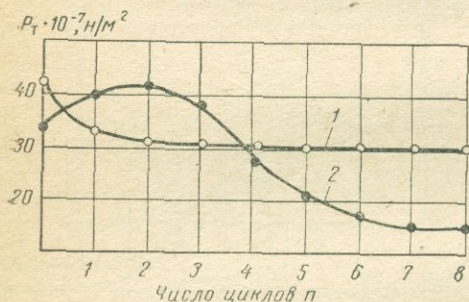


Рис. I.4.6. Изменение предела текучести песчаника в зависимости от числа циклов «нагрев — охлаждение».

1 — плотный песчаник; 2 — пористый песчаник.

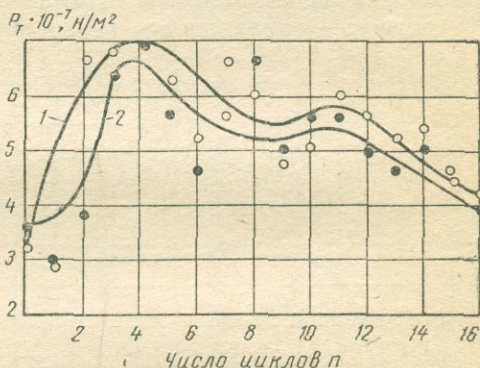


Рис. I.4.7. Изменение предела текучести глины в зависимости от числа циклов «нагрев — охлаждение».

1 — серая глина; 2 — черная глина.

рис. I.4.6). Случаи снижения  $P_T$  в результате циклического термонагружения составляют 30%. Предел текучести пористого песчаника сначала возрастает и достигает максимума во 2-м цикле (см. рис. I.4.6). Для серой и черной глин максимум предела текучести наступает на 4-м цикле (см. рис. I.4.7), затем при дальнейшем увеличении числа циклов происходит снижение  $P_T$  (рис. I.4.7).

Влияние больших градиентов температуры, приводящих к возникновению значительных напряжений, наблюдается и изучается также при термобурении [230, 94, 47]. При этом процессом основным условием разрушения горных пород является не температура плавления проходимых пород, а создание поля неравномерного нагрева. Разрушению породы способствуют также модификационные превращения кварца. Например, бета-кварц, превращаясь в альфа-кварц, увеличивается в объеме на 2,4%, что может привести к локальным появлением напряжений растяжения и скалывания [44, 94].

Значительного эффекта при разрушении породы можно достичь сочетанием механических и термических напряжений. Примером может служить термомеханический метод бурения [44]. В литературе

имеются сведения о способе бурения в твердых скальных породах, основанном на эффекте периодического нагрева и охлаждения разрушаемых пород.

### 1.5. Температурные напряжения в пластах при эксплуатации нефтяных скважин

При эксплуатации нефтяных скважин следует иметь в виду, что разность между температурой жидкости в работающей скважине и естественной температурой пород может привести к изменению термической нагруженности породы, а следовательно, повлиять на ее прочностные, а потому и на фильтрационные характеристики. В этом смысле представляет интерес оценка влияния изменения температуры на термонагруженность породы.

Обработка промышленных материалов по капитальному ремонту скважин подтверждает наличие разности температур пород и жидкости в скважине. Так, согласно работе [7] в скв. 1176 НПУ Лениннефть 23 и 26 апреля 1960 г. эта разность на глубине 430 м составила  $4,7^{\circ}\text{C}$ , а в скв. 2230 21 апреля и 4 мая на глубине 350 м достигла  $8,4^{\circ}\text{C}$  и на глубине 500 м — значения  $10,2^{\circ}\text{C}$ .

В работе М. А. Алиева, А. Ф. Касимова и И. М. Мусаева [7] по предложению одного из авторов решена задача нестационарного перераспределения напряжений вокруг ствола скважины на той или иной глубине (между забоем и устьем скважины). Принимается, что с момента начала работы скважины с определенным постоянным объемным дебитом  $Q$  между извлекаемой «горячей» жидкостью и «холодными» породами, расположенными выше эксплуатируемого пласта, происходит теплообмен. Нестационарное поле температур, возникающее в пласте в результате притока тепла через стенки скважины, вызывает изменение термоупругих напряжений в окружающих скважину породах. В указанной работе рассмотрен случай, когда в скважине движется однофазная жидкость, т. е. когда забойное давление превышает давление насыщения нефти газом.

В задаче принято, что в массиве горных пород теплопроводностью в вертикальном направлении можно пренебречь. Закон распределения температуры можно принять в соответствии с квазистационарным решением уравнения теплопроводности.

В этих предположениях определение температурного поля  $T(r, t)$  сводится к нахождению решения уравнения

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} = 0 \quad (1.5.1)$$

при условиях

$$T(r_0) = T_3, \quad (1.5.2)$$

$$T(R) = T_4. \quad (1.5.3)$$

Решение уравнения (I.5.1.) при условиях (I.5.2) и (I.5.3), согласно методу последовательной смены стационарных состояний, будет иметь вид:

$$T(r, t) = T_3 + (T_4 - T_3) \frac{\ln r - \ln r_0}{\ln R - \ln r_0}; \quad (I.5.4)$$

$$R = 2\sqrt{\kappa_5 t}. \quad (I.5.5)$$

Авторы работы [7] принимают, что вдоль скважины температура жидкости определяется по А. Ю. Намиоту [160]:

$$T(z) = T_2 + \frac{T_3 - T_2}{\xi H} [1 + \xi z - e^{-\xi(H-z)}]; \quad (I.5.6)$$

$$\xi = \frac{\pi K}{Qc}; \quad (I.5.7)$$

$$T_5(z) = T_2 + \frac{z}{H} (T_3 - T_2). \quad (I.5.8)$$

Величины нормального окружного  $\sigma_{\theta\theta}$ , нормального радиального  $\sigma_{rr}$  и вертикального  $\sigma_{zz}$  напряжений определяются по формулам

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{rr} &= \frac{1}{1-\mu_*} \left[ -\frac{1}{r^2} \int_{r_0}^r \alpha_* T(r) r dr + \right. \\ &\quad \left. + \frac{r^2 + r_0^2}{r^2(4\kappa_5 t - r_0^2)} \int_{r_0}^{2\sqrt{\kappa_5 t}} \alpha_* T(r) r dr \right]; \\ \sigma_{\theta\theta} &= \frac{E}{1-\mu_*} \left[ \frac{1}{r^2} \int_{r_0}^r \alpha_* T(r) dr + \right. \\ &\quad \left. + \frac{r^2 + r_0^2}{r^2(4\kappa_5 t - r_0^2)} \int_r^{2\sqrt{\kappa_5 t}} \alpha_* T(r) dr - \alpha_* T(r) r^2 \right]; \\ \sigma_{zz} &= \frac{\alpha_* E}{1-\mu_*} \left[ \frac{2}{4\kappa_5 t - r_0^2} \int_{r_0}^r T(r) r dr - T(r) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (I.5.9)$$

Подстановка (I.5.4) в соотношение (I.5.9) позволяет получить:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{rr} &= \frac{\alpha_* E \Delta T}{1-\mu_*} \left( \frac{2\kappa_5 t}{4\kappa_5 t - r_0^2} \frac{r^2 - r_0^2}{r^2} - \frac{1}{2} \frac{\ln \frac{r}{r_0}}{\ln \frac{2\sqrt{\kappa_5 t}}{r_0}} \right); \\ \sigma_{\theta\theta} &= \frac{\alpha_* E \Delta T}{1-\mu_*} \left[ \frac{2\kappa_5 t}{4\kappa_5 t - r_0^2} - \frac{1}{2 \ln \frac{2\sqrt{\kappa_5 t}}{r_0}} \left( \ln \frac{r}{r_0} + 1 \right) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (I.5.10)$$

На рис. 1.5.1 представлены кривые распределения по глубине  $z$  температуры  $T$  породы и температуры  $T_5$  извлекаемой из скважины жидкости при ее дебитах  $Q$ , равных 30, 50 и 500  $m^3/сутки$ . Температура  $T(z)$  при этом определялась для случаев 1000- и 10 000-часовой работы скважины. Принималось также, что диаметр скважины равен 168 мм, диаметр подъемных труб 63 мм,  $\Lambda_5 = \Lambda_9 = 1,3$  ккал/м·кг°С,  $h_0 = 1700$  м,  $t_2^* = 14,5^\circ\text{С}$ ,  $t_4^* = 51,5^\circ\text{С}$ ,  $\alpha_5 = 0,002$  м<sup>2</sup>/ч,  $a = 30$  ккал/м<sup>2</sup>·ч°С (для турбулентного режима).

На основе приведенных расчетных данных определены зависимости  $\sigma_{rr}$ ,  $\eta_{\theta\theta}$ ,  $\sigma_{zz}$  (рис. 1.5.2)

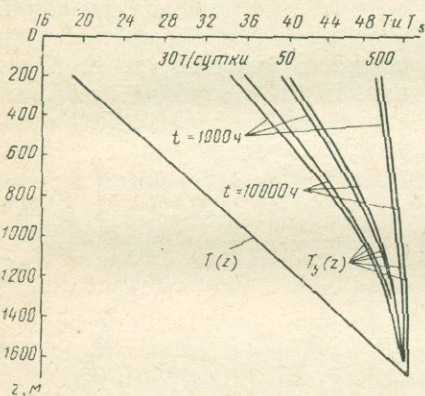


Рис. 1.5.1. Кривые распределения по глубине  $z$  температуры  $T$  породы и температуры  $T_5$  извлекаемой из скважины жидкости при различных дебитах.

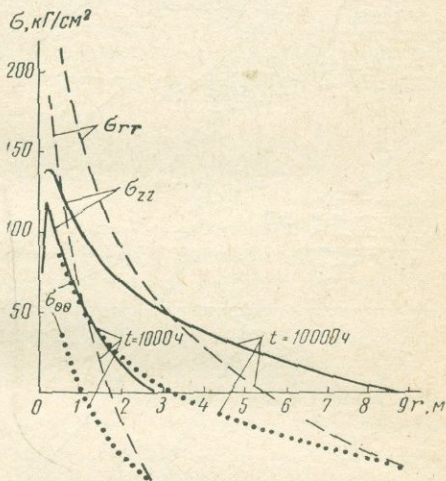


Рис. 1.5.2. Изменение термоупругих напряжений горных пород по радиусу пласта в различные моменты времени  $t$ .

для пласта, расположенного на глубине 1000 м и сложенного песчаниками.

Результаты расчетов показывают, что при определении напряжений вокруг ствола скважины учет тепловых напряжений необходим.

### 1.6. Влияние температурного поля на некоторые осложнения при проходке скважины и контроль процесса проходки

Схватывание цементного раствора за обсадными трубами сопровождается выделением тепла вследствие экзотермического характера реакции твердения цементного камня. Количество выделяемого тепла зависит от марки и качества цемента, а также от водо-цементного фактора. При обычном для цементирования водо-цементном отношении, равном 40–60%, максимальная температура, возникающая при схватывании портландцемента, создается через 10–11 ч

после затвердения цементного камня, т. е. через 4—8 ч после окончания заливки. Увеличение температуры цементного раствора составляет 20—40° С. Нагнетание в скважину промывочного и продавочного растворов при цементировании, а также выделение тепла при схватывании цементного раствора приводят к нарушению теплового равновесия горных пород. Часть скважины, в затрубном пространстве которой находится цементный раствор, долгое время имеет более высокую температуру по сравнению с геотермической. В то же время температура незацементированной части скважины практически остается прежней, т. е. более низкой. На глубине, соответствующей высоте поднятия цементного раствора за трубами,

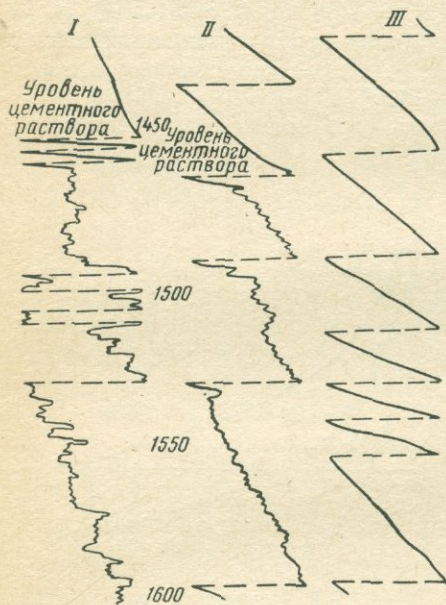


Рис. 1.6.1. Термограммы, снятые в скв. 1239 НПУ Азизбековнефть при различном времени выдержки ее после цементирования.

которой находится цементный раствор, долгое время имеет более высокую температуру по сравнению с геотермической. В то же время температура незацементированной части скважины практически остается прежней, т. е. более низкой. На глубине, соответствующей высоте поднятия цементного раствора за трубами,

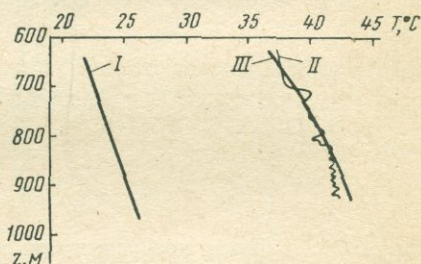


Рис. 1.6.2. Термограммы, снятые в скв. 761 НПУ Азизбековнефть при различном времени выдержки ее после цементирования.

должен наблюдаться скачок температуры, так как эта глубина является верхней границей зоны, подвергающейся тепловому влиянию схватывающегося цементного раствора. Этой особенностью цементирования пользуются для определения высоты поднятия цементного раствора за трубами: излом геотермы показывает этот уровень. Геотермические измерения с целью определения высоты поднятия цементного раствора в скважине обычно проводят приблизительно через сутки после цементирования, так как температурная аномалия может наблюдаться на геотерме лишь по истечении определенного срока. Однако температура, вызванная экзотермической реакцией твердения цементного камня, выравнивается с температурой окружающих горных пород нескоро, так как горные породы имеют небольшой коэффициент теплопроводности. Несмотря на это, следует иметь в виду, что слишком большая выдержка не дает возможности

получить термограмму с четко отбитой высотой поднятия цементного кольца.

Приведем следующие примеры.

В скв. 1239 НПУ Азизбековнефть (Азербайджанская ССР) было проведено цементирование. Термограммы скважины, замеренные электрическим термометром, приведены на рис. 1.6.1. Кривая *I* соответствует замеру, сделанному на следующие сутки после цементирования, кривая *II* — замеру на вторые сутки, а кривая *III* — замеру на третьи сутки после цементирования. Как видно из этих кривых, по истечении одних суток (кривая *I*) уровень цементного раствора отбивается хорошо. По истечении двух суток (кривая *II*) уровень отбивается менее четко, а по истечении трех суток (кривая *III*) уровень отбить невозможно.

Другим примером может служить термограмма скв. 761 НПУ Азизбековнефть (рис. 1.6.2), в которую был закачан цементный раствор. Первый замер (кривая *I*) был сделан через 20 ч после закачки. Как видно из термограммы, высота поднятия цементного раствора еще не отбивается. По термограмме второго замера (кривая *II*), проведенного через 45 ч после цементирования, хорошо отбивается уровень цементного раствора. Однако по результатам третьего замера (через 70 ч после цементирования) отбить высоту поднятия цементного раствора уже невозможно (кривая *III*).

В герметически закрытой на устье скважине после цементирования в период ожидания затвердения цементного камня давление во времени существенно увеличивается. Повышение давления происходит вследствие термического расширения продавочной жидкости.

В работе Я. А. Шварца [222] приводится оценка изменения давления закачанной продавочной жидкости от повышения температуры при схватывании цементного раствора. Плотность продавочной жидкости (воды) при температуре  $150^{\circ}\text{C}$  и давлении  $50 \text{ кг/см}^2$  составляет  $0,919 \text{ г/мл}$ .

Автор рассматривает изменение объема, а следовательно, и давления продавочной жидкости (воды), имеющей при закачке в скважину температуру  $20^{\circ}\text{C}$  и плотность  $0,998 \text{ г/см}^3$ . Давление в конце продавливания составляет  $120 \text{ кг/см}^2$ , а температура может подняться до  $70^{\circ}\text{C}$ . Расстояние от устья до упорного кольца равно  $2000 \text{ м}$ , внутренний диаметр колонны труб  $0,148 \text{ м}$ , внутренний объем колонны при этом равен приблизительно  $36 \text{ м}^3$ . Нетрудно подсчитать, что вес воды в колонне составляет приблизительно  $G = 36 \text{ т}$ . Учитывая, что плотность воды при  $70^{\circ}\text{C}$  и давлении  $120 \text{ кг/см}^2$  равна  $\rho_1 = 0,934 \text{ г/мл}$ , можно определить, что объем воды в колонне будет  $V_1 = \frac{G}{\rho_1} = 38,4 \text{ м}^3$ . Это изменение объема жидкости может привести к значительному повышению давления в эксплуатационной колонне со всеми вытекающими отсюда последствиями.

Нежелательным следствием выделения тепла при затвердении цементного камня является возникновение значительных внутренних

напряжений, которые могут привести к нарушению целостности цементного кольца и горных пород.

Экспериментальные исследования [70] вопросов выделения тепла при затвердении цементного камня показали, что максимальное повышение температуры при разведении цемента как на морской, так и на пресной воде наблюдается при нормальной консистенции (25—26%). При этом температура цементного раствора вначале увеличивается, затем через определенный промежуток времени достигает максимального значения, после чего снижается до начальной величины.

Количество выделяемого тепла в единицу времени в единицу объема цементного раствора  $W$  выражается формулой

$$W(t) = W_0 (e^{-a_1 t} - e^{-b_1 t}). \quad (I.6.1)$$

Для определения термоупругих напряжений в цементном кольце необходимо найти распределение температуры в нем.

Распределение температуры в цементном кольце при затвердении цементного камня можно определить из решения дифференциального уравнения

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{W_0}{c_9 \rho_9} (e^{-a_1 t} - e^{-b_1 t}), \quad (I.6.2)$$

где  $a$  — коэффициент температуропроводности;  $c_9$  — удельная теплоемкость цементного раствора;  $\rho_9$  — плотность цементного раствора.

Начальное и граничные условия задачи имеют вид:

$$T(x, 0) = T_0; \quad (I.6.3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial x}(0, t) = 0; \quad (I.6.4)$$

$$\Lambda_9 \frac{\partial T}{\partial x}(x_0, t) = -\alpha [T(x_0, t) - T_0], \quad (I.6.5)$$

где  $\Lambda_9$  — теплопроводность цементного камня;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи;  $x_0$  — толщина цементного кольца.

Условие (I.6.4) есть следствие симметричности кривой распределения температуры в любой момент времени.

Дифференциальное уравнение (I.6.2) в безразмерных переменных  $\bar{x} = \frac{x}{x_0}$ ;  $\bar{t} = \frac{ta}{x_0^2}$ ;  $\bar{T} = \frac{T}{T_0}$  принимает вид:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{t}} = \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{x}^2} + \text{Po} (e^{-a_1 \bar{t}} - e^{-b_1 \bar{t}}), \quad (I.6.6)$$

где  $\text{Po} = \frac{W x_0^2}{\Lambda_9 T_0}$  — параметр Померанцева.

Граничные условия будут:

$$\bar{T}(\bar{x}, 0) = 1; \quad (I.6.7)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{x}}(0, \bar{t}) = 0; \quad (I.6.8)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{x}}(1, \bar{t}) = -\text{Bi} [\bar{T}(1, \bar{t}) - 1], \quad (I.6.9)$$

где  $\text{Bi} = \frac{\alpha x_0}{\Delta_0}$  — параметр Био.

Для решения задачи применяется преобразование Лапласа по  $\bar{t}$ . Тогда

$$\begin{aligned} \bar{T}(\bar{x}, \bar{t}) = & 1 + \text{Po} \frac{1 - e^{-a_1 \bar{t}}}{a_1} - \text{Po} \frac{1 - e^{-b_1 \bar{t}}}{b_1} - \frac{\text{Po}(a_1 - b_1)}{a_1 b_1} + \\ & + \frac{\text{Po Bi} \cos \sqrt{a_1} \bar{x} e^{-a_1 \bar{t}}}{a_1 (-\sqrt{a_1} \sin \sqrt{a_1} + \text{Bi} \cos \sqrt{a_1})} - \frac{\text{Po Bi} \cos \sqrt{b_1} \bar{x} e^{-b_1 \bar{t}}}{b_1 (-\sqrt{b_1} \sin \sqrt{b_1} + \text{Bi} \cos \sqrt{b_1})} + \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4 \text{Po Bi} e^{-\beta_n \bar{t}} [\varphi_{1n} (\varphi_{2n} \text{ch } \sigma_n \cos \tau_n - \varphi_{2n} \text{sh } \sigma_n \sin \tau_n) + \\ & \quad + \psi_{1n} (\psi_{2n} \text{ch } \sigma_n \cos \tau_n + \psi_{2n} \text{sh } \sigma_n \sin \tau_n)]}{(\varphi_{2n} \text{ch } \sigma_n \cos \tau_n - \varphi_{2n} \text{sh } \sigma_n \sin \tau_n)^2 + \\ & \quad + (\psi_{2n} \text{ch } \sigma_n \cos \tau_n + \psi_{2n} \text{sh } \sigma_n \sin \tau_n)^2}; \quad (I.6.10) \end{aligned}$$

$$\varphi_{1n} = \text{ch } \sigma_n \bar{x} \cos \tau_n \bar{x} \cos \gamma_n \bar{t} + \text{sh } \sigma_n \bar{x} \sin \tau_n \bar{x} \sin \gamma_n \bar{t};$$

$$\psi_{1n} = \text{sh } \sigma_n \bar{x} \sin \tau_n \bar{x} \cos \gamma_n \bar{t} - \text{ch } \sigma_n \bar{x} \cos \tau_n \bar{x} \sin \gamma_n \bar{t};$$

$$\varphi_{2n} = [(\beta_n + a_1)(\beta_n + b_1) - \gamma_n^2][\beta_n - \text{Bi}(\text{Bi} + 1)] - \gamma_n^2 [2\beta_n + a_1 + b_1];$$

$$\psi_{2n} = \gamma_n [(\beta_n + a_1)(\beta_n + b_1) - \gamma_n^2] - \gamma_n [2\beta_n + a_1 + b_1][\beta_n - \text{Bi}(\text{Bi} + 1)].$$

Полученные значения  $\sigma_n$  и  $\tau_n$  подставляются в выражения  $\beta_n + i\gamma_n = \sigma_n + i\tau_n$ . Отсюда  $\beta_n + i\gamma_n = \sigma_n^2 - \tau_n^2 + 2i\sigma_n\tau_n$ ;  $\beta_n = \sigma_n^2 - \tau_n^2$ ;  $\gamma_n = 2\sigma_n\tau_n$ .

Величины  $\sigma_n$  и  $\tau_n$  определяются из решения системы уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_n \text{sh } \sigma_n \cos \tau_n - \tau_n \text{ch } \sigma_n \sin \tau_n &= -\text{Bi} \text{ch } \tau_n \cos \tau_n; \\ \tau_n \text{ch } \tau_n \sin \tau_n + \tau_n \text{sh } \tau_n \cos \tau_n &= -\text{Bi} \text{sh } \tau_n \sin \tau_n. \end{aligned} \right\} \quad (I.6.11)$$

Напряжение в цементном кольце, вызываемое только перепадом температуры, будет  $\tau_{xx} = \frac{\alpha E \Delta T}{1 - \mu_*}$ .

Это напряжение можно определить для максимальной разности температур, возникающей в цементном камне. Принимая  $\alpha = 12,6 \cdot 10^{-6} \text{ 1}^\circ \text{C}$ ;  $E = 2,8 \cdot 10^{11} \text{ кгГ/см}^2$ ,  $\mu_* = 0,25$ ,  $\Delta T = 50^\circ \text{C}$ , получаем  $\tau_{xx} = 23,5 \text{ кгГ/см}^2$ , что соизмеримо с предельным напряжением на изгиб цементного камня.

## 1.7. Распределение температуры в эксплуатирующихся газовых, газоконденсатных и нефтяных скважинах

Температура продукции скважины при ее движении от забоя до устья снижается. Снижение температуры движущегося потока происходит в основном из-за потерь тепла «горячим» потоком через «холодные» стенки скважины в породу. Кроме того, эти потери тепла вызываются также дроссельным эффектом охлаждения газов при уменьшении их давления и эффектом расширения газа при уменьшении давления. Степень охлаждения потока несколько снижается в связи с выделением тепла при диссипативных потерях энергии потока, а также в связи с выделением теплоты кристаллизации парафина (при движении парафинистых нефтей) и вследствие выделения скрытой теплоты парообразования при конденсации тяжелых углеводородов и воды (в газовых и газоконденсатных скважинах).

Изменение температуры стационарного гомогенного потока в вертикальной трубе можно качественно оценить при рассмотрении следующего уравнения энергии:

$$-c_p dT(z) - \frac{2\pi r_0 K}{G} [T(z) - T_5(z)] dz + \alpha dT - c_p \alpha_i dp - Ad \frac{w^2}{2g} - A dz + A \frac{\lambda w^2}{2gD} dz = 0 \quad (1.7.1)$$

(здесь  $K$  — коэффициент теплопередачи).

Первый член уравнения (1.7.1) представляет собой изменение тепла, содержащегося в единице веса потока. Второй член выражает тепло, потерянное из-за теплоотдачи в породу. Температура  $T_5(z)$  стенок трубы меняется вдоль оси  $z$ . Третий член уравнения (1.7.1) представляет собой для газовых потоков скрытую теплоту парообразования единицы веса тяжелых углеводородов (или воды), а для скважины, добывающей парафинистую нефть, — теплоту кристаллизации парафина. Четвертый член уравнения (1.7.1) — потери тепла вследствие эффекта Джоуля — Томсона. Пятый, шестой и седьмой члены — это, соответственно, изменения тепла потока вследствие приращения кинетической энергии потока, его потенциальной энергии и потерь на трение.

Коэффициент Джоуля — Томсона  $\alpha_i$  выражается в виде:  $\alpha_i = \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_i$ .

По изотермам энтальпийной диаграммы, построенной в координатах  $p - i$ , негрудно определить коэффициент  $\alpha_i$  для известного компонентного состава.

Практически  $\alpha_i$  для газовой скважины определяют следующим образом [98, 40]. На диаграмме  $p - i$  находят точку, соответствующую забойному давлению  $p_3$  и забойной температуре  $T_3$ . «Снижают» давление до устьевого давления  $p_2$  при постоянной энтальпии  $i$  (перпендикулярно оси  $i$ ). Изотерма, которую пересекает линия

$i = \text{const}$  в точке  $p_2$ , дает температуру  $T_2$ , до которой снизилась бы температура газа, если бы имел место лишь дроссельный процесс. Коэффициент  $\alpha_i$  при этом принимают равным  $\alpha_i \approx \frac{(T_3 - T_2)_i}{p_3 - p_2}$ .

Четвертый член уравнения (I.7.1) удобно [представить следующим образом:

$$c_p \alpha_i dp \approx c_p \frac{(T_3 - T_2)_i}{p_3 - p_2} \frac{p_3 - p_2}{H} dz = c_p \frac{(T_3 - T_2)_i}{H} dz, \quad (\text{I.7.2})$$

причем здесь

$$\frac{dp}{dz} \approx \frac{p_3 - p_2}{H}.$$

Пятый член уравнения (I.7.1) при скоростях, наблюдаемых в газовых, а тем более в нефтяных скважинах, невелик по сравнению с остальными членами, и им обычно пренебрегают.

Применительно к эксплуатационным скважинам считается, что температура стенок скважины изменяется по глубине соответственно геотермическому градиенту  $\Gamma$ , т. е.

$$T_5(z) = T_3 - \Gamma z. \quad (\text{I.7.3})$$

Подставляя (I.7.3) и (I.7.2) в уравнение (I.7.1) и пренебрегая влиянием изменения кинетической энергии газового потока, можно получить

$$\left( \frac{\alpha}{c_p} - 1 \right) dT - \beta [T(z) - T_3 + \Gamma z] dz - \left[ \frac{(T_3 - T_2)_i}{H} + \frac{A}{c_p} \right] dz + \frac{A}{c_p} \frac{\lambda w^2}{2gD} dz = 0; \quad (\text{I.7.4})$$

$$\beta = \frac{2\pi w_0 K}{G c_p}. \quad (\text{I.7.5})$$

Исходя из предположения, что  $\frac{A}{c_p} \frac{\lambda w^2}{2gD}$  в уравнении (I.7.4) мало зависит от  $z$ , можно получить следующее решение уравнения (I.7.4), удовлетворяющее граничному условию при  $z=0$   $T = T_3 < T_4$ :

$$T(z) = (T_3 - \Gamma z) + \frac{\Gamma - \varphi}{\beta_0} (1 - e^{-\beta_0 z}) - (T_4 - T_3) e^{-\beta_0 z}; \quad (\text{I.7.6})$$

$$\varphi = \frac{1}{1 - \frac{\alpha}{c_p}} \left[ \frac{(T_3 - T_2)_i}{H} + \frac{A}{c_p} \left( 1 - \frac{\lambda w^2}{2gD} \right) \right]; \quad (\text{I.7.7})$$

$$\beta_0 = \frac{\beta}{1 - \frac{\alpha}{c_p}}. \quad (\text{I.7.8})$$

В выражении (I.7.7) первый член в квадратных скобках учитывает эффект дросселирования газов, первый член в круглых скобках

температурный эффект гравитационных сил, второй член в круглых скобках — температуру, вызванную силами трения. Величина  $\frac{\alpha}{c_p}$  в выражениях (I.7.7) и (I.7.8) отражает изменение температуры газового потока вследствие конденсации углеводородных и водяных паров.

Формула (I.7.6) выводится для случая  $T_3 < T_4$ , что имеет место при снижении температуры газового потока за счет дросселирования при фильтрации газа в пласте.

Частные случаи формулы (I.7.6) приводятся в ряде работ. Формулу распределения температуры без учета сил трения и теплоты парообразования приводят С. А. Бобровский и В. И. Черников [40]. О. Б. Качалов [98] предлагает формулу без учета влияния сил трения, теплоты парообразования и работы на преодоление гравитационных сил. В работе Ю. П. Кортаева [112] приводится формула, учитывающая лишь теплообмен со стенками скважины. Рамей [244] предлагает формулу распределения температуры при нагнетании газа в скважину и учитывает при этом теплообмен газа со стенками скважины и работу гравитационных сил.

Во всех вышеотмеченных работах температура стенки скважины принята изменяющейся согласно зависимости (I.7.3). В этих работах учитывается также неравенство забойных и пластовых температур газа.

А. Ю. Намиот [160] определил влияние отдельных факторов на температуру газового потока, пренебрегая теплоотдачей в окружающую среду, температурным эффектом изменения кинетической энергии потока, повышением температуры газа из-за трения, влиянием фазовых превращений. При указанных допущениях уравнение энергии гомогенного потока сжимаемой жидкости принимает вид:

$$d\tilde{i} = di + A dz = 0; \quad (I.7.9)$$

$$i = U + A p v; \quad (I.7.10)$$

$$\tilde{i} = \text{const}. \quad (I.7.11)$$

Выражение  $\tilde{i}(p, T, z)$  является характеристической функцией, и ее приращение представляет собой полный дифференциал:

$$d\tilde{i} = \left(\frac{\partial \tilde{i}}{\partial T}\right)_{p, z} dT + \left(\frac{\partial \tilde{i}}{\partial p}\right)_{T, z} dp + \left(\frac{\partial \tilde{i}}{\partial z}\right)_{p, T} dz = 0.$$

Отсюда

$$\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{\tilde{i}} = - \frac{\left(\frac{\partial \tilde{i}}{\partial p}\right)_{T, z} \left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_{\tilde{i}} + \left(\frac{\partial \tilde{i}}{\partial z}\right)_{p, T}}{\left(\frac{\partial \tilde{i}}{\partial T}\right)_{p, z}}. \quad (I.7.12)$$

По формуле (I.7.12) можно определить изменение  $\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{\tilde{i}}$  температуры по стволу скважины.

Производная  $\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_{\tilde{i}}$  определяется из уравнения движения сжимаемой жидкости, соответствующего рассматриваемому случаю:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_{\tilde{i}} = -\rho g. \quad (I.7.13)$$

Из (I.7.9), согласно известным соотношениям термодинамики, следует  $\left(\frac{\partial \tilde{i}}{\partial T}\right)_{p,z} = \left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p = c_p$ .

Для определения функций  $\left(\frac{\partial \tilde{i}}{\partial p}\right)_{T,z}$  и  $\left(\frac{\partial \tilde{i}}{\partial T}\right)_{p,z}$  можно использовать энтальпийные и энтропийные диаграммы.

Значение  $\left(\frac{\partial \tilde{i}}{\partial p}\right)_{T,z}$  для реальных газов можно определить по соответствующим графикам в приведенных параметрах, а также по уравнению

$$\left(\frac{\partial \tilde{i}}{\partial p}\right)_{T,z} = \left(\frac{\partial pv}{\partial p}\right)_{T,z} = v + Ap \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_{T,z}.$$

Для идеальных газов производная  $\left(\frac{\partial \tilde{i}}{\partial p}\right)_{T,z}$  равна нулю. Полагая  $c_p = 0,5 \text{ ккал/кг} \cdot ^\circ\text{C}$ , из (I.7.12) для идеального газа находим

$$\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{\tilde{i}} = -0,46^\circ \text{C}/100 \text{ м}.$$

Для изоэнтальпийного течения идеального газа изменение температуры равно нулю. Поэтому из выражения (I.7.2) следует, что охлаждение идеального газа в трубах происходит только вследствие затраты работы на преодоление силы тяжести при подъеме газа.

В работе А. Ю. Намиота [160] приведен расчет функции для реального газа (метана с температурой  $38^\circ \text{C}$  и при давлении  $100$  и  $10 \text{ кг/см}^2$ ).

Из энтальпийной диаграммы для метана [62] при  $100 \text{ кг/см}^2$  следует:

$$\left(\frac{\partial \tilde{i}}{\partial p}\right)_T \approx \frac{\Delta i}{\Delta p} \approx -0,20 \text{ ккал/кг} \cdot \text{ат};$$

$$\left(\frac{\partial \tilde{i}}{\partial T}\right)_p \approx c_p \approx 0,72 \text{ ккал/кг} \cdot ^\circ\text{C}.$$

Для найденных значений градиент температуры в скважине равен

$$\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{\tilde{i}} = -0,54^\circ \text{C}/100 \text{ м}.$$

То же для метана при давлении  $10 \text{ кг/см}^2$  будет

$$\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{\tilde{i}} = -0,45^\circ \text{C}/100 \text{ м}.$$

В формуле (I.7.12) изменение температуры из-за потерь на трение не учитывается. Потери давления на трение в газовых скважинах составляют от нескольких единиц до нескольких десятков  $\kappa\Gamma/\text{см}^2$  на 1 км глубины.

В работе А. Ю. Намиота [160] влияние сил трения учитывалось введением в уравнение движения (I.7.13) дополнительного члена  $\delta$ , выражающего потери на трение:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_i = -\rho g + \delta.$$

Принимая  $\delta = 3 \kappa\Gamma/\text{см}^2$  на 1 км глубины при давлении  $100 \kappa\Gamma/\text{см}^2$ , получаем следующее снижение температуры за счет потерь на трение:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_i = -0,63^\circ \text{C}/100 \text{ м}.$$

То же самое при давлении  $10 \kappa\Gamma/\text{см}^2$  составляет

$$\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_i = -0,56^\circ \text{C}/100 \text{ м}.$$

При  $\delta = 50 \kappa\Gamma/\text{см}^2$  на 1 км глубины снижение температуры составит для первого случая  $1,79^\circ \text{C}/100 \text{ м}$ , для второго случая  $2,23^\circ \text{C}/100 \text{ м}$ .

Существуют различные мнения о влиянии охлаждающего эффекта при выделении растворенного газа и его расширении. Некоторые исследователи считают влияние эффекта дросселирования газов относительно небольшим в общем балансе изменения температуры [160, 161, 115, 136 и др.]. Другие авторы [42, 117, 116, 202, 203 и др.] рассматривают эффект расширения газа как доминирующий фактор в процессе потери тепла движущимся потоком нефте-газовой смеси. Как показано О. М. Чарьевым [215], эффект охлаждения нефте-газового потока в процессе разгазирования имеет такой же порядок, что и изменение температуры потока от потерь на теплоотдачу. Таким образом, регулирование температуры потока изменением дебита скважины целесообразно по следующей причине. При увеличении дебита скважины можно значительно сократить время соприкосновения горячей жидкости со стенками скважины и тем самым частично уменьшить потери тепла в породу. Температура потока может понизиться вследствие значительного охлаждающего эффекта от дополнительного разгазирования насыщенной газом нефти. Увеличение дебита скважины приведет к значительному снижению забойного давления и тем самым к более интенсивному газовыделению из насыщенной газом нефти.

Для расчета распределения температуры в нефтяной скважине применяется дифференциальное уравнение (I.7.1). Только для нефтяной скважины вместо члена  $adT$ , учитывающего нагревание системы из-за конденсации тяжелых компонентов и воды, следует брать член  $a_1 dT$ , учитывающий выпадение из нефтяного раствора твердой фазы. Помимо того, в отличие от газовых скважин расчет влияния

эффекта Джоуля — Томсона следует относить уже не ко всему потоку в целом, а к отдельным фазам (или к одной газовой фазе).

В ряде опубликованных работ, рассматривающих вопрос о распределении температуры в скважине, более или менее полно учитываются различные факторы, влияющие на снижение температуры нефтяного и газо-нефтяного потоков. Следует особенно отметить роль теоретических исследований в этой области. Непосредственный замер температуры в работающей скважине в настоящее время не представляет технических трудностей. Поэтому расчетное определение температурного распределения вдоль скважины представляет интерес в смысле изучения качественного изменения температуры потока. Качественный расчет ориентирует нефтяников на проведение в каждом конкретном случае тех технологических операций, которые приведут к более эффективному использованию естественного тепла, выносимого продукцией скважины из пласта. Кроме того, по расчетным формулам изменения температуры потока в скважине можно прогнозировать температурные изменения в ней во времени.

Сохранение сравнительно высокой температуры потока в скважине нередко является целесообразным мероприятием. Например, если температура гидратообразования (в газовых скважинах) или температура начала кристаллизации (в нефтяных парафинистых скважинах) близки к устьевой температуре или превышают ее, то искусственное повышение температуры потока предотвратит нежелательное выпадение гидратов или парафина в самой скважине. В парафинистых скважинах повышение температуры потока может в худшем случае сместить точку начала выпадения парафина ближе к устью скважины, что облегчит депарафинизацию.

Рассматривая формулу (I.7.6), можно заметить, что повышение температуры в заданном сечении потока может быть достигнуто, если для рассматриваемой скважины снизить значение коэффициента  $\beta_0$ . Для этого следует принять меры по увеличению дебита  $G$  скважины, уменьшению коэффициента теплопередачи  $K$  (например, применить изоляцию труб и т. п.). Эти меры будут достаточно эффективны, если причины, приводящие к охлаждению потока (например, эффект Джоуля — Томсона), не будут доминировать. В каждом конкретном случае следует теоретически и экспериментально определять степень соответствующих температурных эффектов.

Роль отложившегося на стенках трубы парафинового слоя как изолятора рассматривалась в работе Н. Г. Мамедова [140].

Пусть  $z_1$  — глубина, на которой наблюдается отложение парафина. На этой глубине температура нефти равна  $T_{10}$  — температуре кристаллизации парафина. Тогда согласно работе А. Ю. Намиота [160] можно записать

$$T_{10} = T_2 + \frac{\Gamma}{\beta_1} [\beta_1 z_1 + 1 - e^{-\beta_1 (H - z_1)}]. \quad (I.7.14)$$

По мере отложения парафина теплопередача  $K$  изменяется, температура потока повышается. Изменяется глубина, соответству-

ющая  $T_{10}$ . В какой-то последующий момент времени можно записать

$$T_{10} = T_2 + \frac{\Gamma}{\beta_2} [\beta_2 z_2 + 1 - e^{-\beta_2 (H - z_2)}]. \quad (I.7.15)$$

Решая совместно уравнения (I.7.14) и (I.7.15), можно получить

$$A_1 z_2^2 - 2A_2 z_2 + A_3 = 0; \quad (I.7.16)$$

$$A_1 = \beta_2 (1 + \beta_1 H - \beta_1 z_1);$$

$$A_2 = \frac{\beta_2 \beta_1 H^2 - \beta_2 \beta_1 z_1^2 + 2\beta_2 H}{2};$$

$$A_3 = \beta_1 z_1 (2H + \beta_2 z_1 H - z_1) + H^2 (\beta_2 - \beta_1).$$

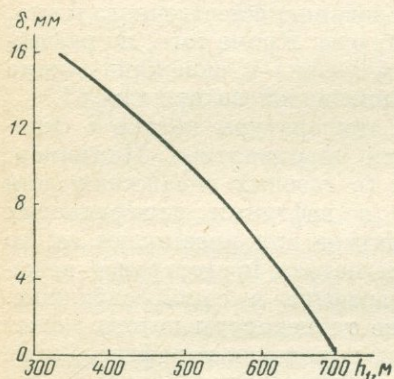


Рис. I.7.1. Изменение глубины начала кристаллизации парафина  $h_1$  в зависимости от толщины  $\delta$  парафинового слоя, отлагающегося на трубах.

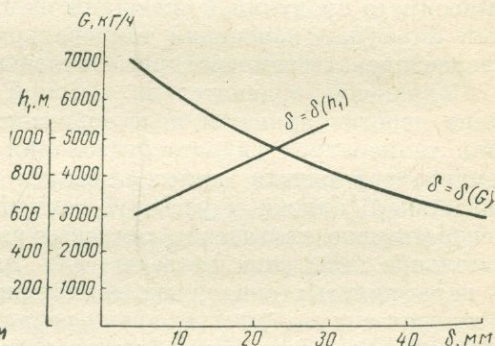


Рис. I.7.2. Влияние дебита  $G$  и глубины кристаллизации парафина  $h_1$  на толщину слоя парафина  $\delta$ .

На рис. I.7.1 представлены кривые, рассчитанные по уравнению (I.7.16) для различных значений толщины парафинового слоя. Можно ожидать, что при достижении толщины слоя определенной

#### Характеристика скважин НПУ Ширваннефть, на которых

Скважина	Искусственный забой, м	Диаметр эксплуатационной колонны, м.м.	Интервал фильтра, м	Глубина подвески труб, м
502	2050	168	1890—1986	1870
550	2951	168	2760—2810	1000
269	2906	168	2816—2733	2796
296	1620	127	1550—1544	1535

**Результаты исследования процесса отложения парафина  
в некоторых скважинах НПУ Ширваннефть**

Скважина	Давление на забое, $\kappa\Gamma/\text{см}^2$	Глубина замера, м	Температура нефти, $^{\circ}\text{C}$			Давление, $\kappa\Gamma/\text{см}^2$		Диаметр штуцера, мм
			после депарфинизации	через 48 ч работы	через 96 ч работы	буферное	затрубное	
502	29,0	0	15,0	16,0	17,0	29,5	50,0	4,0
	30,7	200	19,0	25,0	25,0			
	34,0	400	25,0	28,0	28,0			
	36,0	600	30,0	31,0	31,0			
	39,0	800	34,0	33,5	34,0			
	43,0	1000	38,0	37,5	37,5			
550	26,2	0	22,0	23,0	—	25,8	50,0	8,0
	32,3	200	25,0	28,0	—			
	36,3	400	28,0	30,0	—			
	40,7	600	31,5	33,0	—			
	40,7	800	35,0	35,5	—			
	49,3	950	38,0	38,0	—			
296	23,0	0	22,0	24,0	24,5	23,3	55	5,5
	29,3	200	25,0	26,0	27,0			
	35,0	400	27,0	29,0	29,0			
	46,3	600	31,0	31,0	31,5			
	54,3	800	34,0	34,0	33,5			
	64,0	1000	37,0	37,0	37,0			
269	20,0	0	18,0	20,0	22,0	21,0	90	5,5
	21,0	200	21,0	22,0	24,0			
	23,0	400	24,0	24,5	26,0			
	27,0	600	27,0	27,0	28,0			
	31,6	800	30,0	29,0	30,0			

Таблица I.7.1

**проводились исследования процесса отложения парафина**

Диаметр подъемных труб, м	Дебит, $\text{м}^3/\text{сутки}$		Буферное давление, $\kappa\Gamma/\text{см}^2$	Диаметр штуцера, мм	Затрубное давление, $\kappa\Gamma/\text{см}^2$	Глубина отложения парафина, м
	нефти	воды				
63	18	—	29,5	4	50,0	600
	45	—	25,8	8	50,0	600
	27	—	21,0	5	55,0	700
	35	8	32,0	5	99,0	600

величины точка, соответствующая  $T_{10}$ , будет на уровне устья скважины.

На промыслах НПУ Ширваннефть были проведены опыты в действующих фонтанных скважинах 502, 550, 269 и 296. Характеристика этих скважин приводится в табл. I.7.1.

В исследуемых скважинах поинтервально (через каждые 200 м) через определенное время (48 ч) замерялись температура и давление. Время отсчитывалось с момента очередной очистки труб от парафина. В процессе эксперимента трубы не очищались. Эксперименты в каждой скважине продолжались до тех пор, пока спуск замерного устройства становился невозможным из-за отложений парафина.

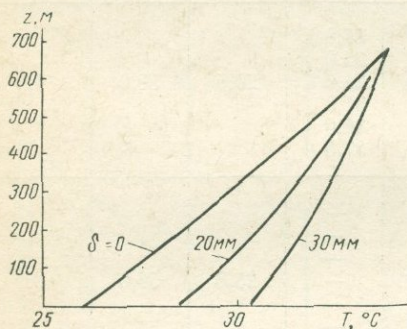


Рис. I.7.3. Изменение температуры  $T^\circ$  жидкости по длине подъемных труб при различной толщине  $\delta$  слоя парафина.

Из скв. 502 подъемные трубы были извлечены для определения толщины парафиновых отложений после окончания опытов. Оказалось, что на глубине 156 м отложение парафина имеет максимальную толщину, равную 8 мм. Было замечено, что распределение корки парафина по периметру неравномерное.

В остальных исследуемых скважинах подъемные трубы не извлекались. Однако во время

последнего спуска манометра наблюдалось ослабление каната на глубине 150—200 м. Во всех исследуемых скважинах начало отложения парафина соответствует температуре 28—30° С и давлению 27—46 кг/см<sup>2</sup>. По данным исследования (см. табл. I.7.1 и I.7.2) построены кривые, приведенные на рис. I.7.2 и I.7.3.

Глубина начала кристаллизации парафина по мере его отложения на стенках труб перемещается в направлении к устью скважины.

### I.8. Влияние температуры на движение гомогенных и гетерогенных систем в эксплуатационных скважинах

Непостоянная вдоль скважины температура, несомненно, оказывает влияние на движение потоков. Под влиянием температуры может изменяться плотность потока  $\rho$ , а следовательно, будут изменяться общий перепад давления вдоль скважины, скорость потока  $w$  и дебит. Под влиянием температуры может также изменяться вязкость  $\mu$  потока (а для структурных жидкостей — предельное напряжение сдвига  $\tau_0$ ) и, следовательно, его гидравлическое сопротивление.

Изменение плотности от температуры может быть ощутимо только в случае течения газа. При движении же жидкостей (вязких

и вязко-пластичных нефтей, воды) плотность и скорость потока от забоя до устья изменяются настолько незначительно, что влиянием этого изменения следует пренебрегать. Гидравлическое сопротивление при движении газа в трубах изменяется незначительно, так как режим течения газа в высокодебитных скважинах чаще всего находится в области турбулентной автомодельности, где изменение числа Рейнольдса (вязкости) влияет на коэффициент гидравлического сопротивления  $\lambda$ . Коэффициент гидравлического сопротивления при движении вязких и вязко-пластичных нефтей зависит от числа Рейнольдса, что позволяет предполагать, что в этих случаях влияние температуры на гидравлические потери в трубах может быть ошутимым.

Настоящий параграф посвящен изучению этого вопроса.

Для изучения влияния температуры на гидравлические потери вязких и вязко-пластичных жидкостей следует располагать данными, позволяющими определить изменение вязкости  $\eta$  и предельного напряжения сдвига  $\tau_0$  вдоль скважины, т. е. следует знать вид функций  $\eta = \eta(z)$  и  $\tau_0 = \tau_0(z)$ . Обычно информация об этих данных может быть получена при известном законе распределения температуры вдоль скважины, т. е. если известна функция  $T = T(z)$ , и при известных по лабораторным испытаниям зависимостям  $\eta = \eta(T)$  и  $\tau_0 = \tau_0(T)$ . Совместное решение уравнений  $\eta = \eta(T)$ ,  $\tau_0 = \tau_0(T)$  и  $T = T(z)$  позволяет получить функции  $\eta = \eta(z)$  и  $\tau_0 = \tau_0(z)$ . Эти зависимости являются основными уравнениями для расчета указанной в заголовке задачи.

Зависимость  $T = T(z)$  может быть также получена теоретическим путем. Однако основным недостатком подобного расчета распределения температуры является отсутствие достоверных данных о коэффициенте теплоотдачи, так как разрез скважины представляет собой довольно пеструю картину с точки зрения изменения тепловых свойств слагающих пород.

Р. С. Гурбановым и Р. А. Рамазановой [71] был применен статистический прием определения зависимости  $T(z)$ . Этот прием был проверен на действующих и простаивающих скважинах и основывался на том, что естественные и искусственные тепловые поля по своему характеру идентичны. Было предложено определить распределение температуры вдоль нефтяной, газовой и газоконденсатной скважин по эмпирической формуле

$$t^{\circ}(z) = \frac{t_3^{\circ}}{\operatorname{ch} \alpha_0 z}. \quad (1.8.1)$$

Коэффициент  $\alpha_0$  можно определить в каждом частном случае, если известна температура  $t^{\circ}(h_1)$  на глубине  $h_1$ . В этом случае  $\alpha_0$  определяется по формуле

$$\alpha_0 = \frac{1}{h_1} \operatorname{arcch} \frac{t_3^{\circ}}{t^{\circ}(h_1)}.$$

Более точные данные о коэффициенте  $\alpha_0$  получают путем проведения специальных испытаний. Так, путем исследования скв. 8

Сравнение замеренных значений температуры  
с рассчитанными по формуле (I.8.1)

Дата исследования	Скважина	Дебит		Глубина, м	Температура, °С	
		газа, м <sup>3</sup> /сутки	конден- сата, т/сутки		замерен- ная	расчет- ная
15/VII 1957 г.	35	—	—	0	24,2	24,2
				300	25,2	25,5
				600	31,5	34,4
				900	37,9	39,3
				1200	40,0	43,7
				1500	43,3	44,9
				1583	45,0	45,0
18/VII 1957 г.	35	72 000	—	0	23,9	23,9
				300	29,2	29,2
				600	35,6	34,7
				900	40,6	39,6
				1200	42,5	43,9
				1500	44,9	45,6
				1580	46,0	46,0
25/IV 1957 г.	101	331 000	—	0	31,0	31,0
				301	33,8	35,0
				600	36,8	38,0
				900	39,8	41,0
				1200	42,5	42,0
				1525	45,0	45,0
				1580	46,0	46,0
28/I 1960 г.	78	603 000	50	5	52,0	52,0
				2000	71,5	72,3
				2500	73,5	76,0
				3000	76,0	78,7
				3500	79,0	79,9
				3700	80,0	80,0
				3700	80,0	80,0
30/X 1963 г.	168	194 000	14	20	35,4	35,4
				500	45,7	42,5
				1000	53,4	50,4
				1500	60,3	58,9
				2000	66,9	67,5
				2500	73,4	75,6
				3000	78,7	81,7
				3500	83,0	85,2
				3780	85,7	85,7
				3780	85,7	85,7
13/V 1959 г.	9	—	—	500	27,0	27,0
				1000	34,0	37,0
				1500	48,0	47,0
				2000	51,0	51,0
9/VII 1959 г.	9	—	—	400	25,0	25,0
				900	35,0	35,0
				1400	46,5	45,0
				1900	56,0	54,0
				2400	64,0	65,0
				2900	70,0	72,5
				3100	73,0	75,0
3400	77,5	77,5				

Дата исследования	Скважина	Дебит		Глубина, м	Температура, °С	
		газа, м <sup>3</sup> /сутки	конденсата т/сутки		замеренная	расчетная
16/III 1960 г.	11	—	—	500	50,0	50,0
				2000	68,0	72,0
				3000	77,0	82,0
				3500	82,0	86,0
				4000	80,0	82,0
10/VII 1962 г.	37	—	—	4400	83,0	83,0
				500	45,0	45,0
				2000	64,0	67,0
				3000	72,0	76,0
				4000	80,0	82,0
29/V 1960 г.	46	—	—	4400	83,0	83,0
				500	50,0	50,0
				1000	57,0	60,0
				1500	61,0	64,0
				2000	64,0	69,0
				3000	72,0	76,0
				3500	76,0	79,0
				4000	80,0	81,0
4400	82,0	82,0				

месторождения Узень на Мангышлаке при различных режимах было получено следующее выражение для коэффициента  $\alpha_0$  [70]:

$$\alpha_0 = \frac{1}{h_1} \operatorname{arcch} \frac{t^\circ(h_1)}{62,4 \exp(0,00297Q_3) - 46,4}.$$

И. Д. Дергунов [80] предложил формулу для определения температуры земной коры, которая при условии  $t^\circ(h_1) = t_*^\circ$  ( $t_*^\circ$  — температура нейтрального слоя) дает одинаковые с выражением (I.8.1) результаты [70].

В табл. I.8.1 [71] приведены результаты расчета по формуле (I.8.1) для газовых скв. 35 и 101 Шебелинского месторождения, газоконденсатных скв. 9, 11, 37 и 46 Зыринского месторождения Азербайджанской ССР и скв. 78 и 168 Карадагского месторождения [39, 49], а также дается сравнение замеренных и расчетных значений температуры.

Ниже рассматриваются некоторые задачи, связанные с определением влияния переменной температуры на гидравлические потери в трубах.

Л. С. Лейбензоном [126] исследовано влияние температуры на стационарное медленное течение несжимаемой жидкости в горизонтальной трубе в предположении, что частицы жидкости движутся параллельно оси трубы. Принимается, что по сечению трубы температура не изменяется и равна средней температуре  $T^*$ . Следовательно, вязкость потока будет  $\mu(T^*) \equiv \mu(z)$ . При принятых

допущениях течение жидкости описывается следующей системой дифференциальных уравнений:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{dw}{dr} \right) + \frac{\mu}{r} \frac{dw}{dr}; \quad (I.8.2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{dw}{dr} \right); \quad (I.8.3)$$

$$\frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (I.8.4)$$

Исключение  $p$  из (I.8.2) и (I.8.3) дает следующее дифференциальное уравнение с разделяющимися переменными:

$$\mu(z) \frac{d^2 \mu(z)}{dz^2} = \frac{1}{w'(r)} \left[ w''(r) + \frac{1}{r} w'(r) - \frac{1}{r^2} w(r) \right] = \frac{h^2}{r_0^2}. \quad (I.8.5)$$

В уравнении (I.8.5) неизвестная постоянная  $\frac{h^2}{r_0^2}$  может быть равна нулю, а также может быть положительным или отрицательным числом. В каждом из этих случаев функции  $\mu(z)$  и  $w(r)$  будут иметь различный вид:

$$\text{при } \frac{h^2}{r_0^2} = 0 \quad \begin{cases} \mu(z) = A_2 + A_1 z, \\ w(r) = 2w^* \left( 1 - \frac{h^2}{r_0^2} \right); \end{cases} \quad (I.8.6)$$

$$\text{при } \frac{h^2}{r_0^2} > 0 \quad \begin{cases} \mu(z) = C_1 e^{\frac{h^2}{r} z} + C_2 e^{-\frac{h}{r} z}, \\ w(r) = C_1 I_0 \left( \frac{h}{r_0} r \right) + C_2; \end{cases} \quad (I.8.8)$$

$$w(r) = C_1 I_0 \left( \frac{h}{r_0} r \right) + C_2; \quad (I.8.9)$$

$$\text{при } \frac{h^2}{r_0^2} < 0 \quad \begin{cases} \mu(z) = \mu_0 \frac{1}{\sin C_3} \sin \left( \frac{h}{r_0} z + C_3 \right), \\ w(r) = \frac{C_4}{J_2 \left( \frac{h}{r_0} \right)} \left[ J_0 \left( \frac{h}{r_0} r \right) - J_0 \left( \frac{h}{r_0} \right) \right]. \end{cases} \quad (I.8.10)$$

$$w(r) = \frac{C_4}{J_2 \left( \frac{h}{r_0} \right)} \left[ J_0 \left( \frac{h}{r_0} r \right) - J_0 \left( \frac{h}{r_0} \right) \right]. \quad (I.8.11)$$

Следует отметить, что при  $\frac{h^2}{r_0^2} = 0$  распределение скорости [формула (I.8.7)] получается таким же, как и при  $\mu = \text{const}$ . Зная распределение вдоль трубы вязкости  $\mu(z)$  и скорости  $w(r)$ , нетрудно по формуле (I.8.2) определить давление  $p(z)$ . Однако выбор функций  $\mu(z)$  и  $w(r)$  зависит от знака коэффициента  $\frac{h^2}{r_0^2}$ . Последовательной проверкой подбирают необходимую функцию  $\mu(z)$ , соответствующую нулевому, положительному или отрицательному значению коэффициента  $\frac{h^2}{r_0^2}$ . Для этого определяют распределение температуры  $T(z)$  вдоль трубы. Из полученной зависимости находят функцию  $z = z(T)$ . Определяют также экспериментальным путем зависимость

вязкости от температуры, т. е.  $\mu = \mu(T)$ . Выбирают одну из функций  $\mu(z)$ , входящую в уравнения (I.8.6)–(I.8.10). Ею может быть, например, функция (I.8.6), соответствующая  $\frac{h^2}{r_0^2} = 0$ . Подстановка  $\mu(z)$  в выражение (I.8.5) дает расчетную зависимость  $\mu(T)$ . Сравнивая полученную таким путем зависимость  $\mu(T)$  с имеющейся экспериментальной зависимостью, определяют степень пригодности выбранной функции  $\mu(z)$  для рассматриваемого случая.

Р. А. Рамазановой [180] проверялась применимость решений (I.8.6), (I.8.8) и (I.8.10) к функции  $\mu(z)$  для некоторых парафинистых нефтей Апшерона. Обработка данных показала, что наилучшее соответствие экспериментальных и теоретических данных получается при принятии за основу расчета формулы вида (I.8.8), т. е.

$$\mu(z) = \frac{\mu_0}{2} \left( e^{\frac{\beta_0}{r_0} z} + e^{-\frac{\beta_0}{r_0} z} \right). \quad (\text{I.8.12})$$

Здесь коэффициент  $\beta_0$  определяется методом подбора. Таким образом, в формуле (I.8.5) следует принять  $\frac{h^2}{r_0^2} > 0$ . При этом распределение температуры  $T(z)$  вдоль трубы теоретически определялось из следующих условий. Рассматривалась труба, ось которой совпала с осью  $Oz$ . Температура в каждом сечении  $z$  трубы принималась равной средней температуре  $T(z)$ . При  $z = 0$   $T = T_0$ . По мере увеличения  $z$  температура  $T(z)$  падает из-за потерь на передачу тепла наружной стенке трубы. Температура  $T_5(z)$  наружной стенки трубы определяется по формуле

$$T_{(5)}(z) = T_0 - \Gamma z, \quad (\text{I.8.13})$$

$$\Gamma = \frac{T_4 - T_0}{H}, \quad T_{(5)}(0) = T_0, \quad T_{(5)}(H) = T_4.$$

Следовательно,

$$\Theta = \frac{T(z) - T_0}{T_0 - T_1} = \frac{1}{\beta_0} \left( 1 - e^{\beta_0 \frac{z}{r_0}} \right) - \frac{z}{r_0}. \quad (\text{I.8.14})$$

Считая  $\frac{h^2}{r_0^2} > 0$  и применяя (I.8.8) и (I.8.9) в уравнении (I.8.2), можно определить, что потери на трение будут

$$\frac{p_2 - p_1}{H} = \frac{\mu_0 w}{r^2} \left[ (e^{h'z_1} - 1) - (1 - A') (e^{-h'z_1} - 1) \right] \frac{T_1(h')}{T_2(h')} \frac{r_0}{H}. \quad (\text{I.8.15})$$

При параболическом распределении (I.8.7) скорости  $w(z)$  по сечению трубы потери на трение определяются по формуле для ламинарного режима:

$$\Delta p = \frac{8\mu(z)w(r)}{r_0}. \quad (\text{I.8.16})$$

Интересно отметить, что подстановка  $\mu(z)$  из выражения (I.8.8) в формулу (I.8.16) дает тот же результат, что и формула (I.8.15).

Применимость этой формулы для ламинарного режима дает основание предполагать ее справедливость и для турбулентного потока с переменной температурой. В работе [180] этот принцип был применен к формуле Блазиуса:

$$\frac{dp}{dz} = 0,4582w^{7/4} \rho^{3/4} \mu^{1/4} (z). \quad (I.8.17)$$

Подставляя  $\mu(z)$  из (I.8.12) в (I.8.17), можем получить

$$\frac{dp}{dz} = a \left( e^{\beta_0 \frac{z}{r_0}} + e^{-\beta_0 \frac{z}{r_0}} \right)^{1/4}. \quad (I.8.18)$$

Интегрирование выражения (I.8.18) приводит к следующему результату:

$$\Delta p = 4a \left[ \left( e^{0,25\beta_0 z} - 1 \right) + 0,036 \left( e^{-1,75\beta_0 z} - 1 \right) + 0,006 \left( e^{3,25\beta_0 z} - 1 \right) - 0,0024 \left( e^{-5,75\beta_0 z} - 1 \right) \right].$$

Одним из видов учета переменности величин  $\eta$  и  $\tau_0$  в зависимости от температуры при определении гидравлических потерь в трубах является рассмотрение зависящего от температуры коэффициента  $\lambda$ . Общие потери давления  $p(z)$  от трения на участке трубы от  $O$  до  $z$  определяются по формуле

$$p(z) = \int_0^z \lambda \frac{\rho w^2}{2D} dz. \quad (I.8.19)$$

Вследствие незначительности изменения плотности нефти от изменения температуры и давления в скважине можно считать величину  $\rho$  постоянной. Вязкость и предельное напряжение сдвига также мало зависят от давления, в то время как с изменением температуры происходят существенные изменения  $\eta$  и  $\tau_0$ .

При структурном режиме движения

$$p(z) = p_1 + p_2 = \frac{128G}{\pi D^4 \rho g} \int_0^z \eta(z) dz + \frac{166}{3D} \int_0^z \tau_0(z) dz. \quad (I.8.20)$$

Первый член  $p_1$  правой части уравнения (I.8.20) выражает потери давления на вязкое трение в трубах; второй член  $p_2$  — потери, вызванные структурно-механическими свойствами нефти. Зависимости  $\eta = \eta(z)$  и  $\tau_0 = \tau_0(z)$  можно найти, учитывая законы

$$\eta = \eta(T), \quad \tau_0 = \tau_0(T) \quad \text{и} \quad T = T(z).$$

В качестве последней зависимости можно, например, использовать формулу (I.8.1). Сравнение результатов расчета по формуле (I.8.20) и фактических замеров в скв. 38, 18 и других месторождения Мангышлак показало удовлетворительное соответствие расчетных и фактических величин. Максимальное расхождение этих величин составляет менее 5%. Зависимости  $\eta = \eta(z)$  и  $\tau_0 = \tau_0(z)$

аппроксимируются для рассматриваемых скважин следующими соотношениями:

$$\tau_0(z) = 0,00143z - 0,714; \quad (I.8.21)$$

$$\eta(z) = 0,57 \cdot 10^{-7}z + 0,333 \cdot 15^8 z^2 + 0,0018 \quad \text{при } \tau_0 \neq 0;$$

$$\eta(z) = 0,274 \cdot 10^{-5}z + 0,314 \cdot 10^{-8}z^2 + 0,0018 \quad \text{при } \tau_0 = 0.$$

Из формулы (I.8.21) можно определить глубину  $z_0$ , на которой напряжение сдвига нефти становится равным нулю. Следовательно, на участке подъемных труб от 0 до  $z_0$  потери давления на трение  $p_1$

следует определять по формуле  $p_1 = \frac{128}{\pi D^4 \rho g} \int_0^{z_0} \eta(z) dz$ . На участке же

подъемника от  $z_0$  до  $z$  потери давления следует определять по формуле (I.8.20).

Как отмечалось выше, изменение температуры в газовой скважине оказывает влияние на распределение давления в ней, а тем самым на общий перепад давления и дебит скважины.

При исследовании влияния температуры наиболее удобно пользоваться формулой для определения давления в статическом столбе газа. В. Я. Бальцер и Н. А. Гукасов [30] провели исследование со статическим вертикальным неизотермическим столбом реального газа. Авторы применили уравнение равновесия, имеющее вид:

$$dz = \frac{p_0}{\rho_0 T_{0g}} \frac{ZT}{p} dp. \quad (I.8.22)$$

Было определено, что с достаточной точностью для реальных газов при встречающихся давлениях и температурах можно использовать формулу

$$\frac{ZT}{p} = \frac{1}{A + B\pi}, \quad (I.8.23)$$

$$A = \frac{5,385}{\tau^5} + 0,096; \quad B = 1,352 - 0,643\tau + 0,095\tau^2; \quad \pi = \frac{p}{p_k}; \quad \tau = \frac{T}{T_k}. \quad (I.8.24)$$

Выражение (I.8.23) для  $1,6 \leq \tau \leq 3$  и  $3 \leq \pi \leq 8$  дает максимальную погрешность 7–8%.

Принимается, что температура газа по стволу скважины изменяется по линейному закону:

$$T = T_2 + \frac{T_3 - T_2}{H} z.$$

Таким образом,

$$\frac{ZT}{p} = \frac{T_k}{\frac{a_1}{\left[ T_2 + (T_3 - T_2) \frac{z}{H} \right]^5} + a_2 + (a_3 + a_4 z + a_5 z^2) p}, \quad (I.8.25)$$

где

$$\begin{aligned}
 a_1 &= 5,385 T_k p_k; & a_2 &= 0,096 p_k; \\
 a_3 &= 1,352 - 0,643 \frac{T_2}{T_k} + 0,095 \frac{T_2^2}{T_k^2}; \\
 a_4 &= \left( 0,910 \frac{T_2}{T_k^2} - \frac{0,643}{T_k} \right) \frac{T_3 - T_2}{H}; \\
 a_5 &= \frac{0,095}{T_k^2} \left( \frac{T_3 - T_2}{H} \right)^2.
 \end{aligned}$$

Используя (I.8.25) в (I.8.22), находим

$$\frac{dp}{dz} = \frac{a_1 \rho_0 g T_0}{\rho_0 T_k \left( T_2 + \frac{T_3 - T_2}{H} z \right)^5} + a_2 \frac{\rho_0 g T_0}{\rho_0 T_k} + \frac{\rho_0 g T_0}{\rho_0 T_k} (a_3 + a_4 z + a_5 z^2) p.$$

Интегрируя в соответствующих пределах, нетрудно получить

$$p_2 = \frac{\rho_0 g T_0 p_k}{T_k \rho_0} e^{f(z)} \int_0^H \frac{5,385 T_k^5 + 0,096 \left( T_2 + \frac{T_3 - T_2}{H} z \right)^5}{e^{f(z)} \left( T_2 + \frac{T_3 - T_2}{H} z \right)^5} dz + p_3 e^{f(z)}; \quad (I.8.26)$$

$$\begin{aligned}
 f(z) &= \frac{\rho_0 T_0 g}{\rho_0 T_k} z \left[ 1,352 - \frac{T_2}{T_k} \left( 0,643 - \frac{0,095 T_2}{T_k} \right) + \right. \\
 &+ \left. \frac{T_3 - T_2}{2H} z \left( 0,191 \frac{T_2}{T_k^2} - \frac{0,643}{T_k} + \frac{0,064}{T_k^2} \frac{T_3 - T_2}{H} z \right) \right].
 \end{aligned}$$

Таблица I.8.2

Результаты расчета давления в статическом столбе газа

Устьевое давление, кг/см <sup>2</sup>	Статическое давление, кг/см <sup>2</sup>		Расхождение, кг/см <sup>2</sup>
	по формуле (I.8.27)	по формуле (I.8.26)	
118	144	144	0
125	153	152	1
150	184	181	3
175	214	210	4
200	244	239	5
118	211	204	7
125	224	215	9
150	267	254	13
175	307	293	14
200	347	332	15

По формуле (I.8.26) проведены численные расчеты при следующих исходных данных:  $\rho_0 = 0,72 \text{ кг/м}^3$ ;  $T_0 = 273^\circ \text{ К}$ ;  $T_k = 200^\circ \text{ К}$ ;  $p_k = 47 \text{ кг/см}^2$ ;  $p_0 = 1,033 \text{ кг/см}^2$ ;  $T_2 = 320^\circ \text{ К}$ ;  $T_3 = 370^\circ \text{ К}$ ;  $H = 3000 \text{ м}$ .

Аналогичные расчеты при прочих равных условиях были проведены и для скважин глубиной 10 000 м, но при  $T_3 = 450^\circ \text{ К}$ .

Статическое давление при вышеприведенных условиях было определено также и по барометрической формуле

$$p_2 = p_3 \exp\left(\frac{0,0341 \rho_3 g}{\bar{z} \bar{T}}\right). \quad (\text{I.8.27})$$

Результаты расчетов приведены в табл. I.8.2.

### 1.9. Изменение температуры на выходе штуцера при движении газоконденсатных систем<sup>1</sup>

Для установления правильного технологического режима газовой или газоконденсатной скважины важно знать температуру системы на выходе штуцера. Необходимость предсказания этой температуры прежде всего диктуется тем, что газоконденсатная смесь или газ при прохождении через штуцер охлаждается, причем температура системы падает тем больше, чем больше степень снижения давления на выходе штуцера. Охлаждение газа или газоконденсатной системы ниже определенного предела может привести к крайне нежелательному явлению — образованию гидратов в выкидной линии. Поэтому температурному расчету штуцеров в промысловой практике уделяют исключительное внимание. Располагая формулой для расчета заштуцерной температуры, можно всегда подобрать нужную комбинацию устьевых штуцеров. Такая система штуцеров обеспечит при заданной производительности скважины ту конечную температуру, при которой будет исключено гидратообразование.

Даже при редуцировании через штуцер сухого газа процесс течения его довольно сложен в термодинамическом отношении: на участке, включающем вход, канал и выход штуцера, происходит процесс, который с определенной степенью точности можно считать комбинацией адиабатного и изэнтальпийного процессов. Кроме того, часть энергии потока расходуется на диссипативные потери.

Для газоконденсатных систем, представляющих собой двухфазную жидкость, процесс редуцирования более сложен и зависит от большего числа факторов, чем аналогичный процесс для сухих газов.

В промысловой практике наиболее необходимо знание температуры потока в двух точках: температуры  $T_1$  в точке замера доштуцерного давления  $p_1$  и температуры  $T_2$  в точке замера послештуцерного давления  $p_2$ . Эти значения температуры наиболее характерны в отношении расчета штуцеров с целью предсказания возможности

<sup>1</sup> Вопрос, рассматриваемый в настоящем параграфе, излагается по работе Р. В. Гаджиоглы [61].

гидратообразования. На основе этих соображений и была изучена связь между давлениями  $p_1$  и  $p_2$  и температурами  $T_1$  и  $T_2$ . Исследования проводились на действующих газоконденсатных скважинах месторождений Карадаг и Песчаный-море.

Наиболее целесообразным оказалось установить связь между давлением и температурой на выходе штуцера в виде зависимости безразмерного симплекса  $\frac{T_2}{T_1}$  от  $\frac{p_2}{p_1}$  (рис. I.9.1). Для построения этой зависимости были использованы данные исследований, проведенных ЦНИИР НПУ им. Серебровского, а также данные Р. А. Рамазанова и А. М. Бельцовой [178].

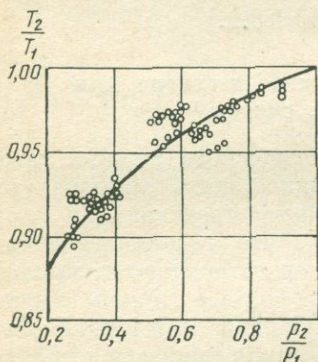


Рис. I.9.1. Зависимость отношения температур  $\frac{T_2}{T_1}$  от отношения давлений  $\frac{p_2}{p_1}$  на выходе де устьевых штуцеров газоконденсатных скважин.

Исследованию подвергались скважины, оборудованные стандартной фонтанной арматурой АФ, на выкидах которых были установлены металлические или керамические штуцеры. Образцовым манометром замерялись давления  $p_1$  до и  $p_2$  после штуцера. Ртутными термометрами измерялись соответствующие этим давлениям температуры  $T_1$  и  $T_2$ . В ряде случаев (НПУ им. Серебровского) температура измерялась электронными термометрами.

Данные по замерам нанесены на график рис. I.9.1, где кривая представляет собой найденную для данных точек методом наименьших квадратов эмпирическую зависимость

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{0,08} \quad (I.9.1)$$

Уравнение (I.9.1) очень удобно для расчета температуры на выходе штуцера. Показатель степени 0,08 здесь можно считать практически постоянным для различного содержания жидкости в газоконденсатной системе. В пределах точности промышленных измерений не было обнаружено влияния жидкой фазы, давления  $p_1$ , температуры  $T_1$ , плотности газа и жидкости на отклонение точек от кривой на рис. I.9.1. Учитывая, что газожидкостный фактор исследуемых систем изменялся в широких пределах (от 5000 до 30 000 м<sup>3</sup>/м<sup>3</sup>) и что максимальное отклонение от кривой нанесенных на график рис. I.9.1 точек не превышало 3% значения  $\frac{T_2}{T_1}$ , можно считать влияние жидкой фазы и прочих факторов на расчет температуры на выходе штуцеров по формуле (I.9.1) несущественным. Малое влияние жидкой фазы на изменение температуры редуцируемого потока следует, очевидно, объяснить тем, что в процентном

отношении жидкая фаза газоконденсатных систем меняется в узких пределах, несмотря на то, что газоконденсатный фактор может изменяться значительно. Средняя, наиболее часто встречающаяся погрешность, допускаемая при использовании уравнения (I.9.1), определялась согласно закону нормального распределения ошибок. Эта погрешность оказалась равной примерно 1%.

Соотношение (I.9.1) с постоянным показателем степени 0,08 по форме напоминает уравнение адиабаты идеального газа. Вследствие того, что процесс не является адиабатным в абсолютном понимании этого слова и газоконденсатная система не является идеальным газом, условно редуцирование в газоконденсатном штуцере можно отнести к политропному процессу. Практическое постоянство показателя степени 0,08 является достаточным критерием для подобного предположения. Под термином политропный здесь, как и в курсах термодинамики, следует понимать различные процессы в «...системах, не являющихся изотермическими или адиабатными. Работу, выполненную при течении такого процесса, удобно вычислять, используя форму уравнений, полученных для адиабатного обратимого процесса в идеальной газовой системе, с заменой величины  $K$  эмпирической постоянной ...» [64].

Легко подсчитать, что значение коэффициента  $n$  подобной политропы будет  $n = 1,09$ . Для сравнения рассмотрим, какое значение должен был бы иметь коэффициент адиабаты  $K$  газоконденсатной системы, если бы процесс можно было считать адиабатным.

Известно, что коэффициент адиабаты  $K$  для многокомпонентных систем рассчитывается согласно мольному составу смеси по закону аддитивности (см., например, работу [172]). Вычисленный таким способом коэффициент адиабаты природного газа принимают равным 1,29—1,30. В газоконденсатных системах газовая фаза, как более тяжелая по сравнению с сухим газом, будет влиять на уменьшение коэффициента  $K$ . Наличие в газоконденсатном потоке жидкой фазы, инертной в отношении температуры, также должно влиять на уменьшение значения коэффициента адиабаты. Уменьшению коэффициента  $K$  будет способствовать и тепло, освобождающееся из-за диссипативных потерь при редуцировании. Таким образом, коэффициент адиабаты  $K$  газоконденсатных систем должен быть меньше величины 1,29—1,30. Коэффициент  $K$  двухфазной жидкости можно найти теоретически из выражения вида:

$$pV^{K''} = \text{const.}$$

Последнее соотношение составляется для обратимого изоэнтропного процесса, а показатель  $K''$  носит название коэффициента адиабаты двухфазной жидкости по аналогии с соответствующим выражением для газа. Выражение для  $K''$  будет

$$K'' = \frac{(1-x)c'_V + xc_p}{(1-x)c'_V + xc_v}$$

Для иллюстрации рассчитаем значение  $K''$  для системы с относительной плотностью 0,8. При весовом газосодержании  $x = 0,9$ , что соответствует  $\Phi_1 \approx 10\,000 \text{ н.м}^3/\text{м}^3$ , принимается, что газовая фаза имеет относительную плотность 0,75,  $M = 21,7$ ,  $c_p = 0,47 \text{ кал/г} \cdot ^\circ\text{С}$ ,  $c_v = 0,37 \text{ кал/г} \cdot ^\circ\text{С}$  и что жидкая фаза имеет свойства жидкого гексана. Тогда согласно [60] грубо приближенно можно принять теплоемкость жидкости  $c_v \approx 1,6 \text{ кал/г} \cdot ^\circ\text{С}$ . Для принятых значений параметров коэффициент  $K'' = 1,16$ , тогда как коэффициент адиабаты природного газа той же относительной плотности 0,8 равен  $K = 1,25$  [97]. Заметим, что природному газу, имеющему  $\delta = 0,6$ , соответствует коэффициент адиабаты  $K = 1,30$ ,

а для  $\delta = 0,7$  коэффициент  $K = 1,28$  [97]. Коэффициент же политропы, как известно, будет меньше соответствующего коэффициента адиабаты. Поэтому найденное в настоящем параграфе значение  $n = 1,09$  для газоконденсатных систем вполне приемлемо.

Формула (I.9.1) применима в инженерных расчетах для штуцеров газоконденсатных скважин и описывает общий температурный эффект редуцирования газоконденсатных систем в пределах рассматриваемых давлений, температур и газоконденсатных факторов.

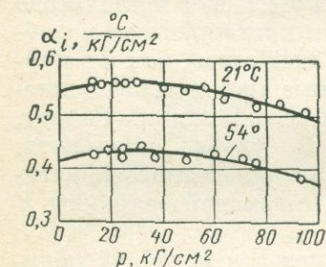


Рис. I.9.2. Значения коэффициентов  $\alpha_i$  Джоуля — Томсона для метан-пропановой системы, содержащей 85,4% мол. метана и 14,6% мол. пропана.

Представляет интерес рассчитать, насколько общий температурный эффект

в устьевом штуцере газоконденсатной скважины можно выразить через интегральный дроссель-эффект реального газа.

Температурный перепад, вызванный эффектом Джоуля — Томсона, можно оценить по некоторым имеющимся в литературе данным.

Для смеси, состоящей из 85,4% мол. метана и 14,6% мол. пропана, коэффициент  $\alpha_i$  Джоуля — Томсона был экспериментально определен Баденхольцером, Боткиным, Сейджем, Леся [235]. Изменения коэффициента  $\alpha_i$  метан-пропановой системы в зависимости от давления при различных температурах показаны на рис. I.9.2 [235]. Названная система имеет средний молекулярный вес  $M = 20,1$ , что соответствует средней относительной плотности системы 0,7. Был проведен расчет изменения температуры метан-пропановой системы для средних температур 21 и  $54^\circ\text{С}$  при давлениях  $p_1 = 100 \text{ кГ/см}^2$  и  $p_1 = 50 \text{ кГ/см}^2$ . Расчет проводился по формуле

$$\frac{T_2}{T_1} = 1 - \frac{\alpha_i \left( \frac{T_2 + T_1}{2}; \frac{p_1 + p_2}{2} \right) p_1}{T_1} \left( 1 - \frac{p_2}{p_1} \right),$$

т. е. для среднего значения коэффициента  $\alpha_i$  в рассматриваемом интервале давления и температуры.

Результаты расчета представлены на рис. 1.9.3. На рис. 1.9.4 нанесены кривые 3 и 4, представляющие результат расчета температурного эффекта дросселирования системы с относительной плот-

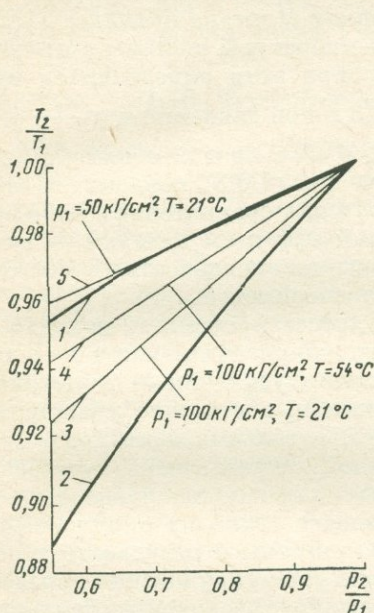


Рис. 1.9.3. Зависимость  $\frac{T_2}{T_1}$  от  $\frac{P_2}{P_1}$  для различных термодинамических процессов.

1 — кривая изменения температуры на выходе штуцера газоконденсатной скважины, рассчитанная по формуле (1.9.1); 2 — адиабата идеального газа ( $K=1,25$ ); 3, 4, 5 — кривые интегрального дроссель-эффекта для метан-пропановой системы (85,4% мол. метана и 14,6% мол. пропана).

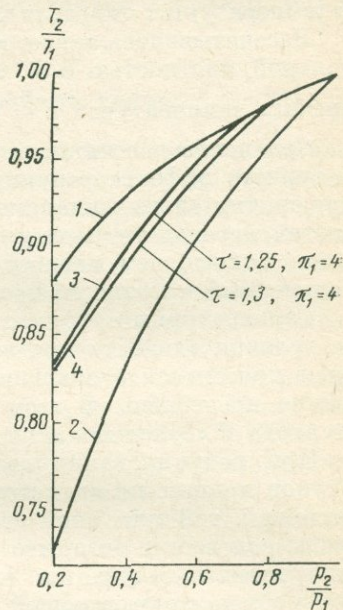


Рис. 1.9.4. Зависимость  $\frac{T_2}{T_1}$  от  $\frac{P_2}{P_1}$  для различных термодинамических процессов.

1 — кривая (политропа) изменения температуры на выходе штуцера газоконденсатной скважины, рассчитанная по формуле (11.9.1);  $n=1,09$ ; 2 — адиабата идеального газа ( $K=1,25$ ); 3, 4 — кривые интегрального дроссель-эффекта для природного газа при температуре соответственно  $\tau=1,25$  ( $32^\circ\text{C}$ ),  $\pi=4$  и  $\tau=1,3$  ( $20^\circ\text{C}$ ),  $\pi=4$ .

ностью, равной 0,8, и молекулярным весом  $M=23$ . Расчет выполнен в приведенных параметрах по формуле Эдмистера [172]:

$$\frac{T_2}{T_1} = 1 - \frac{\pi_1 \lambda_0 \left[ \left( \frac{\pi_1 + \pi_2}{2} \right); \left( \frac{\tau_1 + \tau_2}{2} \right) \right]}{\tau_1 \left\{ c_p^0 + \Delta c_p \left[ \left( \frac{\pi_1 + \pi_2}{2} \right); \left( \frac{\tau_1 + \tau_2}{2} \right) \right] \right\}} \left( 1 - \frac{P_2}{P_1} \right);$$

$$\lambda_0(\pi, r) = \frac{P_k}{T_k} \alpha_i c_p;$$

$$\pi_1 = \frac{P_1}{P_k}; \quad \pi_2 = \frac{P_2}{P_k};$$

$$\tau_1 = \frac{T_1}{T_k}; \quad \tau_2 = \frac{T_2}{T_k}.$$

Функция  $\lambda_0$  в зависимости от приведенного давления  $\pi$  для различных значений приведенных температур  $\tau$  определялась из графика Эдмистера [172]. Функция  $c_p^\circ + \Delta c_p$  в зависимости от давления  $\pi$  и температуры  $\tau$  определялась по графикам Моргана и Чилдса [172].

Рассчитывалось также изменение температуры системы с относительной плотностью 0,8. Функция  $\lambda_0$  при этом определялась при средних температурах  $\tau = 1,2$  и  $\tau = 1,3$  и при давлении  $\pi = \frac{(\pi_1 + \pi_2)}{2}$ .

Сравнение рассчитанных кривых 3, 4, 5 с кривой общего температурного эффекта редуцирования (см. рис. I.9.3) показывает, что при сравнительно высоких давлениях  $p_1$  и для сравнительно тяжелых систем перепад температуры, вызванный эффектом Джоуля — Томсона, больше чем перепад температуры газоконденсатных систем, измеренный в процессе промышленных экспериментов.

Температурный эффект, вызванный дросселированием, находится из условия адиабатичности процесса редуцирования, когда изменением кинетической энергии на достаточном удалении от «сужения» можно пренебречь. В этом случае в точках, достаточно удаленных от входа в «сужение» и выхода из него, энтальпия одинакова.

При редуцировании газоконденсатной системы через устьевой штуцер процесс не является адиабатным, так как газоконденсатная система в той или иной степени поглощает тепло из окружающей среды вследствие того, что температура системы в результате дросселирования получается ниже температуры окружающей среды. Теплообмен с окружающей средой приводит к увеличению температуры системы в защитном пространстве. Вследствие этого температура  $T_2$  газоконденсатной системы (т. е. температура в точке замера давления  $p_2$ ) должна быть более высокой, чем та же температура, рассчитанная согласно эффекту Джоуля — Томсона. Очевидно, чем ниже температура, получаемая в результате дроссельного эффекта, тем больше тепла переходит из окружающей среды к газоконденсатной системе. Наложение приобретенного тепла на эффект Джоуля-Томсона должно создавать суммарный эффект, приблизительно соответствующий температурному эффекту, описываемому формулой (I.9.1) (см. рис. I.9.3 и I.9.4).

Из вышеизложенного следует, что расчет штуцера по формулам интегрального дроссель-эффекта не во всех случаях будет давать удовлетворительные результаты. При высоких  $p_1$  и сравнительно небольших отношениях  $\frac{p_2}{p_1}$  эти формулы будут давать более низкие значения  $T_2$ . Например, из рис. I.9.4 видно, что при  $\frac{p_2}{p_1} = 0,2$  температура  $T_2$  при дросселировании природного газа с относительной плотностью 0,8 ниже на 6% температуры  $T_2$ , полученной экспериментально для газоконденсатной системы, что составляет для  $\tau = 1,3$  примерно  $17^\circ \text{C}$ . В случае же небольших  $p_1$  или при отношениях  $\frac{p_2}{p_1}$ , близких к единице, расчет штуцеров по формулам интегрального дроссель-эффекта будет давать приемлемые резуль-

таты. Например, для системы с относительной плотностью 0,8 при  $\frac{\rho_2}{\rho_1} = 0,6$  разница расчетных и экспериментальных значений  $T_2$  меньше: для  $\tau = 1,3$  эта разница составляет 2% (или 6° С), а для  $\tau = 1,25$  она равна 1% (или 3° С).

### 1.10. Термические способы добычи нефти

При рассмотрении механизма выноса жидкости с забой скважины к устью обычно влияние температуры не принимается во внимание. А между тем при благоприятных условиях температура может служить одной из основных причин, а в некоторых случаях единственной причиной, обеспечивающей течение жидкости вверх по скважине (например, при термолифте, т. е. при термическом фонтанировании [216]). Такой случай можно проиллюстрировать следующим образом.

При температуре 20° С (такая температура может быть на устье скважины) столб нефти высотой 2000 м создает противодействие на забой 170 кг/см<sup>2</sup> (плотность нефти  $\rho_{2,20} = 0,850$ ). Пластовая температура на глубине 2000 м может составлять 80° С. Если бы стало возможным нагреть весь столб нефти до 80° С, то противодействие на забой стало бы 162 кг/см<sup>2</sup> (плотность нефти  $\rho_{2,80} = 0,810$ ). Таким образом, нагрев нефти в скважине от 20 до 80° С приводит к снижению противодействия на забой на 8 кг/см<sup>2</sup>. В рассмотренном выше примере приведенные числовые данные снижения противодействия на пласт являются завышенными. Однако они иллюстрируют механизм термического фонтанирования. Нагревание продукции скважин происходит при этом за счет все более увеличивающегося поступления в скважину «горячей» пластовой жидкости. Разумеется, температура по вертикали скважины не может быть равной пластовой (как в приведенном выше примере) из-за естественных потерь тепла. Термическое фонтанирование будет давать ощутимые результаты, если пластовая жидкость не содержит газа.

Роль термического фонтанирования существенна для скважин минеральных вод. На месторождениях Боржоми, Сухуми и других после закрытия фонтанирующих скважин, продукция которых не содержит свободного газа, а дебит часто превышает 1000 м<sup>3</sup>/сутки, устьевое давление со временем падает вплоть до снижения уровня ниже устья [216]. Это явление вызывается охлаждением столба жидкости вследствие теплообмена с горными породами при возможно неизменном забойном давлении.

В работе Э. Б. Чекалюка [216] приводится расчет термического фонтанирования в скважине глубиной  $H$ , в которой имеется статический столб воды с фактическим уровнем  $h$ . Используя формулу линейного теплового расширения воды, нетрудно определить ту среднюю разность температур  $\Delta T_1$ , которая обеспечит подход воды к устью скважины:

$$\Delta T_1 = \frac{h}{\beta_7(H-h)}. \quad (I.10.1)$$

Если в процессе перелива жидкости установится более высокая средняя температура, то скважина будет продуцировать с дебитом, соответствующим депрессии

$$\Delta p = \tilde{\gamma}_7 [\beta_7 (H - h) \Delta T_2 - h], \quad (I.10.2)$$

где  $\tilde{\gamma}_7$  — среднее повышение температуры в скважине.

Учитывая, что при коэффициенте продуктивности  $K$  весовой дебит  $G_7$  скважины равен

$$G_7 = K \Delta p, \quad (I.10.3)$$

нетрудно определить, что

$$G_7 = K \tilde{\gamma}_7 \beta_7 (H - h) (\Delta T_2 - \Delta T_1). \quad (I.10.4)$$

Характер изменения дебита  $G_7$  скважины во времени зависит от изменения  $\Delta T_2$ . Для определения  $\Delta T_2$  интегрируется уравнение [216]

$$\Delta T(z, t) \approx \Gamma \frac{G_p G_{7.0}}{K_1(t)} \left( 1 - e^{-\frac{K_1(t)}{c_p G_{7.0}}} \right) \quad (I.10.5)$$

от устья  $z = 0$  до забоя  $z = H$ :

$$\Delta T_2(t) = \Gamma \frac{c_p G_{7.0}}{K_1(t)} \left\{ 1 + \frac{c_p G_{7.0}}{H K_1(t)} \left[ \exp \left( -\frac{K_1(t) H}{c_p G_{7.0}} \right) - 1 \right] \right\};$$

$$K_1(t) = \frac{2\pi \Lambda_5}{\ln \left[ 1 + \sqrt{\frac{\pi \chi_5 t}{r_0^2}} \right]}.$$

Учитывая изложенное, следует более осторожно подходить к данным гидродинамических исследований скважин, в которых влияние термического фонтанирования может играть значительную роль. В таких скважинах кривые восстановления давления на начальном участке могут существенно отличаться от «нормальных» кривых.

При термическом фонтанировании основной предпосылкой, обеспечивающей эффективный подъем жидкости, является поддержание в скважине относительно высокой температуры, по возможности близкой к забойной. Этого можно достигнуть, во-первых, за счет уменьшения естественных тепловых потерь, во-вторых, за счет искусственного подогрева восходящего потока. Уменьшение тепловых потерь в первую очередь осуществляется путем искусственного понижения коэффициента теплопроводности пространства между жидкостным потоком и породами.

В исследованиях [163, 112] показано, что при теоретическом расчете коэффициента теплопередачи  $K$  скважины с концентрично расположенными трубами основное влияние на расчетную величину оказывает член формулы, учитывающий теплопроводность затрубного пространства (этот член отличается от остальных на 3—4 порядка). Однако в реальных условиях концентрическое расположение труб не может иметь места — наблюдается примерно 8—10 касаний

подъемных труб на каждые 1000 м глубины скважины [162]. Касание труб фактически сводит на нет изоляционную способность затрубного пространства. Для использования теплоизоляционных свойств затрубного пространства трубы иногда центрируют при помощи специальных фонарей.

Более эффективным средством уменьшения тепловых потерь потока является применение теплоизолированных подъемных труб. Разумеется, чем меньше коэффициент теплопроводности изоляции, тем эффективнее будет работа теплоизолированного подъемника. Использование пластмассовых труб, очевидно, не будет создавать достаточного эффекта в этом смысле, так как коэффициент теплопроводности пластмассы, из которой в настоящее время изготавливаются трубы, сравнительно велик ( $\Lambda = 0,3 \text{ ккал/м} \cdot \text{ч} \cdot ^\circ\text{C}$ ).

Влияние изоляции подъемных труб на эффект сохранения температуры потока исследовалось в работе [239]. Авторы этой работы в своих расчетах принимали, что подъемные трубы концентрично расположены в вертикальной скважине, что процесс передачи тепла от потока к породам стационарный и все пространство между породами и восходящим потоком имеет средний коэффициент теплопроводности, равный коэффициенту теплопроводности  $\Lambda_{11}$  изоляционного материала. Распределение температуры  $T_5(z)$  в породах пласта происходит соответственно геотермическому градиенту  $\Gamma$ . Поток имеет среднюю по сечению подъемника температуру  $T_{III}(z)$ . Влиянием теплопроводности в вертикальном направлении (в трубах, в изоляции, в жидкостном потоке) можно пренебречь. Жидкость не содержит газа. Ось  $Oz$  направлена от устья к забою скважины, причем на устье  $z = 0$ . Радиальная координата  $r$  отсчитывается от оси скважины.

Рассматривается элементарный объем изоляции в виде кольцевого цилиндра высотой  $dz$ . Через элементарную площадь  $2\pi r dr$  согласно закону Фурье проходит следующее количество тепла в единицу времени:

$$\frac{dq}{dt} = -2\pi\Lambda_{11}r \frac{\partial T(r, z)}{\partial r} dz. \quad (\text{I.10.6})$$

Из выражения для теплоемкости  $c_2$  нефти можно записать

$$\frac{dq}{dz} = -\rho_2 c_2 F dT_{III}(z). \quad (\text{I.10.7})$$

Из условия постоянства скорости потока вдоль скважины следует

$$\frac{dq}{dt} = \frac{dq}{dz} \frac{dz}{dt} = -\frac{Q_2}{F} \frac{dq}{dz}. \quad (\text{I.10.8})$$

Распределение температуры  $T(r, z)$  в изоляции происходит в соответствии с дифференциальным уравнением

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \frac{\partial T(r, z)}{\partial r} \right] = 0 \quad (\text{I.10.9})$$

при условиях

$$T(r_4, z) = T_{III}(z); \quad (I.10.10)$$

$$T(r_1, z) = T_{(5)}(z) = T_2 + \Gamma z. \quad (I.10.11)$$

Из решения дифференциального уравнения (I.10.9), удовлетворяющего условиям (I.10.10) и (I.10.11), следует

$$r \frac{\partial T(r, z)}{\partial r} = \frac{T_2 + \Gamma z - T_{III}(z)}{\ln \frac{r_1}{r_4}}. \quad (I.10.12)$$

Подставляя (I.10.12), (I.10.8) и (I.10.7) в (I.10.6), можно получить

$$\frac{dT_{III}(z)}{dz} = B [T_2 + \Gamma z - T_{III}(z)]; \quad (I.10.13)$$

$$B = \frac{2\pi\Lambda_{11}}{F\rho_2c_2 \ln\left(\frac{r_1}{r_4}\right)}. \quad (I.10.14)$$

При условии, что на забое скважины (при  $z = H$ ) температура потока равна  $T_{III} = T_3$ , решение уравнения (I.10.13) принимает вид:

$$T_{III}(z) = T_2 + \Gamma z + \frac{\Gamma}{B} \{1 - \exp[-B(H-z)]\}. \quad (I.10.15)$$

Подставляя

$$T_2 = T_3 - \Gamma H$$

и разлагая (I.10.15) в ряд Тейлора по  $z$ , можно, ограничиваясь первым членом разложения, получить

$$T_{III}(0) = T_3 - \frac{2\pi\Lambda_{11}H^2\Gamma}{F\rho_2c_2 \ln\left(\frac{r_1}{r_4}\right)}. \quad (I.10.16)$$

Из (I.10.16) следует, что сохранения относительно высокой температуры на устье скважины можно достичь путем уменьшения  $\Lambda_{11}$  изолирующего материала, дебита скважины и увеличения отношения  $\frac{r_1}{r_4}$ .

В работе [239] приведены численные расчеты для скважины, у которой

$$\Gamma = 3,5 \cdot 10^{-2} \text{ }^\circ\text{C/м}; \quad T_3 = 60^\circ \text{C};$$

$$\rho_2 = 0,85 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3; \quad T_2 = 7,5^\circ \text{C};$$

$$c_2 = 0,5 \text{ ккал/кг} \cdot ^\circ\text{C}; \quad H = 1500 \text{ м}.$$

Результаты расчетов приведены на рис. I.10.1, I.10.2, I.10.3. В работе [239] рассматриваются также теплоизолированные трубы, которые от устья до определенной глубины  $h$  равномерно

Рис. I.10.1. Изменение температуры в термически изолированных трубах при различных значениях дебита

$$Q_2 (\Lambda_{11} = 0,04 \text{ ккал/м} \cdot \text{ч} \cdot \text{°C}; \frac{r_1}{r_4} = 2).$$

$$1 - Q_2 = 0; \quad 2 - Q_2 = 0,2 \text{ м}^3/\text{ч}; \quad 3 - Q_2 = 0,4 \text{ м}^3/\text{ч}; \quad 4 - Q_2 = 1 \text{ м}^3/\text{ч}; \quad 5 - Q_2 = \infty.$$

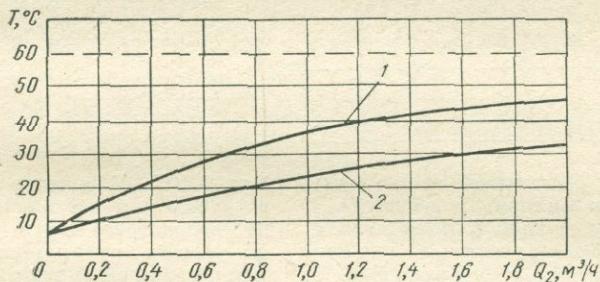
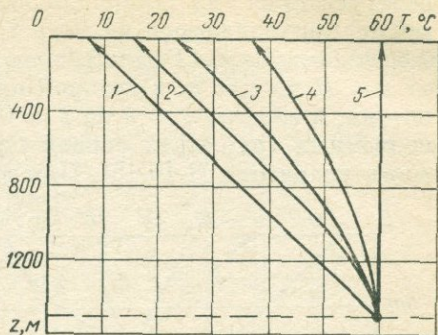


Рис. I.10.2. Изменение температуры в скважине в зависимости от дебита  $Q_2$  при различных значениях коэффициента теплопроводности изолирующего

$$\text{материала } \Lambda_{11} \text{ и } \frac{r_1}{r_4} = 2.$$

$$1 - \Lambda_{11} = 0,04 \text{ ккал/м} \cdot \text{ч} \cdot \text{°C}; \quad 2 - \Lambda_{11} = 0,1 \text{ ккал/м} \cdot \text{ч} \cdot \text{°C}.$$

Пунктир соответствует температуре пласта.

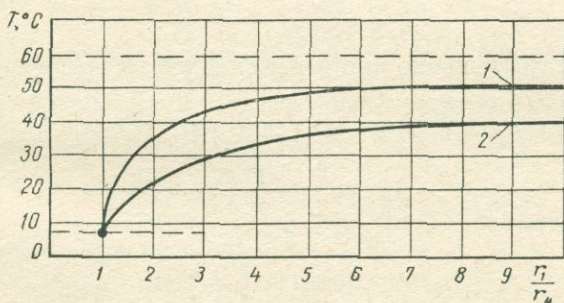


Рис. I.10.3. Температура нефти на выходе из скважины в зависимости от отношения  $\frac{r_1}{r_4}$  при различных значениях теплопроводности материала в затрубном пространстве  $\Lambda_{11}$ .

$$1 - \Lambda_{11} = 0,04 \text{ ккал/м} \cdot \text{ч} \cdot \text{°C}; \quad 2 - \Lambda_{11} = 0,1 \text{ ккал/м} \cdot \text{ч} \cdot \text{°C}.$$

подогреваются по длине (электрический подогрев). Количество тепла, приходящегося на метр труб, составляет в единицу времени  $0,86 n$  (ккал/ч·м). Рассматриваются два участка подъемника: зона от  $z = H$  до  $z = h$ , в которой происходит естественное охлаждение потока, и зона от  $z = h$  до  $z = 0$ , в которой производится подогрев подъемных труб. Для первой из этих зон сохраняется справедливость уравнения (I.10.15). При выводе формулы для распределения

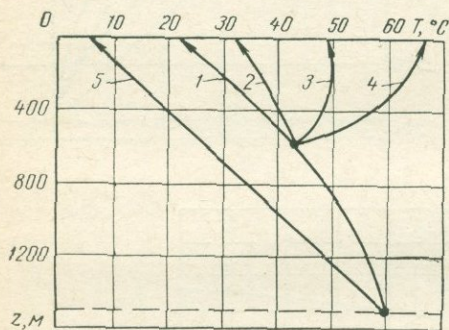


Рис. I.10.4. Изменение температуры в трубах при постоянном дебите ( $Q_2 = 0,04 \text{ м}^3/\text{ч}$ ) и различной интенсивности подогрева нефти на участке от глубины 600 м до устья ( $\Lambda_{11} = 0,04 \text{ ккал/м} \cdot \text{ч} \cdot ^\circ\text{C}$ ;

$$\frac{r_1}{r_4} = 2).$$

1 —  $n = 0$ ; 2 —  $n = 5 \text{ вт/м}$ ; 3 —  $n = 15 \text{ вт/м}$ ; 4 —  $n = 25 \text{ вт/м}$ ; 5 — температура в скважине.

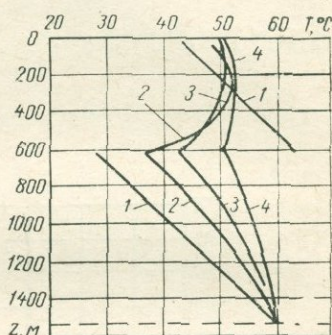


Рис. I.10.5. Изменение температуры в трубах при постоянной интенсивности подогрева нефти ( $n = 15 \text{ вт/м}$ ) на участке от глубины 600 м до устья и при различных значениях дебита нефти  $Q_2$  ( $\Lambda_{11} = 0,04 \text{ ккал/м} \cdot \text{ч} \cdot ^\circ\text{C}$ ;

$$\frac{r_1}{r_4} = 2).$$

1 —  $Q_2 = 0$ ; 2 —  $Q_2 = 0,2 \text{ м}^3/\text{ч}$ ; 3 —  $Q_2 = 0,4 \text{ м}^3/\text{ч}$ ; 4 —  $Q_2 = 1 \text{ м}^3/\text{ч}$ .

температуры потока во второй зоне вместо уравнения (I.10.15) следует использовать выражение

$$\frac{dT}{dt} = \frac{0,86n}{\rho_2 c_2 Q_2} - \frac{dq}{dt} \frac{H}{dz}. \quad (\text{I.10.17})$$

В результате решение для зоны сплошного подогрева принимает вид:

$$T(z) = T_2 + A + \Gamma z + B \left\{ 1 - \frac{1}{B} [A + T_5(h) - T_{\text{III}}(h)] + 1 \right\} \exp \left[ -\frac{\Gamma}{B} (h - z) \right]; \quad (\text{I.10.18})$$

$$0 < z < h;$$

$$A = \frac{0,86n \ln \left( \frac{r_1}{r_4} \right)}{2\pi\Lambda_{11}};$$

$$B = \frac{\Gamma F \rho_2 c_2 \ln \left( \frac{r_1}{r_4} \right)}{2\pi\Lambda_{11}},$$

где  $n$  — тепловая нагрузка подогревателя в  $\text{вт/м}$ .

Влияние сплошного подогрева труб на распределение температуры по стволу скважины иллюстрируется рис. 1.10.4, 1.10.5, 1.10.6.

Представляется интересным также и случай локального подогрева подъемных труб [239]. Предполагается, что на глубине  $z = h$  уста-

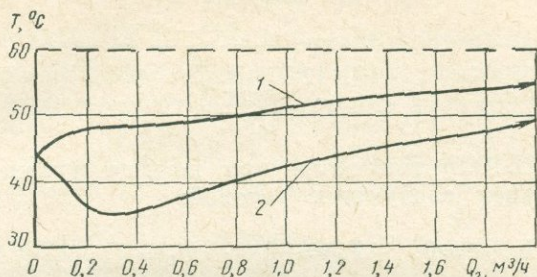


Рис. 1.10.6. Значение температуры нефти на выходе из скважины в зависимости от величины дебита.

1 — подогрев осуществляется на участке от 0 до 600 м;  
2 — подогрев осуществляется на участке от 0 до 200 м.  
Интенсивность подогрева в обоих случаях одинакова:  
 $n = 15 \text{ вт/м}$  ( $\Lambda_{11} = 0,04 \text{ ккал/м} \cdot \text{ч} \cdot \text{°C}$ ;  $\frac{r_1}{r_4} = 2$ ).

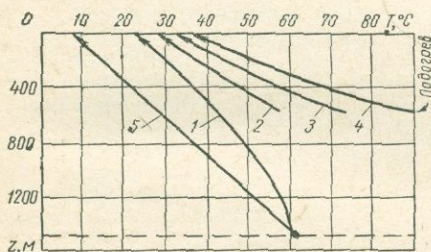


Рис. 1.10.7. Изменение температуры в трубах при различных значениях местного подогрева нефти и постоянном дебите  $Q_2 = 0,4 \text{ м}^3/\text{ч}$ ; подогреватель находится на глубине 600 м

( $\Lambda_{11} = 0,04 \text{ ккал/м} \cdot \text{ч} \cdot \text{°C}$ ;  $\frac{r_1}{r_4} = 2$ ).

Значения  $N$  в кВт: 1 — 0; 2 — 3; 3 — 6; 4 — 9; 5 — температура в скважине.

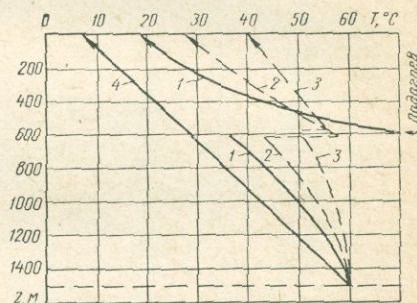


Рис. 1.10.8. Изменение температуры в трубах при неизменной интенсивности местного подогрева  $N = 3 \text{ кВт}$  и различных дебитах нефти  $Q_2$

( $\Lambda_{11} = 0,04$ ;  $\frac{r_1}{r_4} = 2$ ).

Значения  $Q_2$  в  $m^3/\text{ч}$ : 1 — 0,2; 2 — 0,4; 3 — 1,0; 4 — температура в скважине.

новлен «точечный» электрический подогреватель мощностью  $N \text{ кВт}$  (или  $860 N \text{ ккал/ч}$ ). Тепло, выделяемое подогревателем, мгновенно и полностью передается восходящему потоку жидкости.

Как и в рассмотренном выше случае сплошного подогрева, здесь в зоне от  $z = H$  до  $z = h$  температура распределяется согласно

выражению (I.10.15). В зоне от  $z = h$  до  $z = 0$  температура распределяется в соответствии с уравнением

$$T(z) = T_2 + \Gamma z + B \left\{ 1 + \frac{1}{B} [T_5(h) - T_{III}(h) + C] + \right. \\ \left. + 1 \right\} \exp \left[ -\frac{\Gamma(h-z)}{B} \right]; \quad (I.10.19)$$

$$C = \frac{860N}{c_2 F \rho_2}.$$

Формула (I.10.9) выводится при помощи уравнения (I.10.13) с использованием следующих условий:

$$z = h; \quad t = 0; \quad \Delta T_6 = \frac{860N}{c_2 F \rho_2}; \quad T_6 = T_{III}(h) + \Delta T_6.$$

На рис. I.10.7 и I.10.8 приведены зависимости, полученные из формулы (I.10.19). Из рисунков видно, что для термического подъемника, в котором искусственно подогревается восходящая жидкость, можно достигнуть большого эффекта, если применить сплошной подогрев труб на участке от устья до необходимой глубины.

## Глава II

# ГЕОТЕРМИЯ В РАЗРАБОТКЕ НЕФТЯНЫХ, ГАЗОВЫХ И ГАЗОКОНДЕНСАТНЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ И В НЕФТЕПРОМЫСЛОВОЙ ГЕОЛОГИИ

### II.1. Влияние температуры на физико-механические свойства гомогенных и гетерогенных систем

Присутствие в составе некоторых нефтей парафина и смол придает им не-newтоновские свойства (табл. II.1.1 [2]). Физические свойства таких нефтей в сильной степени зависят от температуры.

Таблица II.1.1

**Содержание смол и парафина в нефтях различных месторождений**

Месторождение	Содержание, %	
	смола	парафина
Кала (нижний отдел) . . . . .	18	2,7
Карачухур (верхний отдел) . . . . .	8	6,0
Карачухур (нижний отдел) . . . . .	18	5,0
Сураханы . . . . .	10	3,2
Гоусаны . . . . .	26	6,0
Биби-Эйбат . . . . .	21	2,0
о. Песчаный . . . . .	—	17,0
Мишовдаг . . . . .	65	3,7
Узень . . . . .	16	28,0
Жетыбай . . . . .	8	21,0

Нами был проведен комплекс работ по изучению подобных нефтей в атмосферных и пластовых условиях. Влияние температуры на структурно-механические свойства дегазированных парафинистых и смолистых нефтей рассматривалось, например, в работе [192].

На рис. II.1.1 и II.1.2 приведены результаты экспериментов [2] с некоторыми нефтями скважин НПУ Кировнефть, НПУ Лениннефть (Азербайджанская ССР) и месторождения Узень (Мангышлак). Эксперименты были проведены с применением капиллярного вискозиметра [158, 206].

Значения  $\tau_0$  и  $\eta$  при постоянной температуре опыта определялись по формулам [158]

$$\tau_0 = \frac{3\Delta p_0 d_1}{16l_1};$$

$$\eta = \frac{\pi d_1^4}{128} \cdot$$

Как видно на рис. П.1.1 и П.1.2, с повышением температуры значения  $\eta$  и  $\tau_0$  парафинистых и смолистых нефтей резко уменьшаются. Из рис. П.1.1 и П.1.2 также видно, что при пластовой температуре исследуемые нефти могут сохранять вязко-пластичные свойства. Для полного представления о характеристиках парафинистых и смолистых нефтей следует знать, как они будут вести себя в условиях одновременного воздействия пластовых температуры и давления. На специальной установке, представляющей комбинацию капиллярного вискозиметра и бомбы  $pVT$ , были проведены эксперименты [2],

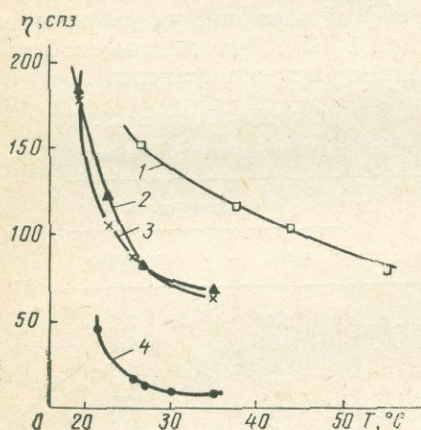


Рис. П.1.1. Влияние температуры на структурную вязкость нефтей.

Нефти: 1 — скв. 1928 НПУ Кировнефть; 2 — скв. 210038 НПУ Лениннефть; 3 — скв. 2304 НПУ Кировнефть; 4 — скв. 161 месторождения Узень.

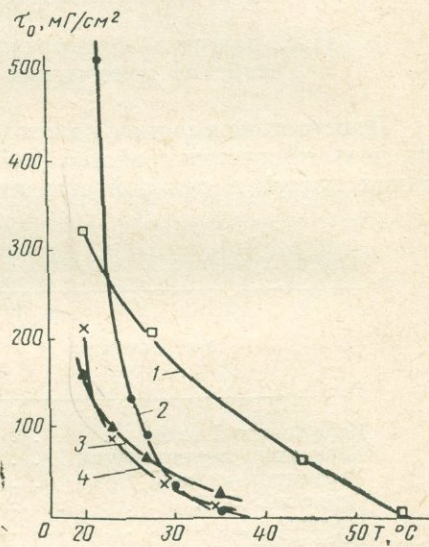


Рис. П.1.2. Влияние температуры на предельное напряжение сдвига нефтей.

Нефти: 1 — скв. 1928 НПУ Кировнефть; 2 — скв. 161 месторождения Узень; 3 — скв. 210038 НПУ Лениннефть; 4 — скв. 2304 НПУ Кировнефть.

которые показали, что давление в пласте практически не оказывает влияния на величину предельного напряжения сдвига  $\tau_0$  (на величину отрезка, отсекаемого на оси давления, рис. П.1.3).

В Азинефтехиме им. М. Азизбекова также проводились при различных температурах испытания реологических свойств модельной вязко-пластичной жидкости (смеси масел вапор и брайтсток, причем в вапор добавлялось от 25 до 75% вес. брайтстока и смолистых нефтей с содержанием смолы от 25 до 82%). Строилась реологическая кривая, подобная представленной на рис. П.1.4. На осях координат этого графика отложены значения  $\bar{\tau} = \frac{\Delta p_1 r_1}{2l_1}$  и  $\bar{v} = \frac{4Q_{3.1}}{\pi r_1^3}$ , где  $\Delta p_1$  — потери давления на трение;  $r_1$  — радиус капилляра вискозиметра;  $l_1$  — длина капилляра;  $Q_{3.1}$  — объемный расход. Реологическая кривая на рис. П.1.4 является результатом испытания

нефти с содержанием смол 82% месторождения Калмас НПУ Карадагнефть (АзССР). Кривые на рис. II.1.4 нелинейны, проходят через начало координат и вогнуты к оси  $\bar{v}$ . Ньютоновские жидкости, имеющие подобные реологические кривые течения, называются псевдопластичными. При небольших градиентах скоростей нелинейный участок таких кривых сравнительно велик. С увеличением температуры нефти нелинейный участок кривых уменьшается. Следует отметить, что нелинейный участок будет прослеживаться при меньшем диапазоне изменения модуля градиента скоростей тем лучше, чем больше растворенного газа в нефти. Данные, полученные для различных диаметров капилляров, совпадают с соответствующими кривыми рис. II.1.4. Для смолистых нефтей и смеси масел вапор-бразитсток реологические кривые течения имеют общий характер.

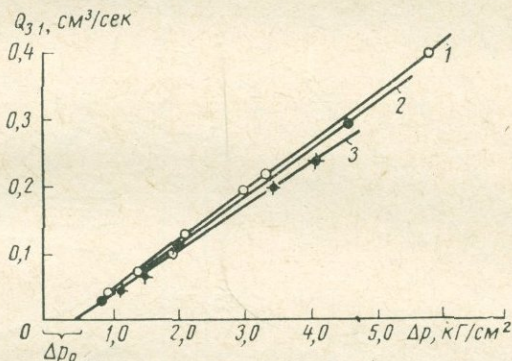


Рис. II.1.3. Влияние давления на  $\Delta p_0$ .  
Давление  $p$  в кг/см²: 1 — 96; 2 — 64; 3 — 32.

В рассматриваемом диапазоне градиента скоростей реологические кривые течения неньютоновских нефтей аппроксимируются моделями вязкой жидкости, вязко-пластичной среды и степенной моделью.

Степенная модель описывается зависимостью вида:

$$\bar{\tau} = K_1 \bar{v}^m.$$

Степенной закон зависимости между напряжением сдвига  $\bar{\tau}$  на стенке и модулем кажущегося градиента скорости  $\bar{v}$  применяется также для описания движения полимерных материалов и термопластиков [15, 38, 139].

Влияние температуры на  $K_1$  и  $m$  для смолистых нефтей иллюстрируется на рис. II.1.5. Как видно из рисунка,  $K_1$  сильно зависит от температуры, а  $m$  зависит сравнительно мало. При небольших изменениях температуры величину  $m$  можно считать практически постоянной.

Реологическую кривую неньютоновских нефтей в целом ряде случаев удобно аппроксимировать при сравнительно малых величинах

кажущегося градиента скоростей  $\bar{v}$  моделью вязкой среды, а при больших значениях  $\bar{\tau}$  — моделью вязко-пластичной среды. Например, кривая течения *I*, приведенная на рис. П.1.4, может быть аппроксимирована двумя прямыми: прямой *OA*, проходящей через начало координат, и прямой *AB*, отсекающей на оси абсцисс отрезок *OC*. Отрезок *OC* соответствует предельному напряжению сдвига  $\tau_0$ .

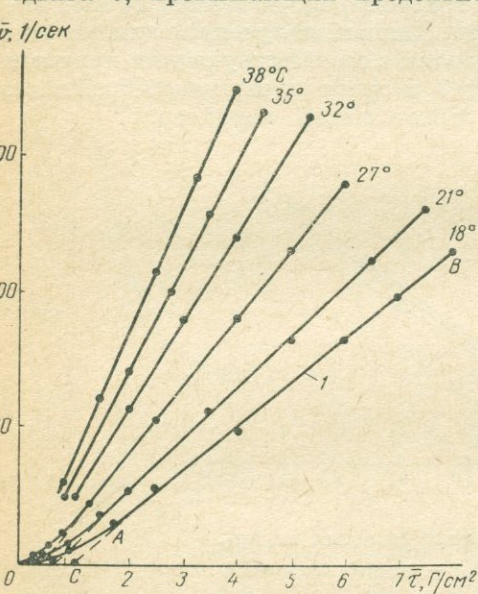


Рис. П.1.4. Реологическая кривая вязко-пластичных сред.

При выборе модели вязко-пластичной среды при напряжениях сдвига  $\bar{\tau}$ , превышающих предельное напряжение  $\tau_0$ , нефти будут вести себя как вязко-пластичные среды. Если ограничиться исследованиями при  $\bar{\tau}$  в ука-

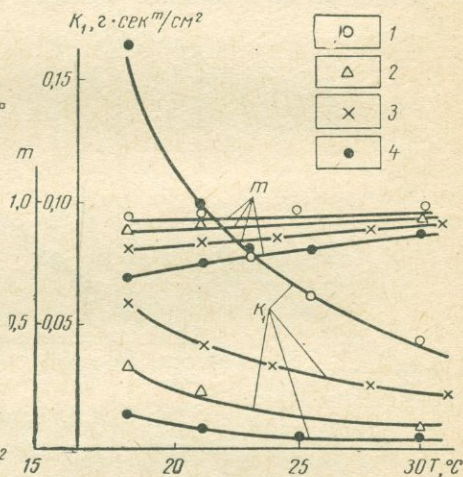


Рис. П.1.5. Зависимость  $k_1$  и  $m$  от  $T^\circ$  для смолистых нефтей.

Содержание смол: 1 — 25%; 2 — 40%; 3 — 72%; 4 — 82%.

занной области, то такие нефти можно принять за среду Шведова — Бингама, характеризующуюся структурной вязкостью  $\eta$  и предельным напряжением сдвига  $\tau_0$ .

При напряжениях сдвига  $\bar{\tau}$ , меньших  $\tau_0$ , ньютоновскую нефть принимают за вязкую среду, характеризующуюся вязкостью  $\mu_3$ .

Обозначая через  $\bar{v}_0$  величину кажущегося градиента скорости, выше которой зависимость становится практически линейной, можно записать формулы, справедливые при аппроксимации реологической кривой двумя прямыми:

$$\eta = K_1 m \bar{v}_1^{m-1};$$

$$\tau_0 = (1-m) K_1 \bar{v}_1^m;$$

$$\mu_3 = \frac{\eta}{m} = K_1 \bar{v}_1^{m-1}; \quad (\bar{v}_1 > \bar{v}_0).$$

На рис. II.1.6 приводятся кривые зависимости реологических констант нефтей, содержащих 25, 40, 72 и 82% смол, от  $\tau_0$  при применении степенного закона. На рис. II.1.7 и II.1.8 показана зависимость реологических констант нефтей от процентного содержания смол при различных температурах.

На основании экспериментов было обнаружено, что при снижении давления газоконденсатного пласта проницаемость пористой среды изменяется вследствие сорбционных эффектов в этой среде, что может отразиться на производительности скважин. Известно, что сорбционные процессы в большой степени зависят от температуры.

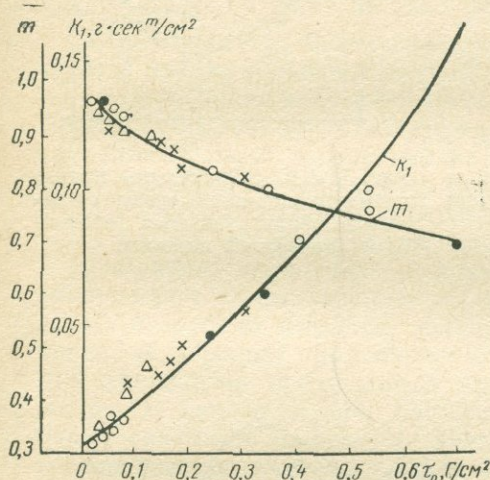


Рис. II.1.6. Зависимость  $k_1$  и  $m$  от  $\tau_0$  для смолистых нефтей, содержащих 25, 40, 72 и 82% смолы.

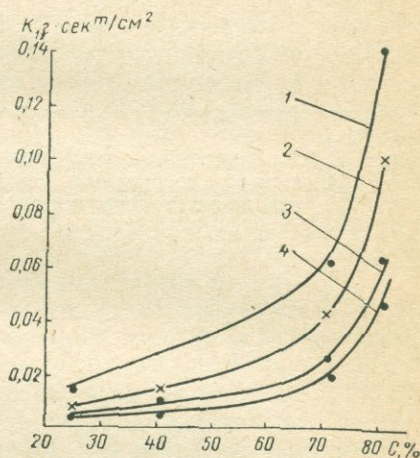


Рис. II.1.7. Зависимость коэффициента  $k_1$  от процентного содержания смол при различных температурах.

1 —  $T = 18^\circ \text{C}$ ; 2 —  $T = 21^\circ \text{C}$ ; 3 —  $T = 25^\circ \text{C}$ ; 4 —  $T = 30^\circ \text{C}$ .

поэтому представляет интерес исследовать, как влияет температура на изменение проницаемости породы из-за сорбционных явлений.

На рис. II.1.9 приведена типичная кривая зависимости фазовой проницаемости для газоконденсатной системы, фильтрующейся через кварцевый песок, от давления. Точка  $B$  на рисунке соответствует давлению  $p_5$  начала конденсации, которое на 5—8% больше соответствующего давления, определенного для той же системы в бомбе  $pVT$ . Участок  $AB$  кривой показывает увеличение проницаемости образца из-за десорбции газа при снижении давления с  $p_4$  до  $p_5$ . Участок  $BC$  соответствует уменьшению проницаемости из-за выпадения конденсата в пористой среде при снижении давления с  $p_5$  до  $p_6$ . Давление  $p_6$  приблизительно соответствует давлению максимальной конденсации. Участок  $CD$  показывает увеличение проницаемости из-за десорбции и нормального испарения.

Объем пор исследуемой пористой среды может быть определен методом материального баланса. На рис. II.1.10 представлены экспериментальные кривые изменения объема  $\Omega$  пор в зависимости от давления  $p$  при двух различных температурах опыта: 21 и 61° С. Кривые

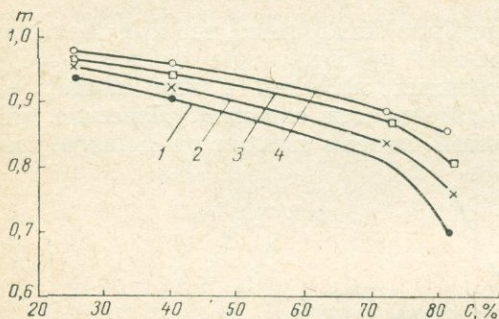


Рис. II.1.8. Зависимость коэффициента  $m$  от процентного содержания смол при различных температурах.

1 —  $T = 18^\circ \text{C}$ ; 2 —  $T = 21^\circ \text{C}$ ; 3 —  $T = 25^\circ \text{C}$ ;  
4 —  $T = 30^\circ \text{C}$

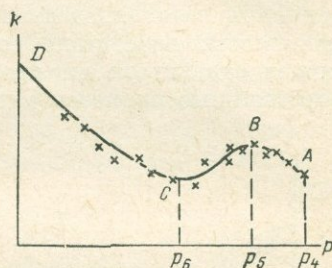


Рис. II.1.9. Зависимость проницаемости пористой среды от давления фильтрующей газоконденсатной системы.

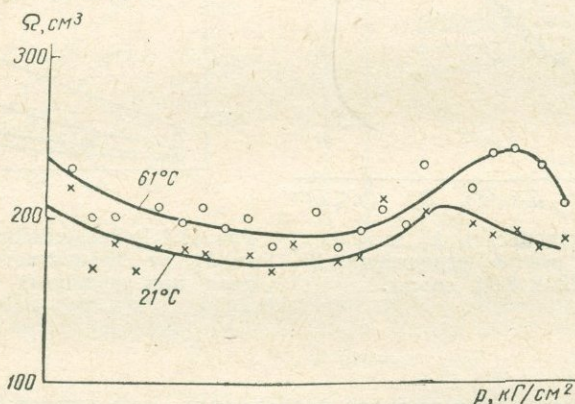


Рис. II.1.10. Зависимость объема  $\Omega$  пор от давления фильтрующей газоконденсатной системы при различных температурах.

подобного рода аналогичны кривым, приведенным на рис. II.1.9. Как видно из рис. II.1.10, температура мало влияет на объем пор, занятый газом, и на изменение проницаемости из-за сорбционных явлений.

## II.2. Влияние температуры на фильтрацию гомогенных и гетерогенных систем

Высокая температура способствует созданию благоприятных условий для фильтрации пластового флюида в пористых средах. При повышении температуры снижается вязкость пластовой жид-

кости, а снижение вязкости, как известно, приводит к увеличению фильтрационной проводимости  $\frac{k}{\mu}$ . Кроме того, высокая температура способствует снижению тормозящего влияния молекулярно-поверхностных эффектов, капиллярных сил, сорбционных явлений; в число «активных» поровых каналов вовлекаются и те капилляры, которые могут оказаться выключенными при относительно низкой температуре. Влияние температуры проявляется также и в том, что с повышением ее увеличивается нефтеотдача пористых сред [25]. Например, повышение температуры способствует лучшему вытеснению нефти водой.

Таким образом, перечисленные результаты повышения температуры в пласте оправдывают дополнительные материальные затраты на осуществление искусственного подогрева призабойной зоны, т. е. зоны, на которую приходится основная доля фильтрационных сопротивлений. Однако неравномерное поле температур зоны дренирования скважиной продуктивного пласта может внести свои коррективы в расчет дебитов подобных скважин. В этом свете вопрос о влиянии температуры на фильтрацию требует более глубокого изучения. В настоящем параграфе изложены некоторые аспекты влияния температуры на фильтрацию различных пластовых систем.

На некоторых нефтяных месторождениях Азербайджана (в частности, на морских) при небольших глубинах залегания продуктивных горизонтов наблюдаются крутые углы их падения. В этих условиях неравномерное распределение температуры по пласту может оказывать влияние на фильтрацию. При расчетах для таких месторождений вязкость нефти обычно принимается постоянной по всему пласту и равной вязкости в условиях средней пластовой температуры, что не всегда отражает качественную сторону истинного положения вещей.

В работе [157] было рассмотрено влияние непрерывного изменения вязкости нефти в зависимости от температуры на процесс фильтрации несжимаемой жидкости в изотропном пласте. Принималось, что вдоль падения пласта происходит непрерывное изменение температуры по глубине соответственно геотермическому распределению температуры в недрах данного месторождения.

Распределение давления при двухмерной фильтрации вязкой гомогенной несжимаемой жидкости описывается следующим дифференциальным уравнением:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{k}{\mu_2} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{k}{\mu_2} \frac{\partial p}{\partial y} \right) = 0. \quad (\text{II.2.1})$$

Для случая радиального притока к скважине в наклонном пласте выражение для дебита имеет вид:

$$Q_2 = \frac{2\pi kh [p_4 - p_3 - (R_4 - r_0) \rho_2 g \sin \alpha] \cos \alpha}{\int_{r_0}^{R_4} \frac{\mu_2(r)}{r} dr}. \quad (\text{II.2.2})$$

Зная зависимость вязкости от температуры, а следовательно, и от  $r$ , можно найти  $Q_2$  или  $p_3$ . Известны эмпирические и полуэмпирические формулы для определения вязкости в зависимости от температуры. Для приближенного расчета температурную кривую вязкости можно аппроксимировать ломаной линией, состоящей из прямых участков, для которых

$$\mu_2(t^\circ) = a_i t^\circ + b_i. \quad (\text{II.2.3})$$

Подставляя (II.2.3) в (II.2.2), можно получить

$$Q_2 = \frac{2\pi kh [p_4 - p_3 - (R_4 - r_0) \rho_2 g \sin \alpha]}{n \sum_{i=1}^n \left[ \mu_{2i} \ln \frac{r_i}{r_{i-1}} - a_i \frac{\sin(90 - \alpha)}{\Gamma} (r_i - r_{i-1}) \right]}. \quad (\text{II.2.4})$$

Для расчетов по формуле (II.2.4) можно пользоваться таблицами из работы [74], в которых приводятся данные о вязкости нефтей Азербайджана для температур от 0 до 50° С.

Сопоставление дебитов, вычисленных по формуле (II.2.4), с дебитами, вычисленными по средней пластовой температуре и принятыми за 100% для различных нефтей, показывает, что расхождение может достигать 45%. При этом температура, соответствующая нижней отметке, принималась равной 50° С, а верхней — равной 30—35° С. Большое расхождение в дебитах получается для маловязких нефтей. Расхождение еще более значительно при определении  $p_3$ . В области высоких температур учет изменения вязкости не вносит существенных коррективов. Учет изменения плотности в зависимости от температуры также не изменяет существенно результатов расчета.

Испытания газоконденсатных систем в бомбах  $pVT$  показывают, что с повышением температуры системы содержание газовой фазы значительно увеличивается за счет уменьшения жидкой фазы (см., например, [159]). Такое явление наблюдается в ретроградной области испарения (или конденсации), что обычно имеет место в газоконденсатных пластах. На рис. II.2.1 показаны типичные изотермы газоконденсатной системы, газоконденсатный фактор которой равен  $\Phi_1 = 4480 \text{ м}^3/\text{м}^3$ . Как видно из рисунка, в областях давления максимальной конденсации (точка А) с увеличением температуры системы от 71 до 105° С количество выделившегося конденсата уменьшается с 3 приблизительно до 1%.

При возможности осуществления искусственного нагрева фильтрующей газоконденсатной системы в пористой среде можно достигнуть увеличения газосодержания системы и, как следствие, увеличения фазовой проницаемости для газа; в результате дебит газа в такой скважине может быть увеличен. Наибольшие фильтрационные сопротивления течению газоконденсатной системы в пористых средах возникают в призабойной зоне [159]. Исходя из этого, можно предположить, что нагрев призабойной зоны газоконденсатного пласта приведет к увеличению дебита скважины.

Ниже приведен расчет, показывающий влияние нагрева призабойной зоны на производительность газоконденсатной скважины<sup>1</sup>.

Рассматривается нестационарная фильтрация газоконденсатной системы к одиночной скважине, расположенной в центре горизонтального кругового безграничного пласта. Принимается, что в фильтровой зоне скважины находится подогреватель с источником тепла постоянной мощности. С целью упрощения задачи допускается, что

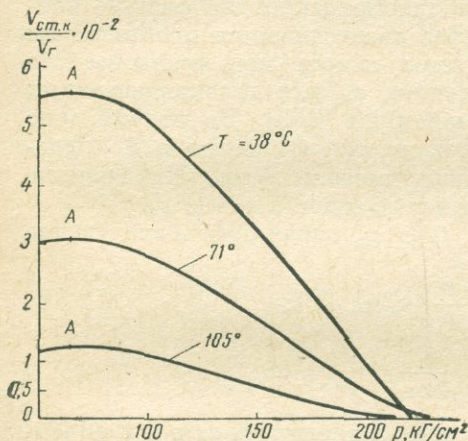


Рис. II.2.1. Изотермы равновесия газоконденсатной системы.

$V_{ст.к.}$  — объем стабильного конденсата;  
 $V_r$  — объем газа.

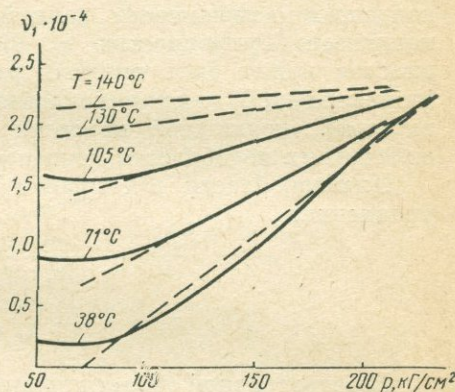


Рис. II.2.2. Изменение  $v_1$  при различных давлениях и температурах для газоконденсатной системы при газоконденсатном факторе  $4480 \text{ м}^3/\text{м}^3$ .

кровля и подошва пласта теплоизолированы, а все компоненты в рассматриваемом элементе объема пористой среды имеют равную температуру.

При этих предположениях распределение температуры  $T(r, t)$  по пласту определяется из решения уравнения теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa_0 \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (\text{II.2.5})$$

С достаточной для практики точностью уравнение (II.2.5) может быть решено методом последовательной смены стационарных состояний при следующих граничных и начальных условиях:

$$T(r_0, t) = T_3; \quad T(r, 0) = T_4; \quad T_3 > T_4.$$

В этом случае решение уравнения (II.2.5) имеет вид:

$$T(r, t) = T_3 - \frac{T_3 - T_4}{\ln \frac{r}{r_0}} \ln \frac{r}{r_0}. \quad (\text{II.2.6})$$

<sup>1</sup> Работа выполнена Э. М. Ахмедовым и М. М. Байрамовым.

Условный радиус теплового влияния скважины определяется из формулы

$$R = 2 \sqrt{\kappa_5 t}. \quad (\text{II.2.7})$$

Чтобы найти распределение конденсатонасыщенности  $s(r, t)$  пласта, согласно работе [159] надо всю область фильтрации условно разделить на две подобласти. В одной из них, включающей призабойную зону скважины, движутся одновременно две фазы — конденсат и газ. Подвижность обеих фаз обеспечивается превышением конденсатонасыщенности данной зоны пласта над «равновесной» конденсатонасыщенностью  $s_0$ . Величина  $s_0$  для газоконденсатных пластов может быть принята равной 0,20 [159]. Во второй зоне (периферийной) конденсатонасыщенность  $s(r, t)$  меньше  $s_0$  и, следовательно, подвижной является лишь газовая фаза. На границе отмеченных подобластей конденсатонасыщенность равна  $s_0$ .

Для подобласти, в которой  $s(r, t) < s_0$ , справедливы следующие уравнения:

$$\frac{\partial s}{\partial t} = - \frac{\rho_1}{\rho_{0.1}} \frac{v_1}{m} \frac{\partial}{\partial r} [v_1(p, T)]; \quad (\text{II.2.8})$$

$$v_1 = - \frac{k}{\mu_1} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad \frac{\rho_1}{\rho_{0.1}} = \frac{p}{p_0} \frac{T_0}{T_4}.$$

В ретроградной области конденсации зависимость от  $p$  и  $T$  объемного содержания  $v_1$  стабильного конденсата, растворенного в единице объема приведенного к стандартным условиям газа, можно согласно [159] представить в виде (см., например, рис. II.2.2):

$$\left. \begin{aligned} v_1(p, T) &= b_1(T)p + b_2(T); \\ b_1(T) &= a_1T + a_2; \\ b_2(T) &= a_3T + a_4. \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.2.9})$$

Из системы уравнений (II.2.9) следует, что

$$\frac{\partial v(p, T)}{\partial r} = (a_1p + a_3) \frac{\partial T}{\partial r} + (a_1T + a_2) \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (\text{II.2.10})$$

При использовании метода последовательной смены стационарных состояний распределение давления в рассматриваемой подобласти пласта определяется по формуле

$$p(r, t) = \sqrt{p_4^2 - \frac{a_5 Q_1 \mu_1 p_0}{\pi k h} \ln \frac{R_4}{r}}. \quad (\text{II.2.11})$$

В случае, когда  $Q_1 = \text{const}$ ,

$$p_4 = p_5 - a_5 t; \quad a_5 = \frac{Q_1 p_0 a_6}{\Omega}. \quad (\text{II.2.12})$$

В формулах (II.2.11) и (II.2.12) принимается, что  $T = T_4$ , так как  $R \ll R_4$ .

Подставив (II.2.10) и (II.2.11) в (II.2.8), можно получить:

$$s = \int_0^t \frac{a_6 a_7^2 k}{4 \mu_1 m r^2} (a_1 T + a_2) \frac{dt}{p} - \int_0^t \frac{a_6 a_7 a_1 k}{2 \mu_1 m r^2} \frac{(T_3 - T_4)}{\ln \frac{R}{r_0}} p dt - \left. \begin{aligned} & - \int_0^t \frac{a_6 a_7 a_3 k}{2 \mu_1 m r^2} \frac{(T_3 - T_4)}{\ln \frac{R}{r_0}} dt: \\ & a_6 = \frac{T_5}{p_5 T_4}; \quad a_7 = \frac{Q_1 \mu_1 p_0}{\pi k h}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.2.13})$$

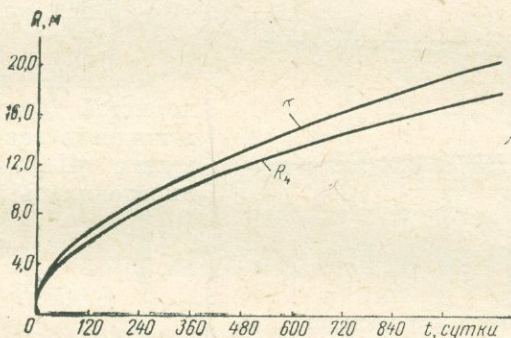


Рис. II.2.3. Изменение во времени радиусов зон теплового воздействия и равновесной конденсатонасыщенности.

Расчеты по формуле (II.2.13) проведены численным интегрированием для следующих данных:

$$p_5 = 230 \text{ кг/см}^2; \quad k = 2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2; \quad \mu_1 = 0,028 \text{ снз}; \quad p_0 = 1 \text{ кг/см}^2;$$

$$t_5^\circ = 60^\circ \text{ C}; \quad t_4^\circ = 60^\circ \text{ C}; \quad h = 20 \text{ м}; \quad m = 0,2; \quad R_4 = 1000 \text{ м};$$

$$Q_1 = 3 \cdot 10^5 \text{ м}^3/\text{сутки}; \quad \Omega = 12,56 \cdot 10^{12} \text{ см}^3;$$

$$r_0 = 0,1 \text{ м}; \quad f_3^\circ = 140^\circ \text{ C}.$$

На рис. II.2.3 приводятся изменения во времени радиуса границы, на которой значение конденсатонасыщенности равно равновесному, т. е.  $s_0 = 0,2$ . Как видно из рис. II.2.3, при принятых выше данных для любого времени истечения радиус зоны равновесной конденсатонасыщенности  $R_4$  больше условного радиуса зоны теплового влияния  $R$ . Этот вывод справедлив также для условий  $s_0 = 0,10$  и  $s_0 = 0,30$ .

В области, где фильтруются жидкий конденсат и газ, конденсатонасыщенность определяется по формуле [159]

$$s = \frac{(a_1 T + a_2) a_8 p^2 + \left( a_3 T + a_4 - \frac{1}{\Phi_1} \right) a_8 p + a_{10} a_{12} p_0}{- (a_1 T + a_2) a_9 p^2 + a_9 p \left( -a_3 T - a_4 + \frac{1}{\Phi_1} \right) - a_{11} a_{12} p_0}. \quad (\text{II.2.14})$$

Распределение давления в этой области можно определить на основе функции  $H(p)$ , которая имеет вид:

$$H(p) = \int_0^p f_1(s) \rho_1 dp =$$

$$= \int_0^p \left\{ a_8 + \frac{a_9 \left[ (a_1 T + a_2) a_8 p^2 - \left( -a_3 T - a_4 + \frac{1}{\Phi_1} \right) a_8 p + a_{10} a_{12} p_0 \right]}{(-a_1 T + a_2) a_9 p^2 + a_9 p \left( -a_3 T - a_4 + \frac{1}{\Phi_1} \right) - a_{11} a_{12} p_0} \right\} \times$$

$$\times \left( \frac{\rho_0 T_3}{\rho_0 T_0} p dp \right). \quad (\text{II.2.15})$$

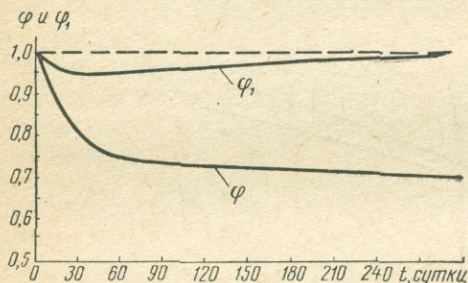


Рис. II.2.4. Изменение во времени отношений коэффициентов продуктивности газоконденсатной скважины при тепловом воздействии на призабойную зону и без теплового воздействия.

Фазовые проницаемости пористой среды для газа и жидкого конденсата в формулах (II.2.14) и (II.2.15) определялись зависимостями

$$f_1(s) = a_8 + a_9 s;$$

$$f_4(s) = a_{10} + a_{11} s.$$

По этим формулам проведен расчет для следующих данных:

$$\rho_0 = 0,072 \cdot 10^{-8} \text{ кг/см}^3; \quad \mu_1 = 0,028 \text{ снз}; \quad t_4^\circ = 60^\circ \text{ C};$$

$$t_3^\circ = 140^\circ \text{ C}; \quad a_{10} = -0,0857; \quad a_{11} = 0,4286;$$

$$a_8 = 1,0908; \quad a_9 = -1,5151; \quad \kappa_5 = 0,003 \text{ м}^2/\text{ч};$$

$$r_0 = 0,1 \text{ м}; \quad R_4 = 1000 \text{ м}.$$

Аналогичные расчеты проведены также для случая, когда не учитывается влияние теплового воздействия по изотерме конденсации при  $t_4 = 60^\circ \text{ C}$ . Результаты расчетов иллюстрируются рис. II.2.4, где по оси абсцисс отложено время истощения, а по оси ординат — безразмерное значение коэффициента продуктивности  $\Phi_1 = \frac{K(t)}{K(0)}$ .

На этом же рисунке приводится зависимость  $\varphi = \frac{K(t)}{K(0)}$  без учета влияния теплового воздействия на призабойную зону скважины. Из рисунка видно, что, как и следовало ожидать, при одном и том же значении  $t$  коэффициент  $\varphi_1$  больше  $\varphi$ . Следовательно, при учете влияния теплового воздействия на призабойную зону газоконденсатных скважин получается уменьшение фильтрационного сопротивления вследствие снижения количества выделившегося жидкого конденсата в призабойной зоне скважин.

Экспериментальное исследование влияния изменения температуры на процесс вытеснения неньютоновской нефти холодным рабочим агентом, обладающим и не обладающим структурно-механическими свойствами, было проведено М. Г. Рамазанзаде, А. Ш. Асадовым, Р. Г. Исмайловым и У. Гиродом.

На рис. II.2.5 представлена схема применявшейся при исследовании установки, состоящей из термостатируемых экспериментальных

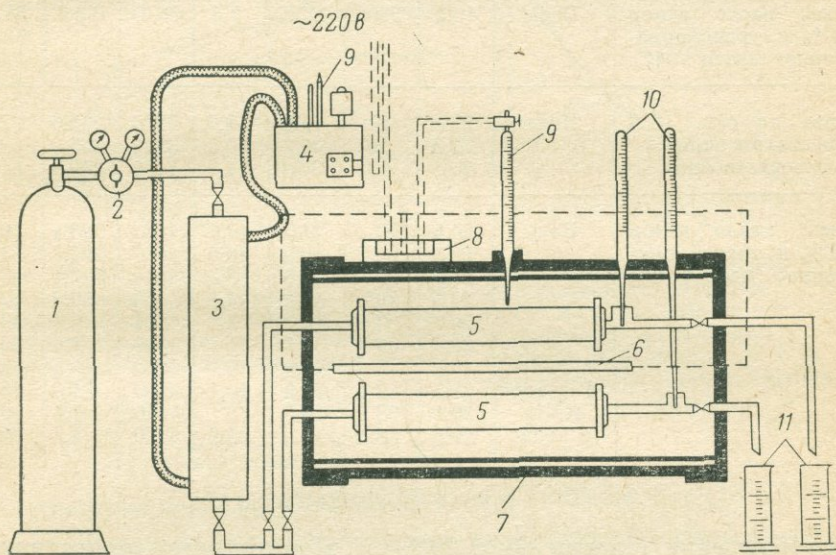


Рис. II.2.5. Схема экспериментальной установки для исследования влияния изменения температуры на процесс вытеснения неньютоновской нефти холодным рабочим агентом, обладающим и не обладающим структурно-механическими свойствами.

колонок 5 с пористой средой (кварцевым песком), термостатируемого контейнера 3 с холодным вытесняющим агентом (вода, а также раствор КМЦ в воде), баллона 1 с воздухом (при давлении  $100 \text{ кг/см}^2$ ), редуктора 2, термостатов 4 и 7, реле 8, контактных термометров 9, электронагревателя 6, термометров 10 для замера температуры жидкости на выходе из колонок, замерных цилиндров 11 с делениями.

Для придания вытесняющему агенту структурно-механических свойств в воде растворяли в малых дозах КМЦ.

Длину модели с пористой средой брали равной не меньше чем 35 внутренним диаметрам колонки 5. Подробные данные о пористой среде, вытесняемой и вытесняющей жидкости и пр. представлены в табл. II.2.1.

Экспериментально было установлено, что длина  $l$  исследуемого образца перестает влиять на конечный коэффициент нефтеотдачи  $\alpha$

Результаты экспериментов по вытеснению неьютоновской нефти рабочим агентом, обладающим и не обладающим структурно-механическими свойствами

Вытесняемая жидкость	Вытесняющая жидкость	$k, \theta$	Пористость, %	$t, ^\circ\text{C}$	$\Delta t^\circ$	$V, \text{см}^3$	$v, \text{л/мес}$	$\alpha, \%$
Смесь: масло vapor 30% и трансформаторное масло 70%	Вода	19,9	39	32,7	7,4	3670	163,7	54,5
Нефть из скв. 1013 (месторождение Грязевая сопка)	Вода	22,8	40	44,6	9,0	3910	264,0	62,5
		22,8	39	40,2	10,5	3400	365,9	63,4
		20,3	40	37,0	11,3	4150	249,5	61,3
Смесь: масло vapor 50% и трансформаторное масло 50%	Вода	20,5	40	41,5	14,5	4580	343,4	50,3
		20,5	39	40,9	10,6	4970	207,3	53,9
		20,3	39	40,0	8,3	4410	123,1	56,6
		20,5	39	40,2	4,8	4150	77,7	62,2
		20,3	38,8	40,5	2,2	4201	2,4	63,9
		20,3	39	40,1	0	4500	1,6	65,4
	Раствор КМЦ в воде	20,3	39	40,5	0	5060	409,5	65,2
		20,5	40	39,9	10,1	3900	381,0	85,6
		20,1	38	39,0	0	4910	417,0	80,1
		20,6	38	40,0	4,8	4160	74,3	84,0

при соблюдении условия  $\frac{l}{V_k} \geq 26,5 \cdot 10^4$ . Поэтому опыты проводились при  $\frac{l}{V_k} = 27 \cdot 10^4$ .

Методика проведения экспериментов была следующая. Предварительно определяли проницаемость  $k$  образца по воздуху. Затем образец насыщали углеводородной жидкостью. Для вытеснения применяли холодную воду или раствор КМЦ в воде. Температуру вытесняющей жидкости поддерживали равной  $20^\circ\text{C}$ . Путем замера во времени объема вытесняемой жидкости определяли безводный и конечный коэффициенты нефтеотдачи при различных скоростях вытеснения. Результаты экспериментов представлены в табл. II.2.1 и на рис. II.2.6—II.2.9.

В начале процесса вытеснения температура жидкости на выходе колонки была равной температуре, поддерживаемой в термостате 7 (см. рис. II.2.5). Дальнейшее вытеснение неьютоновской жидкости холодным агентом сопровождалось снижением температуры на выходе из колонки 5. Степень снижения этой температуры по сравнению с ее начальным значением зависит главным образом от скорости фильтрации  $v$  при вытеснении. Низкие скорости фильтрации способствуют меньшему падению температуры на выходе из колонки в процессе вытеснения, а сравнительно высокие скорости приводят к уве-

личению перепада  $\Delta t^\circ$ . На рис. II.2.7 приведена кривая, полученная авторами рассматриваемой работы при одном из опытов. Величина  $\Delta t^\circ$  выражает изменение температуры на выходе из образца после

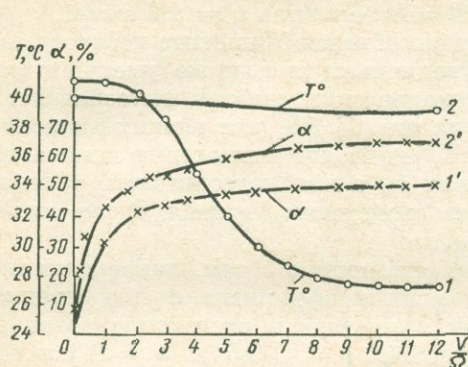


Рис. II.2.6. Изменение температуры  $T^\circ$  вытесняемой из образца жидкости (температура на выходе из образца) и коэффициента конечной нефтеотдачи  $\alpha$  в зависимости от относительного объема  $\frac{V}{\Omega}$  прокачиваемой жидкости.

1 и 1' —  $v = 0,106$  м/сек; 2 и 2' —  $v = 0,0005$  м/сек.

нагнетания через него холодного агента в объеме  $\frac{V}{\Omega} = 12$  (12 объемов пор). Зависимость между  $\Delta t^\circ$  и  $\ln v$  является нелинейной до значений  $v \approx 77$  м/мес, при более низких скоростях эта зависимость становится линейной. Это дает возможность экстраполировать

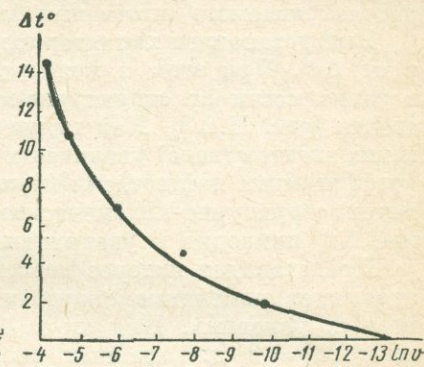


Рис. II.2.7. Зависимость между максимальным падением температуры  $\Delta t^\circ$  на выходе из образца и скоростью фильтрации  $\ln v$  (для смеси из 50% пара и 50% трансформаторного масла, вытесняемой водой).

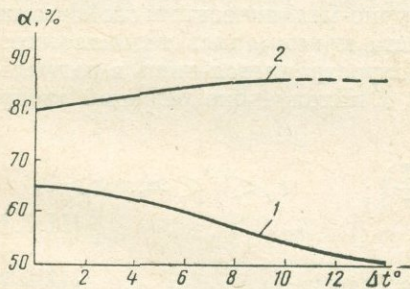


Рис. II.2.8. Влияние  $\Delta t^\circ$  на конечный коэффициент нефтеотдачи для различных вытесняющих агентов. 1 — для воды; 2 — для раствора КМЦ в воде.

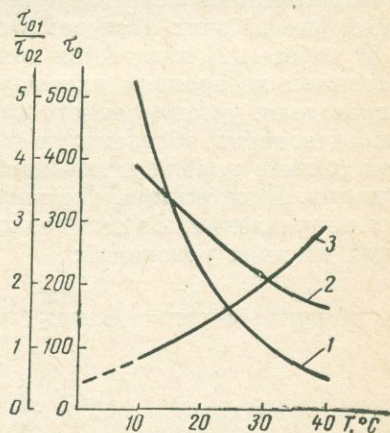


Рис. II.2.9. Зависимость предельного напряжения сдвига вытесняемой жидкости  $\tau_{01}$  (кривая 2), вытесняющей жидкостью  $\tau_{02}$  (кривая 1) и их отношения (кривая 3) от температуры.

зависимость  $\Delta t^\circ - \ln v$  в области очень малых скоростей, т. е. в области, где проведение экспериментов затруднительно и требует продолжительного времени. Экстраполяцией получено, что для рассматриваемого опыта при  $\Delta t^\circ = 0$  величина  $v = 1,6$  м/мес.

Был установлен характер зависимости коэффициента нефтеотдачи  $\alpha$  от  $\Delta t^\circ$ . При этом  $\alpha$  может увеличиваться или же уменьшаться в зависимости от структурно-механических свойств вытесняющего агента (рис. II.2.8). Как видно из рис. II.2.8, для вязких вытесняющих агентов (вода) увеличение  $\Delta t^\circ$  приводит к снижению конечного коэффициента нефтеотдачи (кривая 1), а для вытеснителей, обладающих структурно-механическими свойствами (кривая 2), увеличение  $\Delta t^\circ$  приводит к увеличению  $\alpha$ .

Представляет интерес исследовать вопрос о том, какое влияние оказывает изменение скорости  $v$  на коэффициент  $\alpha$  при прочих равных условиях. Для этого были проведены специальные опыты при  $\Delta t^\circ = 0$  для разных скоростей:  $v = 409,5$  и  $v = 2,4$  м/мес (см. табл. II.2.4). Результаты опытов показали, что коэффициент конечной нефтеотдачи в обоих случаях практически одинаков.

На рис. II.2.9 приведены зависимости предельного напряжения сдвига вытесняемой неньютоновской жидкости  $\tau_{01}$ , вытесняющей неньютоновской жидкости  $\tau_{02}$  и их отношения  $\frac{\tau_{01}}{\tau_{02}}$  от температуры.

### II.3. Термические способы воздействия на призабойную зону скважин

Прогреву призабойной зоны посвящено много практических и теоретических работ. В настоящем параграфе рассматриваются некоторые из этих исследований.

В работе [1] излагается вопрос о распространении тепла в безграничном изотропном плоско-радиальном пласте от стационарного нагревателя, установленного на забое работающей скважины. Скважина дает нефть, обладающую структурно-механическими свойствами. При расчете кровля и подошва пласта принимались теплоизолированными. Допускалось, что тепло распространяется лишь в радиальном направлении. Задача сводилась к нахождению решений следующей системы уравнений:

$$c_5 \frac{\partial T}{\partial t} - c_3 v \frac{\partial T}{\partial r} = \Lambda_5 \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right); \quad r_0 < r < \infty, \quad t > 0; \quad (II.3.1)$$

$$\frac{d}{dr} (rv) = 0; \quad (II.3.2)$$

$$v = \frac{k_3}{\eta_3} \frac{dp}{dr} - \frac{k_3 \alpha_3 \tau_1}{\eta_3 \sqrt{k_6}}; \quad (II.3.3)$$

$$\bar{\eta} = \frac{\eta_3}{\eta_3(T_4)} = \exp \left[ - \frac{T - T_4}{T_3 - T_4} \bar{\eta}(T_*) \right]; \quad (II.3.4)$$

$$\bar{\eta}(T_*) = \ln \frac{\eta_3(T_4)}{\eta_3(T_*)};$$

$$\tau_1 = \tau_{1.4} \left[ 1 + \left( \frac{\tau_*}{\tau_{1.4}} - 1 \right) \frac{T - T_4}{T_3 - T_4} \right];$$

$\alpha_3 = 0,0162 - 0,0180$  (см., например, [157]). В работе [1] принималось  $\alpha_3 = 0,0167$ .

При  $T = T_*$   $\eta_3 = \eta_3(T_*)$  и  $\tau = \tau_*$ .

При  $T = T_4$   $\eta_3 = \eta_3(T_4)$  и  $\tau_1 = \tau_{1.4}$ . (II.3.5)

Из (II.3.2) следует, что

$$v = \frac{Q_{3.2}}{2\pi hr}. \quad (\text{II.3.6})$$

Подстановка выражения (II.3.6) в уравнение теплопроводности (II.3.1) дает

$$c_5 \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{Q_{3.2} c_3}{2\pi hr} \frac{\partial T}{\partial r} = \Lambda_5 \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (\text{II.3.7})$$

Для постоянной заданной температуры нагрева  $T_3$  на стенках скважины в работе [1] методом последовательной смены стационарных состояний находится решение системы уравнений (II.3.1) — (II.3.5), удовлетворяющее условиям:

при  $t = 0$   $T = T_4 = \text{const}$ ; (II.3.8)

при  $r = r_0$   $T = T_3 = \text{const}$ ; (II.3.9)

при  $r \rightarrow \infty$   $T = T_4$ . (II.3.10)

Введением безразмерных величин

$$T_1 = \frac{T - T_4}{T_3 - T_4}, \quad \bar{x} = \frac{r}{r_0}, \quad \tau = \frac{\Lambda_5 t}{c_5 r_0^2}, \quad \bar{q} = \frac{Q_{3.2} c_3}{2\pi h \Lambda_5}$$

выражения (II.3.7), (II.3.8) — (II.3.10) сводятся к виду:

$$\frac{\partial \bar{T}_1}{\partial \tau} = \frac{1 + \bar{q}}{\bar{x}} \frac{\partial \bar{T}_1}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial^2 \bar{T}_1}{\partial \bar{x}^2}; \quad 1 < \bar{x} < \infty; \quad \tau > 0;$$

при  $\bar{\tau} = 0$   $\bar{T}_1 = 0$ ;

при  $\bar{x} = 1$   $\bar{T}_1 = 1$ ;

при  $\bar{x} = \infty$   $\bar{T}_1 = 0$ .

Согласно методу последовательной смены стационарных состояний распределение температуры в пласте в каждый момент времени определяется решением дифференциального уравнения

$$\frac{d^2 \bar{T}_1}{d\bar{x}^2} + \frac{1 + \bar{q}}{\bar{x}} \frac{d\bar{T}_1}{d\bar{x}} = 0, \quad (\text{II.3.11})$$

удовлетворяющего условиям:

$$\bar{x} = 1; \quad \bar{x} = \bar{s}(\bar{\tau}); \quad \bar{s}(\bar{\tau}) = \frac{R}{r_0}.$$

Это решение имеет вид:

$$\bar{T}_1 = \frac{\bar{x}^{-\bar{q}} - \bar{s}^{-\bar{q}}}{1 - \bar{s}^{-\bar{q}}}.$$

Таким образом,

$$\bar{\eta} = \exp\left(-\frac{\bar{x}^{-\bar{q}} - \bar{s}^{-\bar{q}}}{1 - \bar{s}^{-\bar{q}}}\eta_3\right);$$

$$\tau_{1.4} = \tau_{1.4} \left[1 + \left(\frac{\tau_{1.3}}{\tau_{1.4}} - 1\right) \frac{\bar{x}^{-\bar{q}} - \bar{s}^{-\bar{q}}}{1 - \bar{s}^{-\bar{q}}}\right].$$

Дебит скважины определяется из выражения

$$\begin{aligned} \bar{q}_0 \ln \bar{x}_3 = e^{\bar{x}_1} \{ -Ei(-\bar{x}_1) + \ln \bar{x}_1 - [ -Ei(-\bar{x}_2) - \ln \bar{x}_2 ] + \\ + \bar{q} [\ln \bar{x}_3 - (1 - e^{\bar{x}_1}) \ln s] + \frac{a\bar{\tau}_3}{\bar{s}^{\bar{q}} - 1} \left( \frac{\bar{s} - \bar{s}^{\bar{q}}}{1 - \bar{q}} + 1 - \bar{s} \right), \end{aligned}$$

где

$$\bar{q}_0 = \frac{Q_{3.1} c_3}{2\pi h \Lambda_3}; \quad \bar{x}_3 = \frac{R_2}{r_0}; \quad \bar{x}_1 = \frac{\bar{\eta}_3}{\bar{s}^{\bar{q}} - 1}; \quad \bar{x}_2 = \bar{x}_1 \bar{s}^{\bar{q}};$$

$$a = \frac{0,0167 k_3 c_3 r_0 \tau_{1.4}}{\eta_3(T_4) \Lambda_3 \sqrt{k_6}};$$

$$-Ei(-\sigma) = \int_{\sigma}^{\infty} \frac{e^{-\xi}}{\xi} d\xi.$$

Условный радиус зоны теплового влияния  $R$  определяется из уравнения теплового баланса:

$$\int_0^{\bar{\tau}} \left[ \frac{\partial \bar{T}_1(\bar{x}, \bar{s})}{\partial \bar{x}} \right]_{\bar{x}=1} d\bar{\tau} = \int_0^{\bar{\tau}} \bar{q}(\bar{s}) d\bar{\tau} + \int_1^{\bar{s}} \bar{T}_1(\bar{x}_1 \bar{s}) \bar{x} d\bar{x}$$

или

$$\begin{aligned} \int_{\bar{q}_0}^{\bar{q}} \frac{1}{\bar{q}(2-\bar{q})} \left[ \frac{\bar{q}(\bar{s}^2-1)}{2(2-\bar{q})} - \frac{\bar{s}^{\bar{q}}-1}{2-\bar{q}} + \frac{\bar{s}^2-1}{2} - \frac{\bar{q}\bar{s}^{\bar{q}}(\bar{s}^2-1)\ln\bar{s}}{2(\bar{s}^{\bar{q}}-1)} \right] d\bar{q} + \\ \int_1^{\bar{s}} \frac{1}{2-\bar{q}} \left[ \bar{s} - \frac{\bar{q}(\bar{s}^2-1)\bar{s}^{\bar{q}}}{2\bar{s}(\bar{s}^{\bar{q}}-1)} \right] d\bar{s} = \bar{\tau}. \end{aligned}$$

Приведенные выше формулы при  $a = 0$  пригодны для случая фильтрации вязких нефтей. Численные расчеты, связанные с решением вышеизложенной задачи, даны в работе [1].

Приведенные в работе [1] данные показывают, что наиболее интенсивное повышение дебита в результате прогрева происходит в начальный период процесса, причем стабилизация дебита для приведенных вариантов расчета соответствует приблизительно одинаковым значениям безразмерного времени  $\bar{\tau}$ .

Эффективность процесса нагрева более высокая для нефтей с большими значениями  $\eta_3$  и  $\tau_1$  при сравнительно небольших дебитах скважин до прогрева. Эффект прогрева более высок при меньших расстояниях между скважинами.

При заданной постоянной мощности  $N$  нагревателя решение дифференциального уравнения (II.3.11) должно удовлетворять условиям:

$$\text{при } r = r_0 \quad \frac{\partial T}{\partial r} = -\frac{N}{2\pi r_0 h \Lambda_5};$$

$$\text{при } r = R \quad T = T_4.$$

$$\text{Тогда при } a = 0$$

$$\bar{T}_1 = \frac{\bar{N}}{q} (\bar{x}^{-\bar{q}} - \bar{s}^{-\bar{q}});$$

$$\bar{\eta} = e^{-\frac{\bar{N}}{q} (\bar{x}^{-\bar{q}} - \bar{s}^{-\bar{q}})} \bar{\eta}(T_*);$$

$$\bar{q}_0 \ln \bar{x}_3 = e^{\bar{x}_1} \{-Ei(-\bar{x}_1) + \ln \bar{x}_1 - [-Ei(-\bar{x}_2) - \ln \bar{x}_2]\} + \\ + \bar{q} [\ln \bar{x}_3 - (1 - e^{\bar{x}_1}) \ln \bar{s}];$$

$$\int_{\bar{q}_0}^{\bar{q}} \frac{1}{\bar{q}(2-\bar{q})} \left[ \frac{2-\bar{q}+\bar{q}\bar{s}^2}{2-\bar{q}} \left(1 - \frac{1}{\bar{q}}\right) + \frac{\bar{s}^2-1}{2} - \frac{(2-\bar{q}+\bar{q}\bar{s}^2) \ln \bar{s}}{2} + \right. \\ \left. + \frac{2(1-\bar{q})\bar{s}^{\bar{q}}}{\bar{q}(2-\bar{q})} \right] d\bar{q} + \int_1^{\bar{s}} \frac{1}{2-\bar{q}} \left( \bar{s} - \frac{2-\bar{q}-\bar{q}\bar{s}^2}{2\bar{s}} \right) d\bar{s} = \bar{\tau};$$

$$\bar{x}_1 = \frac{\bar{N}\eta_3(T_*)}{q\bar{s}^{\bar{q}}}; \quad \bar{x}_2 = \bar{x}_1 \bar{s}^{\bar{q}};$$

$$\bar{N} = \frac{N}{2\pi h \Lambda_5 (T_* - T_4)};$$

$$\bar{T}_1 = \frac{T - T_4}{T_* - T_4}.$$

Оценка эффективности прогрева призабойной зоны пласта нагревателем в каждом конкретном случае невозможна без учета работы подъемника, в частности, глубинного насоса.

Л. М. Матвеевко исследовал работу глубинного насоса в пласте, призабойная зона которого подвержена тепловому воздействию. Как показали промысловые исследования в глубиннонасосных

скважинах НПУ Лениннефть [81], существует одно вполне определенное значение забойной температуры, при котором производительность скважины максимальна (см. например, рис. III.3.1, а также работу [3]). Таким образом, при прогреве призабойной зоны пласта следует обязательно учитывать работу подъемника при различных температурах на забое.

Ниже рассмотрен случай прогрева призабойной зоны нагревателем постоянной мощности (забойная температура со временем повышается [224]). Жидкость не откачивается. Скважина дает вязкую нефть. Зависимость вязкости нефти (месторождение Оха) от температуры приведена на рис II.3.2.

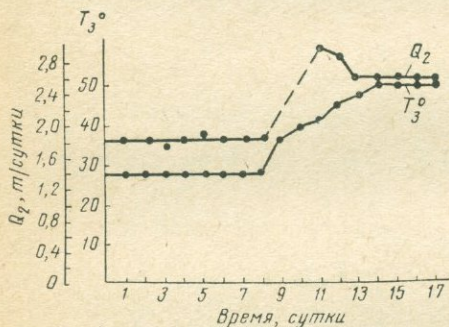


Рис. II.3.1. Изменение забойной температуры  $T_3^\circ$  и дебита  $Q_2$  скважины, призабойная зона которой подвержена термическому воздействию.

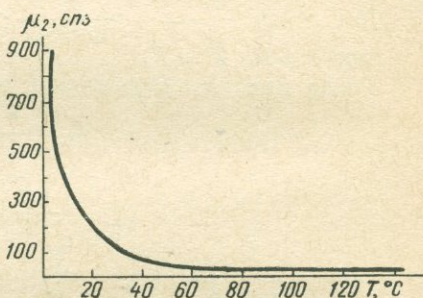


Рис. II.3.2. Изменение вязкости  $\mu_2$  нефти в зависимости от температуры.

Вследствие снижения вязкости нефти от прогрева призабойной зоны дебит  $Q_2$  пласта может изменяться по формуле [202]

$$Q_2 = \frac{2\pi kh(p_4 - p_3)}{\mu_2 \left[ \frac{1 - \bar{\mu}}{(\sigma - 1)^n} \int_1^\sigma \frac{(\tau - 1)^n}{\tau} d\tau + \bar{\mu} \ln \frac{R}{r_0} + \ln \frac{R_2}{R} \right]} \quad (\text{II.3.12})$$

На рис. II.3.3 приведена одна из зависимостей  $Q_2$  от радиуса зоны прогрева  $R$  [199].

Согласно работе [224], температура по мере прогрева пласта повышается по зависимости

$$\bar{T}_* = \frac{1}{2\pi m_2} \ln \frac{R}{r} \quad (\text{II.3.13})$$

Снижение вязкости нефти, вызванное прогревом забоя скважины, приводит к улучшению условий всасывания жидкости, но в то же время способствует увеличению утечек через зазор в паре плунжер — цилиндр. Согласно Н. Д. Дрэготеску [87], связь между фактиче-

ской  $Q_{10\ 1}$  и теоретической  $Q_{10\ 2}$  производительностью насоса выражается формулой

$$Q_{10\ 1} = Q_{10\ 2} - \frac{A_2}{\mu_2}. \quad (\text{II.3.14})$$

По Ченолту, при ламинарном течении жидкости в зазоре функция  $A_2$  определяется выражением [87]

$$A_2 = 2,77 \cdot 10^5 \frac{d_{10} [\text{см}] \delta_{10}^3 [\text{см}^3] \Delta p_{10} [\text{кг/см}^2]}{l_{10} [\text{м}]}. \quad (\text{II.3.15})$$

Решая совместно уравнения (II.3.12), (II.3.14) и (II.3.15), можно получить то значение забойной температуры  $T_3^*$ , до которой

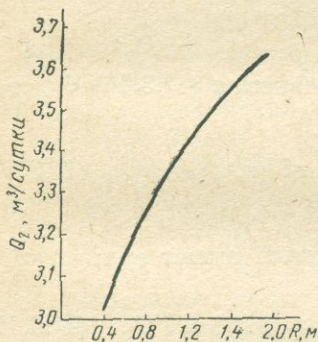


Рис. II.3.3. Изменение дебита  $Q_2$  скважины в зависимости от радиуса зоны прогрева пласта.

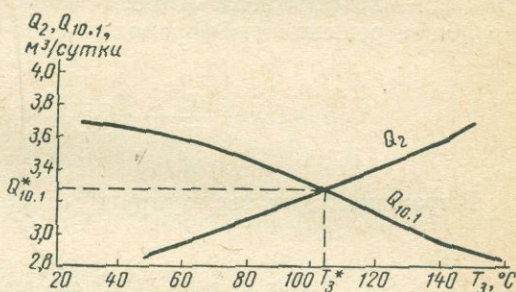


Рис. II.3.4. Изменение дебита  $Q_2$  пласта и производительности  $Q_{10\ 1}$  насоса в зависимости от температуры прогрева забоя скважины.

следует прогревать забой, чтобы получить фактическую производительность  $Q_{10}^*$  скважины для выбранных насоса, параметров станка-качалки и забойного давления. Зная  $T_3^*$ , нетрудно определить необходимое время прогрева.

На рис. II.3.4 точка пересечения кривых  $Q_2$  и  $Q_{10\ 1}$  определяет фактическую производительность  $Q_{10}^*$  насоса и температуру  $T_3^*$  для данных, приведенных в работе [199]. При этом принято, что  $d_{10} = 28$  мм,  $\delta_{10} = 0,1$  мм,  $\Delta p_{10} = 100$  кг/см<sup>2</sup>,  $l_{10} = 1900$  мм,  $Q_{10\ 2} = 3,72$  м<sup>3</sup>/сутки.

Если в процессе бурения следует по возможности избегать возникновения значительных термических градиентов в горных породах, то в процессе эксплуатации скважин, наоборот, следует по возможности их создавать, так как нарушение целостности скелета нефтегазоносных пластов приводит к увеличению продуктивности скважин. В этой связи представляют интерес такие процессы технологии добычи нефти, которые приводят к изменению термонагруженности пласта. В частности, таким процессом является прогрев призабойной зоны.

Г. Алиджанов, Ж. А. Акилов, О. Б. Качалов теоретически исследовали термоупругие напряжения, возникающие при прогреве призабойной зоны пласта трубчатыми электронагревателями.

Уравнение равновесия для перемещений, вызванных термоупругими напряжениями, имеет вид:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r^2} = \alpha_* \frac{3\lambda_* + 2\lambda_{**}}{\lambda_* + 2\lambda_{**}} \frac{\partial T}{\partial r}; \quad (\text{II.3.16})$$

$$\lambda_* = \frac{\mu_* E}{(1 + \mu_*)(1 - 2\mu_*)};$$

$$\lambda_{**} = \frac{E}{2(1 + \mu_*)},$$

где  $\lambda_{**}$  — коэффициент Ляме.

Общее решение дифференциального уравнения (II.3.16) будет

$$u = C_1 r + \frac{C_2}{r} + \frac{3\lambda_* + 2\lambda_{**}}{\lambda_* + 2\lambda_{**}} \frac{1}{r} \int_{r_0}^r r T(r, t) dr. \quad (\text{II.3.17})$$

Выражения для термоупругих напряжений имеют вид:

$$\sigma_{rr} = \lambda_* \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} \right) + 2\lambda_{**} \frac{\partial u}{\partial r} - (3\lambda_* + 2\lambda_{**}) \alpha_* T; \quad (\text{II.3.18})$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \lambda_* \left( \frac{du}{dr} + \frac{u}{r} \right) + 2\lambda_{**} \frac{u}{r} - (3\lambda_* + 2\lambda_{**}) \alpha_* T. \quad (\text{II.3.19})$$

Используя (II.3.17), можно выразить (II.3.18) и (II.3.19) следующим образом:

$$\sigma_{rr} = 2(\lambda_* + \lambda_{**}) C_1 - \frac{2\lambda_{**} C_2}{r^2} - \frac{2\lambda_{**} \alpha_*}{r^2} \left( \frac{3\lambda_* + 2\lambda_{**}}{\lambda_* + 2\lambda_{**}} \right) \int_{r_0}^r r T(r, t) dr;$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\theta\theta} = & 2(\lambda_* + \lambda_{**}) C_1 + \frac{2\lambda_{**} C_2}{r^2} \left( \frac{3\lambda_* + 2\lambda_{**}}{\lambda_* + 2\lambda_{**}} \right) \int_{r_0}^r r T(r, t) dr - \\ & - \frac{3\lambda_* + 2\lambda_{**}}{\lambda_* + 2\lambda_{**}} 2\lambda_{**} \alpha_* T(r, t). \end{aligned}$$

Используя условия конечности перемещения  $u$  при  $r \rightarrow \infty$ , следует принять  $C_1 = 0$ .

Так как при  $r = r_0$   $\sigma_{rr} = 0$ , то  $C_2 = 0$ . Таким образом,

$$u = \frac{3\lambda_* + 2\lambda_{**}}{\lambda_* + 2\lambda_{**}} \frac{\alpha_*}{r} \int_{r_0}^r r T(r, t) dr; \quad (\text{II.3.20})$$

$$\sigma_{rr} = -\frac{2\lambda_*\alpha_*}{r^2} \frac{3\lambda_*+2\lambda_{**}}{\lambda_*+2\lambda_{**}} \int_{r_0}^r rT(r, t) dr; \quad (\text{II.3.21})$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \frac{2\lambda_*\alpha_*}{r^2} + 2\lambda_{**} \frac{3\lambda_*+2\lambda_{**}}{\lambda_*+2\lambda_{**}} \int_{r_0}^r rT(r, t) dr - \frac{3\lambda_*+2\lambda_{**}}{\lambda_*+2\lambda_{**}} 2\lambda_*\alpha_* T(r, t). \quad (\text{II.3.22})$$

Для определения распределения температуры  $T(r, t)$  в пласте рассматривается уравнение теплопроводности для плоско-радиального случая:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa_5 \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (\text{II.3.23})$$

Пусть на забое скважины работает нагреватель постоянной мощности  $q_0$ . Для рассматриваемого случая принимаются следующие начальные и граничные условия:

$$\begin{aligned} \text{при } t=0 \quad T &= 0; \\ \text{при } r \rightarrow \infty \quad T &= 0; \end{aligned} \quad (\text{II.3.24})$$

$$\lim_{r \rightarrow 0} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{q_0}{2\pi\Lambda_5 h}. \quad (\text{II.3.25})$$

Решение уравнения (II.3.23), удовлетворяющее условиям (II.3.24) и (II.3.25), будет иметь вид:

$$\begin{aligned} T(r, t) &= -\frac{q_0}{4\pi\Lambda_5 h} Ei \left( -\frac{r^2}{4\kappa_5 t} \right); \\ -Ei(-x) &= \int_x^\infty \frac{e^{-\xi}}{\xi} d\xi. \end{aligned} \quad (\text{II.3.26})$$

Используя (II.3.26) в (II.3.20)–(II.3.22), окончательно получаем следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \bar{u} &= \left( \frac{\lambda_*+2\lambda_{**}}{3\lambda_*+2\lambda_{**}} \right) \frac{u}{\alpha_* r_0} \frac{\pi\Lambda_5 h}{q_0} = \frac{1}{8} \left[ \frac{1}{x} Ei \left( -\frac{1}{4\tau} \right) - \bar{x} Ei \left( -\frac{x^2}{4\tau} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{4\bar{\tau}}{x} \left( e^{-\frac{1}{4\tau}} - e^{-\frac{\bar{x}^2}{4\tau}} \right) \right]; \end{aligned}$$

$$\bar{\sigma}_{rr} = \frac{1}{4} \left[ \frac{1}{x} Ei \left( -\frac{1}{4\tau} \right) - Ei \left( -\frac{x^2}{4\tau} \right) + \frac{4\bar{\tau}}{x^2} \left( e^{-\frac{1}{4\tau}} - e^{-\frac{x^2}{4\tau}} \right) \right];$$

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_{\theta\theta} &= \frac{1}{4} \left[ \frac{1}{x^2} Ei \left( -\frac{1}{4\tau} \right) - Ei \left( -\frac{x^2}{4\tau} \right) + \frac{4\bar{\tau}}{x^2} \left( e^{-\frac{1}{4\tau}} - e^{-\frac{x^2}{4\tau}} \right) - \right. \\ &\quad \left. - 2Ei \left( -\frac{x^2}{4\tau} \right) \right]; \end{aligned}$$

$$\bar{x} = \frac{r}{r_0}; \quad \bar{\tau} = \frac{\kappa_5 t}{r_0^2};$$

$$\bar{\sigma}_{rr} = \left( \frac{\lambda_* + 2\lambda_{**}}{3\lambda_* + 2\lambda_{**}} \right) \frac{\pi \Lambda_5 h}{q_0 \lambda_{**} \alpha_*} \sigma_{rr};$$

$$\bar{\sigma}_{\theta\theta} = \left( \frac{\lambda_* + 2\lambda_{**}}{3\lambda_* + 2\lambda_{**}} \right) \frac{\pi \Lambda_5 h}{q_0 \lambda_{**} \alpha_*} \sigma_{\theta\theta}.$$

При  $\bar{x} = 1$   $\sigma_{\theta\theta} = -2Ei\left(-\frac{1}{4\bar{\tau}}\right)$ .

Расчитанные значения термоупругих напряжений, зависящие от безразмерных величин  $\bar{x}$  и  $\bar{\tau}$ , показаны на рис. П.3.5 и П.3.6. На некотором расстоянии от забоя скважины напряжение  $\bar{\sigma}_{rr}$  достигает максимума, причем значения  $\bar{\sigma}_{rr}$  растут с увеличением безразмерного времени  $\bar{\tau}$ .

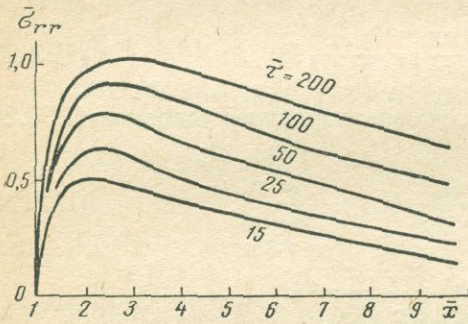


Рис. П.3.5. Зависимость  $\bar{\sigma}_{rr}$  от  $\bar{x}$  при различных значениях  $\bar{\tau}$ .

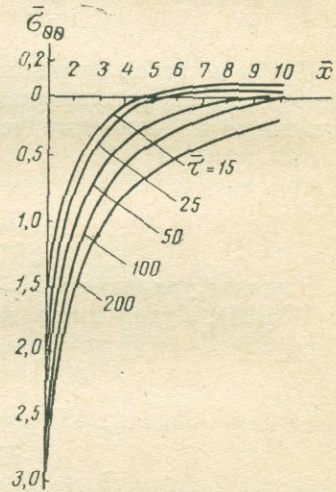


Рис. П.3.6. Зависимость  $\bar{\sigma}_{\theta\theta}$  от  $\bar{x}$  при различных значениях  $\bar{\tau}$ .

Призабойная зона пласта может подвергаться периодическому тепловому воздействию. Вообще причины возникновения периодических изменений температуры в пласте могут быть разные. В одних случаях этот процесс может быть вынужденным, например, если он связан с вынужденными периодическими остановками термически обрабатываемых скважин, с периодической промывкой песчаных пробок в обычных скважинах, с периодической закачкой холодной воды, а также пара в нагнетательные скважины и т. п. В других случаях периодическое изменение температуры может быть вызвано преднамеренно: например, при периодическом нагреве призабойной зоны пласта.

В условиях длительного периодического теплового воздействия на призабойную зону пласта определение температурного поля пласта сводится к решению «задачи без начальных условий» (см., например, [201]). Такого рода задачи предполагают, что нестационар-

ный процесс распределения температур происходит достаточно долго, вследствие чего влияние начального распределения температуры успевает ослабеть. Математическое решение задачи «без начальных условий» можно получить из решения для нестационарного процесса с заданным начальным распределением в момент времени  $t_0$ , если  $t_0 \rightarrow -\infty$ .

Практически необходимость определения температуры твердого тела при заданном на границе периодическом изменении температуры возникает в следующих случаях: а) при исследовании колебаний температуры коры Земли, периодически нагреваемой Солнцем; б) при работе на различных экспериментальных установках для определения температуропроводности; в) при вычислении периодически изменяющихся температур (а следовательно, и соответствующих термических напряжений) в стенках цилиндров паровых машин и двигателей внутреннего сгорания и, наконец, г) в теории автоматических систем регулирования температуры [95].

Г. Алиджанов, Ж. А. Акилов и О. Б. Качалов исследовали напряженное состояние призабойной зоны пласта, подвергающегося воздействию периодического изменения температуры. Температура на забое скважины принята изменяющейся по косинусоидальному закону. Температурное поле в рассматриваемом случае определяется из решения уравнения

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{1}{\kappa_5} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (\text{II.3.27})$$

при условии для скважины

$$T(r_0, t) = A_1 e^{i\omega t}. \quad (\text{II.3.28})$$

Определение  $T(r, t)$  относится к типу задач «без начальных условий». Следовательно,

$$T(r, t) = \xi_1 \{ \xi_2 \ker(\varepsilon_1 r_0) + \xi_3 \text{kei}(\varepsilon_1 r_0) + \\ + i [ \xi_3 \ker(\varepsilon_1 r_0) - \xi_2 \text{kei}(\varepsilon_1 r_0) ] \}; \quad (\text{II.3.29})$$

$$\xi_1 = \frac{A_1}{\ker^2(\varepsilon_1 r_0) + \text{kei}^2(\varepsilon_1 r_0)};$$

$$\varepsilon_1 = \left( \frac{\omega}{\kappa_5} \right)^{1/2};$$

$$\omega = \frac{\pi}{l};$$

$$\xi_2 = \ker(\varepsilon_1 r) \cos \omega t - \text{kei}(\varepsilon_1 r) \sin \omega t;$$

$$\xi_3 = \ker(\varepsilon_1 r) \sin \omega t + \text{kei}(\varepsilon_1 r) \cos \omega t.$$

Напряжения, возникающие в призабойной зоне обсаженной скважины, определяются из соотношений [91]:

$$\left. \begin{aligned}
 \sigma_{rr} &= \frac{E_2}{1+\mu_{*2}} \left( -\frac{1+\mu_{*2}}{1-\mu_{*2}} \frac{\alpha_{*2}}{r^2} \int_{r_0}^r r T(r, t) dr + \frac{C_1}{1-2\mu_{*2}} - \frac{C_2}{r_2} \right); \\
 \sigma_{\theta\theta} &= \frac{E_2}{1-\mu_{*2}} \left[ \frac{1+\mu_{*2}}{1-\mu_{*2}} \frac{\alpha_{*2}}{r^2} \int_{r_0}^r r T(r, t) dr + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{C_1}{1-2\mu_{*2}} + \frac{C_2}{r_2} - \frac{1+\mu_{*2}}{1-\mu_{*2}} \alpha_{*2} T(r, t) \right]; \\
 \sigma_{zz} &= \frac{E_2}{1+\mu_{*2}} \left[ -\frac{1+\mu_{*2}}{1-\mu_{*2}} \alpha_{*2} T(r, t) + \frac{2\mu_{*2}}{1-2\mu_{*2}} C_1 \right]; \\
 C_1 &= \frac{1-2\mu_{*2}}{2(1-\mu_{*2})} \left[ (1+\mu_{*2}) \frac{\sigma_{rr1}}{E_2} + \frac{u_1}{r_0} \right]; \\
 C_2 &= \frac{r_0}{2(1-\mu_{*2})} \left[ u_1 - (1+\mu_{*2})(1-2\mu_{*2}) r_0 \frac{\sigma_{rr1}}{E_2} \right]; \\
 u_1 &= \frac{r_0}{n} \left\{ 2(1+\mu_{*2}) [r_0^2(1-2\mu_{*1}) + r_1^2] \alpha_{*2} \int_{r_0}^{R(t)} r T(r, t) dr + \right. \\
 &\quad \left. + \Lambda_5 (1-2\mu_{*2})(1+\mu_{*1})(l^2 + r_0^2)(r_0^2 - r_1^2) \alpha_{*1} A_1 \cos \omega t \right\}.
 \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.3.30})$$

Индексами 1 и 2 обозначены некоторые функции и константы, характеризующие соответственно трубы и горные породы. Принимается, что теплоупругие константы цементного камня и горных пород одинаковы.

Для необсаженной скважины ( $r_1 = r_0$ ) при  $l \rightarrow \infty$  ( $\omega \rightarrow 0$ ) из формул (II.3.30) с учетом (II.3.29) можно получить:

$$\left. \begin{aligned}
 \sigma_{rr} &= -\frac{E_2 \alpha_{*2} \xi_1}{(1-\mu_{*2}) r^2} [(\varphi_1 - \varphi_2) \ker(\varepsilon_1 r_0) + (\varphi_3 - \varphi_4) \text{kei}(\varepsilon_1 r_0)]; \\
 \sigma_{\theta\theta} &= -\frac{E_2 \alpha_{*2} \xi_1}{1-\mu_{*2}} \left\{ \left[ \xi_2 - \frac{1}{r^2} (\varphi_1 - \varphi_2) \right] \ker(\varepsilon_1 r_0) + \right. \\
 &\quad \left. + \left[ \xi_3 - \frac{1}{r^2} (\varphi_3 - \varphi_4) \right] \text{kei}(\varepsilon_1 r_0) \right\}; \\
 \sigma_{zz} &= -\frac{E_2 \alpha_{*2} \xi_1}{1-\mu_{*2}} [\xi_2 \ker(\varepsilon_1 r_0) + \xi_3 \text{kei}(\varepsilon_1 r_0)];
 \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.3.31})$$

$$\varphi_1 = \xi_4 \cos \omega t;$$

$$\varphi_2 = \xi_5 \sin \omega t;$$

$$\varphi_3 = \xi_4 \sin \omega t;$$

$$\varphi_4 = \xi_5 \cos \omega t;$$

$$\xi_4 = r \ker_1(\varepsilon_1 r) - r_0 \ker_1(\varepsilon_1 r_0);$$

$$\xi_5 = r \text{kei}_1(\varepsilon_1 r) - r_0 \text{kei}_1(\varepsilon_1 r_0).$$

Функции Кельвина можно определять по формулам [232]

$$\operatorname{ker}_1(\varepsilon_1 r) = -\frac{\pi \sqrt{2}}{4} [\operatorname{her}'(\varepsilon_1 r) + \operatorname{hei}'(\varepsilon_1 r)];$$

$$\operatorname{kei}_1(\varepsilon_1 r) = \frac{\pi \sqrt{2}}{4} [\operatorname{her}'(\varepsilon_1 r) - \operatorname{hei}'(\varepsilon_1 r)].$$

Приведем расчет для случая:

$$\alpha_{*2} = 9 \cdot 10^{-6} \text{ 1/}^\circ\text{C}; \quad E_2 = 5 \cdot 10^{10} \text{ н/м}^2; \quad r_0 = 0,4 \text{ м};$$

$$\mu_{*2} = 0,3; \quad \kappa_5 = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{сек}; \quad A_1 = 50^\circ \text{ C};$$

$$l = 3,6 \cdot 10^5 \text{ сек.}$$

Результаты расчетов приведены в табл. П.3.1. Как видно из таблицы, возникающие при периодическом нагревании призабойной зоны напряжения существенны, что может привести через определенное число циклов «нагрев — охлаждение» к разрыву пласта.

Таблица П.3.1

Расчет напряжений горной породы при периодическом нагреве

$r$ , м	Время $t$ , сек	$\sigma_{rr} \cdot 10^{-5}$ , н/м <sup>2</sup>	$\sigma_{\theta\theta} \cdot 10^{-5}$ , н/м <sup>2</sup>	$\sigma_{zz} \cdot 10^{-5}$ , н/м <sup>2</sup>
0,1	0	0	376	376
0,2		210	-12	198
0,3		153	-49	104
0,4		82	-32	50
0,1	$\frac{l}{2}$	0	0	0
0,2		407	-338	69
0,3		345	-266	79
0,4		291	-222	69
0,1	$l$	0	-376	-376
0,2		-210	12	-198
0,3		-153	49	-104
0,4		-82	32	-50
0,1	$\frac{3}{2} l$	0	0	0
0,2		-407	338	-69
0,3		-345	266	-79
0,4		-291	222	-69

#### II.4. О естественном тепловом поле земной коры

Основные сведения о термическом поле земной коры заключаются в следующем. Суточные и годовые колебания температуры происходят в сравнительно маломощном поверхностном слое. Наблюдения в шахтах и скважинах, относящиеся к верхним 2—3 км земной коры, показывают, что температура с глубиной повышается в среднем на  $3^{\circ}\text{C}$  на каждые 100 м.

Первые попытки (относящиеся к концу прошлого столетия) дать теоретическое объяснение наблюдаемого геотермического градиента встретили непреодолимые трудности. Попытки эти исходили из представления об охлаждении Земли, раскаленной в прошлом (контракционная теория). Это представление являлось прямым следствием космогонической гипотезы Лапласа, безраздельно господствовавшей в течение всего XIX века. Начальная температура, характеризующая этот процесс остывания, должна была находиться в пределах  $1200\text{—}1800^{\circ}\text{C}$  (температура плавления горных пород), а поверхностная температура была  $0^{\circ}\text{C}$  и не могла значительно (больше чем на  $100^{\circ}\text{C}$ ) отклоняться от этой величины за весь период существования жизни на Земле.

В настоящее время неоспоримо признается, что земная кора в прошлом имела более высокую температуру, чем в настоящее время. Это подтверждается и геологическими исследованиями, т. е. признается, что с течением времени, исчисляемого миллиардами лет, тепловые потоки у поверхности Земли убывают, а среднее значение температуры земной коры понижается. По расчетам Урри [252] и Е. А. Любимовой [128] тепловой поток у поверхности Земли достиг максимума 2—3 миллиарда лет тому назад и затем стал убывать.

Простейшая количественная теория остывания Земли приводит к решению уравнения

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa_5 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (0 \leq z \leq \infty, \quad -\infty < t), \quad (\text{II.4.1})$$

удовлетворяющего граничному условию  $T(0, t) = 0$  и начальному условию  $T(z, 0) = T_8$ , т. е. в начальный момент времени температура Земли была равна температуре  $T_8$  плавления горных пород.

Для решения поставленной задачи можно применить приближенный способ — способ осреднения.

Пусть в данный момент  $t > 0$  зона пониженной температуры распространялась на какое-то расстояние  $l(t)$ , называемое длиной возмущенной зоны, т. е. длиной, на которую распространялось понижение температуры.

Для решения приближенной задачи необходимы дополнительные условия.

В качестве дополнительного условия можно потребовать, чтобы при  $z = l(t)$   $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$ .

Для лучшего совпадения с точным решением было бы необходимо, чтобы при  $z = l(t)$  и последующие производные равнялись нулю. Однако принятое условие, как показано ниже, дает вполне приемлемый результат.

На возмущенном участке можно принять

$$\frac{1}{l(t)} \int_0^1 \frac{\partial T}{\partial t} dz = \varphi(t). \quad (\text{II.4.2})$$

Учитывая (II.4.2), из (II.4.1) получаем

$$\kappa_5 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \varphi(t). \quad (\text{II.4.3})$$

Интегрирование (II.4.3) дает

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\varphi(t)}{\kappa_5} z + C_1, \quad (\text{II.4.4})$$

а интегрирование (II.4.4) —

$$T(z, t) = \frac{\varphi(t)}{2\kappa_5} z^2 + C_1 z + C_2. \quad (\text{II.4.5})$$

Граничные и начальные условия для поставленной задачи будут:

$$\text{при } z=0 \quad T=0; \quad (\text{II.4.6})$$

$$\text{при } z=l(t) \quad T=T_8; \quad (\text{II.4.7})$$

$$\text{при } z=l(t) \quad \frac{\partial T}{\partial z}=0 \quad (\text{II.4.8})$$

Используя граничные условия (II.4.6), из выражения (II.4.5), получаем

$$C_2 = 0. \quad (\text{II.4.9})$$

Используя (II.4.8), из (II.4.4) можно получить

$$C_1 = -\frac{\varphi(t)}{\kappa_5} l(t). \quad (\text{II.4.10})$$

Воспользовавшись начальным условием (II.4.7) и подставив найденные значения постоянных  $C_1$  и  $C_2$  в выражение (II.4.5), получим

$$T_8 = -\frac{\varphi(t)}{2\kappa_5} l^2(t), \quad (\text{II.4.11})$$

откуда

$$\varphi(t) = -\frac{2\kappa_5}{l^2(t)} T_8, \quad (\text{II.4.12})$$

и выражение (II.4.10) принимает вид:

$$C_1 = \frac{2T_8}{l(t)}. \quad (\text{II.4.13})$$

Тогда, учитывая (II.4.9), (II.4.12) и (II.4.13), получаем выражение (II.4.5) в виде:

$$T = -T_8 \frac{z^2}{l^2(t)} + 2T_8 \frac{z}{l(t)}. \quad (\text{II.4.14})$$

Из (II.4.14) дифференцированием по  $t$  находим

$$\frac{\partial T}{\partial t} = 2T_8 \frac{z^2}{l^3(t)} \frac{dl(t)}{dt} - 2T_8 \frac{z}{l^2(t)} \frac{dl(t)}{dt}. \quad (\text{II.4.15})$$

Для определения  $\varphi(t)$  в (II.4.2) подставляем (II.4.15) и интегрируем:

$$\begin{aligned} \varphi(t) &= \frac{1}{l(t)} \int_0^l \left[ 2T_8 z^2 l^{-3}(t) \frac{dl(t)}{dt} - 2T_8 z l^{-2}(t) \frac{dl(t)}{dt} \right] dz = \\ &= -\frac{1}{3} \frac{T_8}{l(t)} \frac{dl(t)}{dt}. \end{aligned} \quad (\text{II.4.16})$$

Приравниванием правых частей (II.4.12) и (II.4.16) получаем

$$-\frac{2\kappa_5}{l^2(t)} T_8 = -\frac{1}{3} \frac{T_8}{l(t)} \frac{dl(t)}{dt},$$

откуда

$$l(t) \frac{dl(t)}{dt} = 6\kappa_5. \quad (\text{II.4.17})$$

Из (II.4.17) интегрированием, вследствие равенства нулю постоянной интегрирования, находим

$$l(t) = \sqrt{12\kappa_5 t}. \quad (\text{II.4.18})$$

Положив  $z = 0$ , с учетом (II.4.3) и (II.4.18) из (II.4.4) получаем выражение для геотермического градиента у поверхности Земли:

$$\Gamma_1 = \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = C_1 = \frac{2T_8}{l(t)} = \frac{T_8}{\sqrt{3\kappa_5 t}}. \quad (\text{II.4.19})$$

При точном решении поставленной задачи выражение для геотермического градиента у поверхности Земли имеет вид [200]:

$$\Gamma_2 = \frac{T_8}{\sqrt{\pi\kappa_5 t}}. \quad (\text{II.4.20})$$

Таким образом, расхождение данного решения с точным

$$\frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} = \sqrt{\frac{\pi}{3}} = 1,023$$

составляет всего лишь 2,3%.

Подстановка в выражение (II.4.19) известного значения геотермического градиента  $\Gamma = 3 \cdot 10^{-2} \text{ }^\circ\text{C}/\text{м} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}/\text{см}$ ,  $t_8^\circ = 1200 - 1800 \text{ }^\circ\text{C}$ , а также значения  $\kappa_5 = 0,006 \text{ см}^2/\text{сек}$ , соответствующего среднему экспериментально определяемому коэффициенту темпера-

теплопроводности гранитов и базальтов, дает для продолжительности процесса остывания значение

$$t = \frac{t_8^{\circ}}{3\kappa_5\Gamma^2} = \frac{(1200 - 1800)^2}{3 \cdot 0.006 (3 \cdot 10^{-4})^2} =$$

$$= (0,9 \div 2,0) \cdot 10^{15} \text{ сек} \approx (30 \div 60) \text{ млн. лет.}$$

Эти цифры совершенно не соответствуют современным представлениям о температурной эволюции нашей планеты.

Приближенный характер рассматриваемой теории (пренебрежение кривизной поверхности Земли, непостоянство коэффициента теплопроводности, приближенность значения  $T_8$ ) не может, конечно, изменить порядка найденного значения возраста Земли, который по современным данным оценивается приблизительно в 2—6 млрд. лет [129, 135] (развитие ряда известных геологических процессов требует промежутка времени, исчисляемого полуторами миллиардов лет).

Физическая схема температурного режима Земли подвергалась существенному пересмотру после 1903 г., когда Кюри и Лаборд экспериментально установили факт выделения тепла при радиоактивном распаде. Химстед [240], Стретт [250] и Джели [242] тогда же высказали мысль, что тепло, создаваемое радиоактивным распадом, должно играть существенную роль в тепловом балансе Земли. Количественные выводы на основе измерений тепла, выделившегося в горных породах за счет радиоактивного распада, впервые были сделаны в 1915—1916 гг. Холмсом [241]. Он исходил из общепринятой тогда оценки возраста Земли в 1,6 млрд. лет и считал, что генерация тепла  $P$  не зависит от времени, но уменьшается по экспоненциальному закону  $P = P_0 e^{-a_1 z}$ . Радиоактивные элементы, рассеянные в земной коре, при распаде вызывают ее нагревание, так что уравнение теплопроводности должно иметь вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa_5 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{P}{c_5 \rho_5},$$

где  $P$  — объемная плотность тепловых источников.

На основании многочисленных измерений радиоактивности горных пород и их тепловыделения принято значение  $P = 1,3 \times 10^{-12} \text{ кал/см}^3 \cdot \text{сек}$ . Это значение учитывает тепло, выделяемое ураном, торием и калием вместе с их продуктами распада.

Если предположить, что плотность радиоактивных источников внутри земного шара постоянна и равна значению  $P$ , определенному для верхних слоев земной коры, то количество тепла, выделяющегося во всем земном шаре за единицу времени, будет равно

$$q_{51} = \frac{4}{3} \pi R^2 P. \quad (\text{II.4.21})$$

Если же предположить, что Земля радиоактивным теплом не нагревается, то поток тепла через единицу поверхности будет

$$q_{52} = \Lambda_5 \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} \geq \frac{q_{51}}{4\pi R^2}, \quad (\text{II.4.22})$$

где  $\Lambda_5$  и  $\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0}$  — коэффициент теплопроводности и геотермический градиент у поверхности Земли.

Отсюда для  $\frac{\partial T}{\partial z}$  при  $z=0$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} \geq \frac{q_{51}}{4\pi\Lambda_5 R^2} = \frac{PR}{3\Lambda_5} \approx 6,3 \cdot 10^{-2} \text{ } ^\circ\text{C}/\text{см} = 6,3 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{м},$$

где  $R = 6,3 \cdot 10^3$  км — радиус Земли и  $\Lambda_5 = 0,004$  кал/см сек  $^\circ\text{C}$  — среднее значение коэффициента теплопроводности осадочных пород.

Таким образом, геотермический градиент, вычисленный в предположении, что распределение радиоактивных элементов постоянно и что Земля не нагревается от радиоактивного распада, на два порядка превышает наблюдаемое значение геотермического коэффициента  $\Gamma = 3 \cdot 10^{-2} \text{ } ^\circ\text{C}/\text{м}$ .

Отказавшись от гипотезы постоянства распределения радиоактивных элементов и исходя из того, что радиоактивные элементы сосредоточены в одном или нескольких слоях у поверхности Земли (гипотеза Стретта, Джоли и Джеффриса), А. Н. Тихонов в 1937 г. [200] выполнил наиболее полное теоретическое исследование зависимости тепловых потоков и температуры в земной коре. А. Н. Тихонов решает задачу в предположении, что Земля достигла стационарного теплового состояния — тепловые потоки в земной коре с течением времени не меняются и радиоактивные элементы сосредоточены в одном слое у поверхности Земли, мощность которого  $H_1$ .

Пренебрегая кривизной поверхности Земли, получают для определения стационарной температуры уравнение

$$\frac{d^2T}{dz^2} = \begin{cases} -\frac{P}{\Lambda_5} & \text{для } 0 \leq z \leq H_1; \\ 0 & \text{для } z > H_1 \end{cases} \quad (\text{II.4.23})$$

с условиями

$$\begin{aligned} T(0) &= 0, \\ \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z \rightarrow \infty} &= 0. \end{aligned} \quad (\text{II.4.24})$$

Решение поставленной задачи имеет вид:

$$T(z) = \begin{cases} \frac{P}{\Lambda_5} \left( H_1 z - \frac{z^2}{2} \right), & 0 \leq z \leq H_1; \\ \frac{P}{\Lambda_5} \frac{H_1^2}{2}, & z > H_1, \end{cases} \quad (\text{II.4.25})$$

так как эта функция непрерывна вместе с первой производной при  $z = H_1$  и удовлетворяет условиям задачи.

Определяя значение градиента этой функции при  $z = 0$ , равное

$$\left. \frac{dT}{dz} \right|_{z=0} = \frac{PH_1}{\Lambda_5}, \quad (\text{II.4.26})$$

и сопоставляя его с наблюдаемым значением  $\Gamma = 3 \cdot 10^{-2} \text{ }^\circ\text{C/м}$ , находят

$$H_1 = \frac{\Gamma \Lambda_5}{P} \approx 10^6 \text{ см} = 10 \text{ км.}$$

Для оценки влияния стационарности температуры на величину геотермического градиента А. Н. Тихонов рассмотрел нестационарный тепловой режим Земли. Было найдено решение уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa_5 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + f; \quad (\text{II.4.27})$$

$$f = \begin{cases} \frac{P}{C_5 \rho_5} & 0 \leq z \leq H_1, \\ 0 & z > H_1 \end{cases}$$

с нулевыми начальными и граничными условиями:

$$\left. \begin{aligned} T(z, 0) &= 0; \\ T(0, t) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.4.28})$$

Это решение представляется интегралом

$$T(z, t) = \int_0^\infty \int_0^t G(r, \zeta, t - \delta) f(\zeta, \delta) d\delta d\zeta, \quad (\text{II.4.29})$$

где  $G$  — функция источника для полубесконечной прямой, равная

$$G(z, \zeta, t - \delta) = \frac{1}{2\sqrt{\pi} \sqrt{\kappa_5(t - \delta)}} \left\{ \exp\left[-\frac{(z - \zeta)^2}{4\kappa_5(t - \delta)}\right] - \exp\left[-\frac{(z + \zeta)^2}{4\kappa_5(t - \delta)}\right] \right\}. \quad (\text{II.4.30})$$

Ниже вычисляется значение градиента при  $z = 0$  с учетом значения  $f$ :

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} &= \frac{P}{C_5 \rho_5 2\sqrt{\pi}} \int_0^{H_1} \int_0^t \frac{\zeta}{[\kappa_5(t - \delta)]^{3/2}} \exp\left[-\frac{\zeta^2}{4\kappa_5(t - \delta)}\right] d\zeta d\delta = \\ &= \frac{P}{C_5 \rho_5 2\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{1}{\sqrt{\kappa_5(t - \delta)}} \int_0^{H_1^2} \frac{1}{4\kappa_5(t - \delta)} \exp(-a) da d\delta = \end{aligned}$$

$$= \frac{P}{C_5 \rho_5 \sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{1}{V \kappa_5 \Theta} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{H_1^2}{4\kappa_5 \Theta}\right) \right] d\Theta;$$

$$\Theta = t - \delta.$$

Таким образом,

$$\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{P}{C_5 \rho_5 \sqrt{\pi}} \left[ 2 \sqrt{\frac{t}{\kappa_5}} - \frac{H_1}{\kappa_5} \int_{\sigma_0}^{\infty} \exp(-\sigma^2) \frac{d\sigma}{\sigma^2} \right];$$

$$\sigma = \frac{H_1}{2 \sqrt{\kappa_5 \Theta}};$$

$$\sigma_0 = \frac{H_1}{2 \sqrt{\kappa_5 t}};$$

$$\frac{d\sigma}{\sigma^2} = -\frac{\kappa_5}{H_1} \frac{d\Theta}{V \kappa_5 \Theta}.$$

Вычисляется интеграл:

$$\begin{aligned} \int_{\sigma_0}^{\infty} \exp(-\sigma^2) \frac{d\sigma}{\sigma^2} &= -\frac{\exp(-\sigma^2)}{\sigma} \Big|_{\sigma_0}^{\infty} - 2 \int_{\sigma_0}^{\infty} \exp(-\sigma^2) d\sigma = \\ &= \frac{\exp(-\sigma_0^2)}{\sigma_0} - 2 \int_{\sigma_0}^{\infty} \exp(-\sigma^2) d\sigma, \end{aligned}$$

откуда

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} &= \frac{P}{C_5 \rho_5 \kappa_5} \left\{ 2 \sqrt{\frac{\kappa_5 t}{\pi}} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{H_1^2}{2\kappa_5 t}\right) \right] + \right. \\ &\quad \left. + \frac{2H_1}{\pi} \int_{\frac{H_1}{2 \sqrt{\kappa_5 t}}}^{\infty} \exp(-\sigma^2) d\sigma \right\}. \end{aligned} \quad (\text{II.4.31})$$

Следует отметить, что  $\lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{PH_1}{\Lambda_5}$ . Так как  $C_5 \rho_5 \kappa_5 = \Lambda_5$ , то в (II.4.31) предел первого слагаемого (в фигурных скобках) равен нулю, а предел второго слагаемого равен  $H_1$ .

Далее вычисляется отклонение  $\frac{\partial T}{\partial z}$  от его предельного значения для  $t = 2 \cdot 10^9$  лет  $= 6 \cdot 10^{16}$  сек. Значение  $\sigma_0$  мало:

$$\sigma_0 = \frac{H_1}{2 \sqrt{\kappa_5 t}} = \frac{10^6}{2 \sqrt{6 \cdot 10^3 \cdot 6 \cdot 10^{16}}} = \frac{1}{2 \cdot 19} \approx 0,025.$$

Разлагая функции, входящие в формулу (II.4.31), в ряд, получаем

$$\frac{P}{\Lambda_5} H_1 - \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{P}{\Lambda_5} H_1 \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi} \sigma_0} [\sigma_0^2 + \dots] + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sigma_0 \right\} \approx \frac{P}{\Lambda_5} H_1 \cdot 0,04,$$

т. е.  $\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0}$  отличается от своего предельного значения на 4%.

Нетрудно было бы вычислить функцию  $T(z, t)$  для  $z > 0$  и убедиться, что для  $z \geq H_1$  температура  $T(z, t)$  далеко еще не достигает своего предельного значения для  $T$ , равного возрасту Земли [200] (хотя, как было отмечено, градиент у поверхности практически равен своему предельному значению).

Приведенные выше рассуждения носят, конечно, лишь оценочный характер. Однако, принимая во внимание весьма большую устойчивость скорости радиоактивного распада, не изменяющуюся под воздействием доступных испытанию температур и давлений, можно прийти к заключению, что концентрация радиоактивных элементов должна быстро убывать с глубиной. При этом функция  $P$  для верхних слоев земной коры устанавливается многочисленными измерениями.

Экспериментальные данные определения величины тепловых потоков подтверждают правильность теоретических расчетов, сделанных в предположении, что радиоактивные элементы сосредоточены в коре Земли и в слое под корой.

Горные породы содержат очень немного радиоактивных элементов, что видно из табл. II.4.1. Если подсчитать средние величины содержания радиоактивных элементов во всей земной коре, то получаются примерно такие цифры: на 1 г приходится: урана  $1 \cdot 10^{-6}$  г, тория  $7 \cdot 10^{-6}$  г и калия  $1,5 \cdot 10^{-2}$  г [78].

Таблица II.4.1

Содержание радиоактивных элементов в различных породах (в г на 1 г породы) (по данным А. П. Виноградова [53] и других авторов)

Элемент	Породы				
	кислые	основные	ультра-основные	каменные метеориты	железные метеориты
Уран . . . . .	$3,5 \cdot 10^{-6}$	$0,8 \cdot 10^{-6}$	$0,3 \cdot 10^{-7}$	$0,3 \cdot 10^{-6}$	$0,09 \cdot 10^{-6}$
Торий . . . . .	$1,8 \cdot 10^{-6}$	$3,0 \cdot 10^{-6}$	$2,0 \cdot 10^{-6}$	$0,5 \cdot 10^{-6}$	$0,04 \cdot 10^{-6}$
Калий . . . . .	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$8,3 \cdot 10^{-3}$	$0,5 \cdot 10^{-2}$	$0,2 \cdot 10^{-2}$	0

В табл. II.4.2 приведены рассчитанные по табл. II.4.1 краткие данные о генерации тепла для основных типов пород.

Сведения о содержании радиоактивных элементов и количестве тепла, выделяемого при их распаде в различных породах, приведены во многих работах [53, 57, 135, 231] и в настоящее время непрерывно уточняются.

Преобладающее содержание радиоактивных элементов в верхней силикатной оболочке Земли и их постепенное убывание с глубиной объясняется и с геохимической точки зрения [102]. Причем, исходя из существующей в настоящее время геохимической гипотезы о диффузном распределении радиоактивных элементов в различных

оболочках Земли, наиболее вероятным можно считать экспоненциальный закон уменьшения концентрации радиоактивных элементов с увеличением глубины [77].

Таблица П.4.2

Генерация тепла в различных породах

Показатель	Породы						
	кислые	промежуточные	основные	магмо-базальты	ультра-основные	кислые метеориты	железные метеориты
Генерация тепла, $10^{-13}$ кал/см <sup>3</sup> ·сек	4,3	1,9	1,6	0,8—1,2	0,7	0,4	0,08

К основным источникам земного тепла, кроме энергии естественных радиоактивных превращений и солнечной радиации, относится также энергия, освобождающаяся при различных физико-химических процессах. Так, например, в результате естественного старения нефти из нее должно выделяться некоторое количество тепловой энергии. Это выделенное тепло влияет на распределение температуры в зонах нефтяных залежей [177]. Поэтому, если нефтяной пласт выделяет тепло, стационарное распределение температуры внутри и вне пласта определится следующими уравнениями:

$$\frac{d^2 T_i(z)}{dz^2} + \frac{S_i}{\Lambda_{5i}} = 0, \quad i = 1, 2, 3;$$

$$S_1 = S_3 = 0; \quad S_2 = \frac{E(0) - E}{t} \rho_5 S;$$

$$E = E(0) \exp(-P_2 t); \quad \Lambda_{51} = \Lambda_{53} = \Lambda_5.$$

Индексы 1, 2, 3 относятся соответственно к областям

$$0 \leq z \leq (z_1 - h);$$

$$(z_1 - h) \leq z \leq (z_1 + h);$$

$$(z_1 + h) \leq z \leq z_2.$$

Решение имеет вид:

$$T_1(z) = a_1 + b_1 z;$$

$$T_2(z) = a_2 + b_2 z - \frac{S_2 z^2}{2\Lambda_{52}};$$

$$T_3(z) = a_3 + b_3 z.$$

Постоянные  $a_1, a_2, a_3, b_1, b_2, b_3$  определяются из следующих граничных условий:

$$T_1(0) = \text{const};$$

$$T_1(z_1 - h) = T_2(z_1 - h);$$

$$\Lambda_{5,2} \frac{dT_1(z_1 - h)}{dz} = \Lambda_{5,2} \frac{dT_2(z_1 - h)}{dz};$$

$$T_2(z_1 + h) = T_3(z_1 + h);$$

$$\Lambda_{5,2} \frac{dT_2(z_1 + h)}{dz} = \Lambda_5 \frac{dT_3(z_1 + h)}{dz};$$

$$T_3(z_2) = \text{const}.$$

Решения, удовлетворяющие приведенным граничным условиям, имеют вид:

$$T_1(z) = T_1(0) + \frac{\Lambda_{5,2} [T_3(z_2) - T_1(0)] + S_2 \varphi_1}{2h(\Lambda_5 - \Lambda_{5,2}) + \Lambda_{5,2} z_2};$$

$$T_2(z) = T_1(0) +$$

$$+ \frac{(z_1 - h) \{ [T_3(z_2) - T_1(0)] (\Lambda_{5,2} - \Lambda_5) + S_2 \varphi_3 \} + \{ S_2 \varphi_2 + \Lambda_5 [T_3(z_2) - T_1(0)] z_2 - \frac{S_2 z_2^2}{2\Lambda_{5,2}} \}}{2h(\Lambda_5 - \Lambda_{5,2}) + \Lambda_{5,2} z_2};$$

$$T_3(z) = T_3(z_2) - \frac{\Lambda_{5,2} [T_3(z_2) - T_1(0)] - S_2 \varphi_1}{2h(\Lambda_5 - \Lambda_{5,2}) + \Lambda_{5,2} z_2} (z_2 - z);$$

$$\varphi_1 = 2h \left[ h + (z_2 - z_1 - h) \frac{\Lambda_{5,2}}{\Lambda_5} \right];$$

$$\varphi_2 = 2 \frac{\Lambda_{5,2}}{\Lambda_5} z_1 h + z_2 (z_1 + h) - 4z_1 z_2;$$

$$\varphi_3 = (z_2 - z_1 - h) \left[ 2h \frac{\Lambda_{5,2}}{\Lambda_5} - \frac{1}{2} (3h + z_1) \right] +$$

$$+ (h + z_1) \left[ \frac{1}{2} (3h - z_1) - h \frac{\Lambda_{5,2}}{\Lambda_5} \right].$$

Если в одной части данного пласта есть нефть, а в остальных частях этого же пласта, принимаемого горизонтальным, ее нет, то при прочих равных условиях решение этих уравнений показывает, что разность температур для нефтеносного пласта будет

$$\Delta T_2 = \frac{S_2 h}{\Lambda_5} \left( 2z_1 - \frac{1}{2} h - 2 \frac{z_1^2}{z_2} \right).$$

Учитывая, что для кирмакинской свиты возраст нефти равен  $7,5 \cdot 10^6$  лет, а  $E(0)$  независимо от месторождения равно  $12140$  кал/г, получаем  $S_2 = 1,48 \cdot 10^{-12}$  кал/см<sup>3</sup>·сек;  $\Delta t_2^0 = 1^\circ \text{С}$ .

Следовательно, содержащаяся в пласте нефть повышает его температуру по сравнению с температурой этого же пласта на той же глубине за контуром нефтеносности примерно на  $1^\circ$  [148], что согласуется с опытными данными. Таким образом, на повышение температуры пласта влияет тепло, выделяющееся вследствие старения нефти. Это местное повышение температуры оказывает влияние на геотермическую ступень и вызывает ее увеличение.

## Глава III

### ЭЛЕМЕНТЫ ТЕРМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

#### III.1. Подготовка скважин к термическим исследованиям

Перед термическими исследованиями необходимо провести подготовку скважин соответственно требованиям подготовки к геофизическим исследованиям.

До проведения исследований необходимо выдержать скважину в статическом состоянии до тех пор, пока температура раствора в ней не сравняется с температурой горных пород, т. е. пока не установится стационарное тепловое поле.

Чтобы определить присутствие в разрезе нефтегазовых пластов, следует вызвать приток из них путем снижения гидростатического давления глинистого раствора в скважине. Место притока обнаруживается на термограммах аномалиями. Перед термическими исследованиями скважину надо промыть глинистым раствором такой плотности, которая обеспечила бы слабое выделение нефти и газа, но в то же время предотвратила возможность выбросов и перехода скважины на открытое фонтанирование. Подготовка скважины в этом случае не требует обязательного заполнения ее глинистым раствором и длительной выдержки в спокойном состоянии. Опыт показывает, что местные тепловые аномалии отмечаются на термограммах и при нестационарных тепловых режимах.

Время  $t$  выдержки скважины для создания стационарного теплового режима определяют из уравнения теплопроводности [204]:

$$\Delta t^{\circ} |_{r=0} = \Delta t_0^{\circ} \left( 1 - e^{-\frac{r_0^2}{4\kappa t}} \right), \quad (\text{III.1.1})$$

где  $\Delta t^{\circ} |_{r=0}$  — разность температур породы и глинистого раствора по оси скважины;  $\Delta t_0^{\circ}$  — начальная разность температур породы и глинистого раствора;  $\kappa$  — температуропроводность породы, принятая равной температуропроводности глинистого раствора.

На рис. III.1.1 приведена рассчитанная по формуле (III.1.1) зависимость функции  $\frac{\Delta t^{\circ}}{\Delta t_0^{\circ}}$  от времени  $t$  для различных значений  $\frac{r_0^2}{4\kappa}$ .

Расчеты, проведенные В. Н. Дахновым для различных значений температуропроводности глинистого раствора и пород, показывают, что в зависимости от тепловых свойств пород, окружающих скважину, характер остывания глинистого раствора различен (рис. III.1.2), что и определяет возможность получения на термограммах аномалий для пород, различающихся термическими характеристиками.

Допустимую погрешность  $\delta t^\circ$  при определении температур в зависимости от времени выдержки можно определить по формуле

$$\frac{\delta t^\circ}{\Delta t_0^\circ} = 1 - e^{-\frac{D^2}{16\kappa t}}. \quad (\text{III.1.2})$$

На рис. III.1.3 представлена рассчитанная по формуле (III.1.2) зависимость  $\frac{\delta t^\circ}{\Delta t_0^\circ}$  от времени для  $\kappa = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{ч}$ , т. е. теплопроводность пород и глинистого раствора одинакова и при расчете принята равной теплопроводности воды [204].

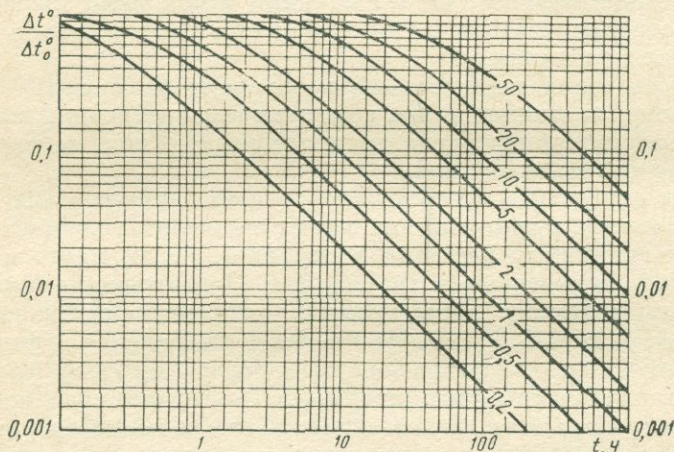


Рис. III.1.1. Зависимость  $\frac{\Delta t^\circ}{\Delta t_0^\circ}$  от времени при различных  $\frac{r_0^2}{4\kappa}$ .

Цифры на кривых соответствуют различным значениям  $\frac{r_0^2}{4\kappa}$ .  
Теплопроводность пород и глинистого раствора одинакова.

Эти кривые можно использовать для приближенного определения времени выдержки скважин перед геотермическими исследованиями. Время выдержки скважин в сутках для измерения температур пород с точностью до  $0,5^\circ \text{ С}$  может быть определено и по табл. III.1.1 (однако теплопроводность пород может быть в несколько раз выше теплопроводности воды, а при обычных естественных искривлениях скважины сроки выдержки скважины, определяемые по табл. III.1.1, могут оказаться несколько завышенными).

При расчетах принималось, что температура измеряется по оси скважины.

В расчетах не учитывалось влияние на температуру некоторых факторов: наличие каверн, проникновение фильтрата глинистого

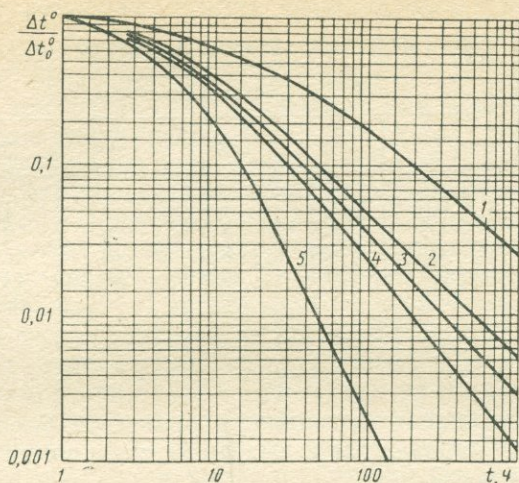


Рис. III.4.2. Зависимость  $\frac{\Delta t}{\Delta t_0}$  от времени для пород с различными тепловыми характеристиками, когда скважина заполнена глинистым раствором с  $\kappa = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{ч}$  и тепловым сопротивлением  $\xi = 2 \text{ м} \cdot \text{ч} \cdot \text{°C}/\text{ккал}$ .

1 — каменный уголь с  $\kappa = 0,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{ч}$ ,  $\xi = 10 \text{ м} \cdot \text{ч} \cdot \text{°C}/\text{ккал}$ ; 2 — порода с тепловыми характеристиками глинистого раствора; 3 — песчаник с  $\kappa = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{ч}$ ,  $\xi = 0,4 \text{ м} \cdot \text{ч} \cdot \text{°C}/\text{ккал}$ ; 4 — доломит с  $\kappa = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{ч}$ ,  $\xi = 0,3 \text{ м} \cdot \text{ч} \cdot \text{°C}/\text{ккал}$ ; 5 — каменная соль с  $\kappa = 14 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{ч}$ ,  $\xi = 0,2 \text{ м} \cdot \text{ч} \cdot \text{°C}/\text{ккал}$ .

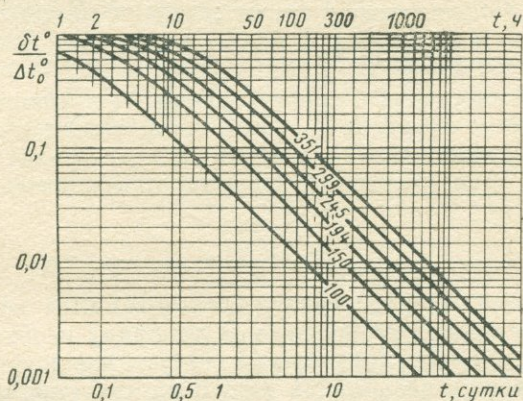


Рис. III.4.3. Зависимость погрешности  $\frac{\delta t}{\Delta t_0}$  при определении температур (в долях первоначальной разности температур) от времени  $t$ , прошедшего с момента промывки скважины раствором с температурой, отличающейся от температуры пород, окружающих скважину.

Цифры у кривых указывают диаметр скважины (в мм).

Время выдержки скважин в (сутках)

Разность между температурой раствора и пород в начальный момент времени, °С	Диаметр скважины, мм					
	100	150	194	245	299	351
5	0,5	1,2	1,8	3	4,5	6,5
10	1,0	2,3	4,0	6	9,0	12,0
20	2,1	5,0	8,0	12	18,0	26,0
50	5,5	12,0	20,0	30	43,0	64,0
100	10,5	22,0	38,0	58	86,0	125,0

раствора в породы, продолжительность процессов бурения и промывки скважины. Следовательно, выдержка скважины должна быть более продолжительной.

При циркуляции глинистого раствора влияние изменения температуры пород теоретически распространяется до бесконечности. Практически же может быть условно принято, что существует возмущенная зона теплового влияния, которая во времени непрерывно увеличивается.

В пределах радиуса «теплового влияния» скважины  $R$  распределение температуры определяется по формуле вида:

$$t_5^{\circ} = \frac{t_{50}^{\circ} \ln \frac{r}{r_0} + t_8^{\circ} \ln \frac{R}{r}}{\ln \frac{R}{r_0}}; \quad r_0 \leq r \leq R. \quad (\text{III.1.3})$$

Здесь  $t_5^{\circ}$  — температура пористой среды;  $t_8^{\circ}$  — температура глинистого раствора у забоя;  $t_{50}^{\circ}$  — начальная температура пористой среды;  $r$  — расстояние до оси скважины;  $r_0$  — радиус скважины.

Радиус  $R$  в зависимости от времени определяется следующим образом:

$$R \approx 2\sqrt{at}.$$

Для проведения геотермических исследований в каждом исследуемом районе в данных геологических условиях необходимо экспериментально определять практически допустимое время выдержки скважин. Для этого в нескольких типичных для района скважинах проводят повторные температурные замеры через некоторые промежутки времени после промывки. Установившийся тепловой режим соответствует практическому совпадению геотермограмм, снятых в разные сроки выдержки скважины, в пределах допустимой погрешности определения температуры.

### III.2. Тепловая инерция электрических термометров

Термометр воспринимает температуру окружающей среды в течение времени, продолжительность которого зависит от конструкции термометра, материалов, из которых он изготовлен, и термических свойств окружающей среды.

Процесс нагревания или охлаждения термометра во время замера разделяется на три стадии [204]: 1) неупорядоченного режима (дорегулярного); 2) регулярного режима; 3) теплового равновесия.

Основное время процесса нагревания или охлаждения термометра занимает регулярный режим. Этот режим характеризуется следующими условиями: 1) температура среды остается неизменной; 2) коэффициент теплоотдачи от среды к термометру не зависит от времени, т. е. условия на границе «термометр — среда» во времени не изменяются; 3) ни внутри термометра, ни на его поверхности нет источников тепла; 4) распространение тепла во всех частях термометра происходит только путем теплопроводности.

Дорегулярный режим, предшествующий регулярному, протекает весьма быстро. Стадия же теплового равновесия наступает через сравнительно продолжительный промежуток времени.

По наступлении регулярного режима разность  $\Delta t^\circ$  температур среды  $t^\circ$  и термометра  $t_1^\circ$  изменяется во времени согласно уравнению [204]

$$\Delta t^\circ = t^\circ - t_1^\circ = K e^{-\frac{t}{\tau_*}}, \quad (\text{III.2.1})$$

где  $\tau_*$  — тепловая инерция термометра;  $K$  — постоянная, зависящая от формы, размеров и других свойств термометра и среды.

Физический смысл постоянной  $K$  следующий. В начальный момент времени  $t = 0$ , соответствующий возникновению регулярного режима,  $K = \Delta t_0^\circ = t_0^\circ - t_{10}^\circ$ , т. е. разности между температурой среды  $t_0^\circ$  и температурой термометра  $t_{10}^\circ$  в начале регулярного режима.

Из формулы (III.2.1) следует, что

$$\ln \Delta t^\circ = \ln K - \frac{t}{\tau_*}. \quad (\text{III.2.2})$$

Постоянную  $\tau_*$  можно вычислить по формуле (III.2.2), экспериментально определив  $(\Delta t^\circ)'$  и  $(\Delta t^\circ)''$  для двух моментов времени  $t'$  и  $t''$ . Имея несколько показаний термометра за определенные промежутки времени, можно построить график зависимости натурального логарифма разности температур от времени. В области регулярного режима эта зависимость прямолинейна. Постоянную  $\frac{1}{\tau_*}$  находят как котангенс угла наклона прямого участка кривой к оси абсцисс.

Относительная погрешность измерения температуры, обусловленная инерцией термометра, определяется из выражения

$$\delta = \frac{\Delta t^\circ}{\Delta t_0^\circ} = e^{-\frac{t}{\tau_*}} \quad (\text{III.2.3})$$

Тепловая инерция  $\tau_*$  электротермометров определяется экспериментально для каждого прибора и указывается в его паспорте.

Приближенные значения  $\tau_*$  для некоторых электротермометров следующие:

Значения $\tau_*$ , сек	Электротермометры					
	Электронный	ЭС-СВ	ЭС-1	ЭТМИ-55	(опытный образец)	СТТ (термисторный)
	1	7	0,5	0,5	2,5	3,5

Обозначим тепловую инерцию, определенную в лабораторных условиях, через  $\tau_{**}$ . Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что разница между  $\tau_{**}$  и  $\tau_*$  может получиться в следующих случаях.

1. При перемещении термометра в среду с более высокой температурой величина  $\tau_*$  уменьшается, а при обратном процессе увеличивается. При изучении местных пониженных тепловых аномалий температур, в частности при выявлении газонефтеносных горизонтов по эффекту охлаждения, скорость записи термограмм должна быть минимальной.

2. При исследовании скважин, заполненных глинистым раствором большой вязкости, и при малых разностях температур термометра и окружающей среды (порядка десятых и сотых долей градуса)  $\tau_{**}$  в 2—3 раза превышает величину  $\tau_*$ , определяемую в лаборатории (обычно в воде, при перепадах температур, равных 10° С и более).

В «сухих скважинах» (не заполненных глинистым раствором или водой) значение  $\tau_{**}$  увеличивается еще больше.

При условии, что температура термометра соответствует температуре окружающей среды с точностью до 5%, время  $\tau \approx 3\tau_*$ , а с учетом указанных выше условий действительное значение тепловой инерции термометра должно быть увеличено и в первом приближении может быть равно, например,  $\tau_{**} = 7,5\tau_*$ .

3. Тепловая инерция неподвижного термометра в 1,5—2 раза больше соответствующей величины для подвижного термометра [11]. Следовательно, в отдельных точках скважины время выдержки термометра примерно в 12 раз больше величины его тепловой инерции  $\tau_*$ , определенной в лаборатории при сильном перемешивании воды или быстром перемещении термометра.

Как отмечалось выше, действительное значение тепловой инерции  $\tau_{**}$  в несколько раз превышает величину тепловой инерции  $\tau_*$ , определяемую в лаборатории, причем величина превышения является функцией многих факторов.

На наш взгляд, для более точного определения в каждом конкретном случае величины  $\tau_{**}$  и максимально допустимой скорости спуска термометра (о скоростях спуска термометра будет сказано ниже) необходим следующий подход.

Время  $\tau$ , в течение которого термометр при определении температуры среды примет заданную температуру  $t_1^{\circ}$ , определяется из следующей функциональной зависимости:

$$\tau = f\left(\frac{\Lambda}{c\rho}, \frac{\alpha}{c\rho}, d_1, d_2, D, t_1^{\circ}, t^{\circ}, t_{10}^{\circ}\right),$$

где  $\Lambda$  — коэффициент теплопроводности среды;  $c$  — удельная теплоемкость среды;  $\rho$  — плотность среды;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи термометра;  $d_1$  и  $d_2$  — характерные размеры термометра.

На основании  $\pi$ -теоремы число безразмерных параметров равно шести. Следовательно,

$$\frac{\Lambda\tau_{**}}{c\rho D^2} = f\left(\frac{d_1}{D}, \frac{d_2}{D}, \frac{t_{01}^{\circ}}{t^{\circ}}, \frac{t^{\circ} - t_1^{\circ}}{t^{\circ} - t_{01}^{\circ}}, \frac{\Lambda}{\alpha D}\right).$$

Тепловая инерция термометра численно равна времени восприятия термометром 0,63 доли разности между его начальной температурой  $t_{10}^{\circ}$  и температурой среды  $t^{\circ}$  [204].

При отношении  $\frac{t^{\circ} - t_1^{\circ}}{t^{\circ} - t_{10}^{\circ}} = 0,63$   $\frac{\Lambda\tau_{**}}{c\rho D^2} = \text{idem}$  при условии, что  $\frac{d_1}{D} = \text{idem}$ ,  $\frac{d_2}{D} = \text{idem}$ ,  $\frac{t_{10}^{\circ}}{t^{\circ}} = \text{idem}$ ,  $\frac{\Lambda}{\alpha D} = \text{idem}$ .

Так как  $d_1$ ,  $d_2$  и  $\alpha$  для заданного термометра фиксированы, то в паспорте термометра следует указывать, при каких значениях  $D$ ,  $\Lambda$  и  $\frac{t_{10}^{\circ}}{t^{\circ}}$  проводились опыты, и отмечать соответствующие значения  $\frac{\Lambda\tau_{**}}{c\rho D^2}$ . Опыты необходимо проводить в различных условиях, т. е. при различных  $\Lambda$  и  $\frac{t_{10}^{\circ}}{t^{\circ}}$ . Выбирая из паспортных данных для конкретного случая значение  $\frac{\Lambda\tau_{**}}{c\rho D^2}$ , можно определить величину  $\tau_{**}$  для любого диаметра скважины при любых  $\Lambda$  и  $\frac{t_{10}^{\circ}}{t^{\circ}}$ .

Точность регистраций температуры зависит от скорости перемещения термометра при замере. При быстром перемещении термометра тепло, возникающее вследствие трения, вызовет его нагревание. Однако при применяемых скоростях спуска термометра, максимально допустимое значение которых достигает 0,55 м/сек, максимальное повышение температуры не превысит 0,1°. Следовательно, при применяемых скоростях спуска термометра в скважину повышение температуры в результате трения практически не ощутимо. При больших скоростях спуска термометр не успевает воспринимать температуру в скважине и зарегистрированные значения температуры сильно отличаются от истинных значений. Поэтому скорость

перемещения термометра при замере должна быть тем меньше, чем больше требуемая точность измерений и чем больше постоянная времени термометра.

Наибольшая скорость перемещения термометра приближенно определяется по формуле [111]

$$w = \frac{3600\delta t^\circ}{\tau_{**}\Gamma_T} \approx \frac{3600\delta t^\circ}{7,5\tau_*\Gamma_T}, \quad (\text{III.2.9})$$

где  $w$  — наибольшая допустимая скорость перемещения термометра в  $\text{м/ч}$ ;  $\delta t^\circ$  — допустимая погрешность в измерении температуры в  $^\circ\text{C}$ ;  $\tau_{**}$  — действительное значение тепловой инерции термометра в условиях регистрации геотермограмм в  $\text{сек}$ ;  $\tau_*$  — паспортное значение тепловой инерции (постоянной времени) термометра в  $\text{сек}$ ;  $\Gamma_T$  — предполагаемое максимальное значение геотермического градиента в  $^\circ\text{C/м}$ .

Если принять допустимую погрешность  $\delta t^\circ = 0,1^\circ\text{C}$ , возможные значения геотермического градиента  $\Gamma_T = 0,03-0,1^\circ\text{C/м}$  и величины тепловой инерции  $\tau_*$ , приведенные выше, то наибольшая скорость регистрации геотермограмм для разных термометров будет иметь значения, указанные в табл. III.2.1 [89].

Т а б л и ц а III.2.1

Скорость регистрации геотермограммы различными термометрами

Тип электротермометра	Скорость, $\text{м/ч}$
Электронный . . . . .	400—1000
ЭС-СБ . . . . .	100—200
ЭТС-1 . . . . .	800—2000
ЭТМИ-55 . . . . .	800—2000
СТТ (термисторный) . . . . .	100—500

В каждом конкретном случае величины максимальных допустимых скоростей, приведенные в табл. III.2.1, должны уточняться с учетом фактических значений  $\delta t^\circ$ ,  $\tau_*$  и  $\Gamma_T$  по формуле (III.2.9).

Повышение скорости спуска термометра приводит к инерционному сдвигу геотермограммы относительно истинного местоположения границ различных пород разреза. С целью более точного определения значений естественных температур рекомендуется измерять их в отдельных точках разреза, например через каждые 50—100 м, при достаточной выдержке электротермометра в неподвижном состоянии, равной примерно  $\tau = 12\tau_*$  сек. Такие контрольные замеры температуры обязательны в начале и в конце регистрации геотермограмм.

## Глава IV

### СТАТИСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ В ГЕОТЕРМИИ

#### IV.1. Некоторые сведения из математической статистики

При исследовании температурных влияний на разработку и эксплуатацию нефтяных и газовых месторождений часто приходится идеализировать и упрощать бесконечно сложные взаимосвязи, существующие в действительности. Кроме того, возникает множество случайных факторов, в своей совокупности довольно сильно влияющих на исследуемый процесс. Для исследования подобных процессов, подвергающихся случайным воздействиям, применяются статистические методы.

Для статистического исследования характерен отказ от учета каждого отдельного фактора и изучение массовых явлений. Проведение массовых испытаний дает возможность выявить общие закономерности, присущие данному процессу. Например, при термодинамических расчетах импульс, сообщаемый стенке сосуда одной молекулой газа, не представляет интереса: важно общее давление газа, испытываемое стенкой, т. е. результат массового явления, вызванного, например, повышением температуры.

Математическая статистика оперирует массовыми случайными явлениями, т. е. явлениями, проявление каждого из которых в отдельности точно предсказать невозможно.

Статистически можно описывать только однотипные объекты. При проведении испытаний накапливается достаточно много данных, качественно характеризующих объекты испытаний. Причем каждый из этих качественных показателей включает также фактор случайности. Эти данные, вместе взятые, составляют так называемую статистическую совокупность.

Случайные явления можно предсказать только в совокупности. При достаточно большом числе испытаний случайные явления проявляются со строго определенной вероятностью  $P$ .

Вероятностью  $P$  появления случайной величины  $x$  называется отношение числа появлений  $x$  к общему числу всех возможных наблюдений. Зависимость между случайной величиной и ее вероятностью называется распределением этой величины. Распределение имеет глубокий реальный смысл и подчиняется определенным математическим законам, которые наиболее полно характеризуют совокупности и имеют большое практическое значение. В зависимости от того, имеем ли мы дело с дискретной величиной или с непрерывной, существуют различные законы распределения.

Дискретной случайной величиной называется такая, которая может принимать конечное или бесконечное счетное множество значений, т. е. такое множество, элементы которого могут быть заномерованы и расположены в каком-нибудь порядке, например, число песчаных коллекторов, встречающихся в каком-либо отдельном разрезе. Непрерывной случайной величиной называется такая, которая распределена сплошной полосой вдоль оси абсцисс и может в результате исследования принять любое значение в одном или нескольких заданных интервалах. Примером может служить проницаемость пласта.

Дискретная случайная величина характеризуется такими понятиями, как среднее значение случайной величины, математическое ожидание, дисперсия.

Допустим, что при большом числе  $N$  испытаний дискретная величина  $x$  принимает значения  $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$  соответственно  $m_1, m_2, m_3, \dots, m_n$  раз. Тогда среднее значение  $\bar{x}$  равно  $\bar{x} = \frac{m_1}{N} x_1 + \frac{m_2}{N} x_2 + \frac{m_3}{N} x_3 + \dots + \frac{m_n}{N} x_n$ .

Когда значение  $N$  достаточно велико,  $\frac{m_1}{N}, \frac{m_2}{N}, \frac{m_3}{N}, \dots, \frac{m_n}{N}$  приближаются к вероятностям  $P_1, P_2, P_3, \dots, P_n$  появления значений  $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ , причем  $\bar{x} = \sum_i P_i x_i$ . Эта величина называется математическим ожиданием

$$\text{и обозначается } M(x) = \sum_i P_i x_i.$$

Для оценки степени рассеяния случайной величины около ее математического ожидания применяется понятие дисперсии, которая является математическим ожиданием квадрата отклонения случайной величины от ее математического ожидания и обозначается  $\sigma^2$ :

$$\sigma^2 = M[x - M(x)]^2$$

или

$$\sigma^2 = M(x^2) - M^2(x).$$

Характерным понятием, определяющим непрерывную величину, является плотность распределения. Рассмотрим для некоторого  $x$  вероятность неравенства  $x < X < x + \Delta x$ , где  $\Delta x$  — длина малого интервала, начинающегося в точке  $X$ . Пусть

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{P(x < X < x + \Delta x)}{\Delta x} = \varphi(x).$$

Тогда  $\varphi(x)$  называется плотностью распределения величины  $X$ . Для бесконечно малого  $\Delta x$  эта вероятность с точностью до бесконечно малых более высокого порядка малости будет

$$P(x < X < x + \Delta x) = \varphi(x) \Delta x,$$

а для конечного интервала  $(x_1, x_2)$ , где  $x_1 < x_2$ ,

$$P(x < X < x + \Delta x) = \int_{x_1}^{x_2} \varphi(x) dx,$$

т. е. интеграл от плотности распределения по промежутку дает вероятность попадания величины  $x$  в этот промежуток.

Знание плотности распределения  $\varphi(x)$  позволяет определить математическое ожидание непрерывной случайной величины. На основании определения  $\varphi(x)$  вероятность того, что случайная величина  $X$  примет какое-либо значение из отрезка  $(x, x + \Delta x)$ , равна  $\varphi(x) \Delta x$ . Тогда приближенное математическое ожидание будет равно

$$M(x) = \sum_x x \varphi(x) \Delta x$$

или при  $\Delta x \rightarrow 0$

$$M(x) = \int_a^b x \varphi(x) dx,$$

Вернемся к понятию распределения случайной величины. Если плотность распределения случайной величины имеет вид:

$$\varphi(x) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-M)^2}{2\sigma^2}},$$

то говорят, что случайная величина распределена по нормальному, или гауссовому, закону распределения. Кривая  $\varphi(x)$  (рис. V.1.1) называется кривой нормального распределения. Из рис. V.1.1 видно, что основная масса

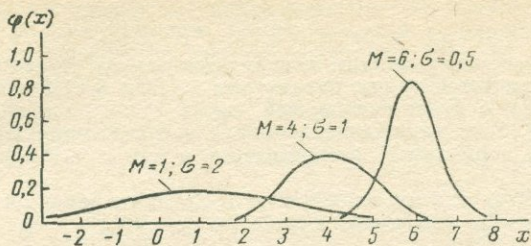


Рис. IV.1.1. Кривые нормального распределения случайной величины с различными значениями  $M$  и  $\sigma$ .

получаемых результатов группируется около значения  $M$ . Отклонения в ту или другую сторону от  $M$  будут происходить тем реже, чем больше абсолютная величина таких отклонений. Изменение параметра  $M$  влечет за собой соответствующий сдвиг всей кривой по оси абсцисс: при уменьшении  $M$  кривая сдвигается влево, а при увеличении — вправо (см. рис. IV.1.1). При увеличении  $\sigma$  кривая становится более пологой, при уменьшении кривая вытягивается вверх в центре и быстрее стремится к оси абсцисс. Таким образом, по форме кривой распределения можно судить о величине среднего значения реализаций случайного процесса и о степени его рассеяния.

Хорошим устройством, иллюстрирующим нормальное распределение, является «доска Гальтона» (по имени ее изобретателя) (рис. IV.1.2). Шарики из резервуара скатываются по шестиугольным препятствиям и скапливаются внизу в гнездах. Они стремятся распределиться в гнездах в соответствии с нормальным законом, что хорошо видно из рисунка.

Однако законы случайного рассеивания могут принимать и другие формы.

Допустим, что в заданном промежутке происходит в среднем

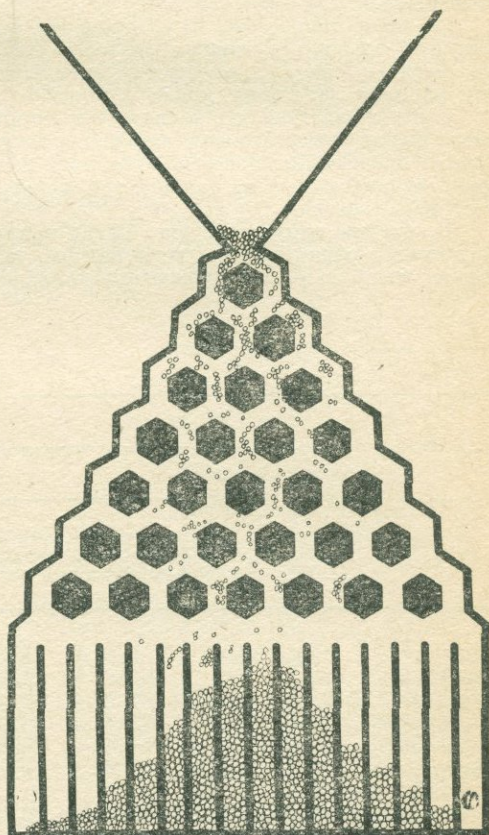


Рис. IV.1.2. Доска Гальтона.

какое-то постоянное число реализаций. Тогда вероятность того, что получится ровно  $x$  реализаций, выразится как

$$f(x) = \frac{\lambda^x e^{-\lambda}}{x!}.$$

В этом случае распределение подчиняется закону Пуассона. Это распределение характеризуется одним параметром  $\lambda$ . При  $\lambda < 1$  частота появления нулевого значения  $x$  будет наибольшей, при  $1 < \lambda < 2$  наибольшая частота будет при  $x = 1$ . При увеличении  $\lambda$  кривая распределения Пуассона приближается к кривой нормального распределения и при  $\lambda \geq 9$  практически совпадает с ней.

Более подробно с этим вопросом и с другими законами распределения можно ознакомиться, например, в работах [50, 63].

## IV.2. К определению температуры пластов

Определению температуры нефтеносных и газоносных пластов посвящено много исследований (см., например, [77, 155]).

Ниже на основании обработки данных электротермограмм, снятых в буровых после цементирования, показывается [156], что закон распределения температуры на одной и той же глубине подчиняется закону нормального распределения.

Различие температур на одних и тех же глубинах объясняется, вероятно, влиянием многих случайных факторов (теплоемкость и теплопроводность пород, неравномерное распределение радиоактивных элементов в породах, различные условия залегания пород и т. п.).

Следует отметить, что температура глинистого раствора, измеренная в скважине, ввиду недостаточной выдержки не соответствует температуре пластов. Однако проведенные расчеты позволяют полагать, что и закон распределения температуры пластов на одной и той же глубине подчиняется закону нормального распределения.

В качестве примера на рис. IV.2.1 приведены кривые эмпирического и теоретического распределения температуры, полученные на основании 500 замеров на нескольких месторождениях Апшерона (Сураханы, Кала, Карачухур,

Средние арифметическая, квадраты

Месторождение	Число замеров	глубина 2000 м				
		средняя арифметическая	средняя квадратическая	средняя кубическая	интервал измерения	средняя арифметическая
Апшерон . . . . .	500	61,42	61,80	61,85	56,42—66,42	51,40
Сураханы . . . . .	100	61,76	61,93	61,97	57,19—66,83	52,00
Карадаг . . . . .	100	62,72	63,48	63,33	57,84—67,60	52,00
Карачухур . . . . .	100	62,88	63,03	63,08	58,44—67,32	52,00
Блби-Эйбат . . . . .	50	61,92	62,08	62,14	57,32—66,52	51,90
Кала . . . . .	50	60,28	60,47	60,37	56,57—63,97	51,00
Балаханы — Сабунчи — Раманы	50	60,52	60,74	60,82	55,28—65,76	50,60

Биби-Эйбат, Карадаг, Балаханы-Сабунчи-Раманы), залегающих на глубине 2000 м, а на рис. IV.2.2 — кривые, полученные по 100 замерам на той же глубине для месторождения Сураханы. На обоих рисунках через  $\chi$  обозначена частота встречаемости данной температуры, а через  $\Sigma\chi$  — число замеров температуры. Оценка степени различия эмпирического и теоретического распределения температуры сделана по критерию согласия Пирсона (см., например, [85]).

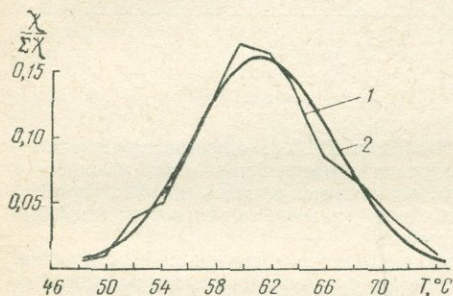


Рис. IV.2.1. Кривые распределения температуры, замеренной на нескольких месторождениях Аншерона на глубине 2000 м (500 замеров).

1 — эмпирическое распределение; 2 — теоретическое распределение.

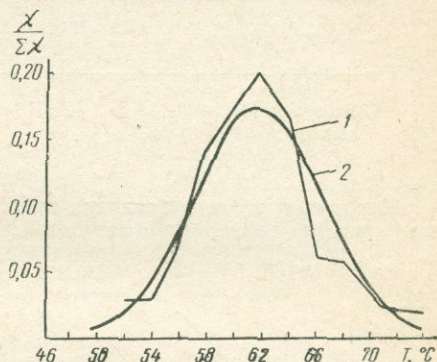


Рис. IV.2.2. Кривые распределения температуры, замеренной на месторождении Сураханы на глубине 2000 м (100 замеров).

1 — эмпирическое распределение; 2 — теоретическое распределение.

Подсчитанные показатели критерия Пирсона свидетельствуют о близости теоретического и эмпирического распределения температур.

В табл. IV.2.1 приведены данные о средней арифметической, средней квадратической и средней кубической температуре. Как видно из табл. IV.2.1, эти средние температуры близки между собой.

Таблица IV.2.1

средняя и кубическая температуры

Температура, °С

глубина 1500 м

глубина 1000 м

глубина 1500 м			глубина 1000 м			
средняя квадратическая	средняя кубическая	интервал изменения	средняя арифметическая	средняя квадратическая	средняя кубическая	интервал изменения
51,50	51,68	47,84—54,96	41,20	41,30	41,41	38,14—44,26
52,10	52,01	48,90—55,10	41,20	41,30	41,38	38,45—43,95
52,13	52,20	48,30—55,70	41,30	41,45	41,54	38,16—44,44
52,13	52,00	48,90—55,10	40,86	40,95	41,05	38,08—43,64
52,00	52,23	48,20—55,60	41,88	42,05	42,22	38,70—45,06
51,11	51,17	48,66—53,34	42,60	42,67	42,74	40,16—45,04
50,70	50,90	46,80—54,40	41,76	41,87	41,97	38,74—44,78

По целому ряду простаивающих скважин (Сураханы, Карачухур, Зых, о. Песчаный, Гоусаны) были определены средние арифметические значения температур пластов (табл. IV.2.2).

Таблица IV.2.2

**Среднеарифметическая температура по некоторым простаивающим скважинам**

Показатель	1000 м, 27 замеров	1500 м, 23 замера	2000 м, 21 замер	2500 м, 10 замеров
Среднеарифметическая температура, °С	44,64	54,32	61,84	68,66

Как видно из сопоставления табл. IV.2.1 и IV.2.2, средние арифметические значения температур пластов находятся в пределах интервала изменения температур, показанных в табл. IV.2.1. На рис. IV.2.3 приведены кривые зависимости температуры от глубины.

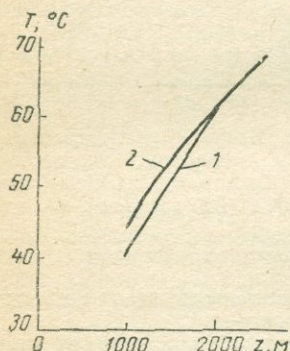


Рис. IV.2.3. Зависимость температуры глинистого раствора (1) и температуры, замеренной в простаивающих скважинах (2), от глубины.

Минимальное число замеров, необходимое для определения средней температуры пластов с вероятностью до 0,997 ( $t = 3$ ), находят из следующего выражения (см., например, [85]):

$$n = \frac{t^2 \sigma^2}{\Delta^2},$$

где  $n$  — минимальное число наблюдений;  $t$  — число степеней свободы;  $\sigma$  — среднее квадратичное отклонение;  $\Delta$  — предел отклонения выборочной средней.

Результаты расчетов приведены в таблице IV.2.3.

С. Т. Овпатовым и Г. П. Тамразяном [164] вычислены температуры пластов до глубины 4000 м для нефтяных месторождений Фатьма-Зыхской антиклинальной складки, причем температура для глубин 3500—4000 м определена по девяти замерам, чего, как видно из табл. IV.2.3, недостаточно.

Таблица IV.2.3

**Расчеты минимально необходимого числа замеров температуры**

Допустимое отклонение от средней арифметической температуры	$\pm 2^\circ \text{C}$	$\pm 3^\circ \text{C}$	$\pm 4^\circ \text{C}$
Необходимое число замеров (минимальное) . . . . .	57	25	14

**IV.3. Оценка математического ожидания стационарного распределения температуры в скважине <sup>1</sup>**

При определении геотермической ступени в скважине проводят много дискретных замеров, которые затем сглаживаются по глубине. Естественно, сглаживание непрерывной записи температуры дает наиболее точную эмпири-

<sup>1</sup> Излагается по С. Я. Виленкину [52].

ческую зависимость «температура — глубина». Такие замеры связаны с использованием дорогостоящих и сложных непрерывных термометров, в то же время проведение большого числа дискретных замеров является очень трудоемким процессом и эти замеры менее точны. В связи с этим уместно поставить вопрос об уменьшении числа дискретных замеров с приближением к точности непрерывной записи.

Изменение температуры с глубиной является случайной функцией, так как распределение пропластков носит стохастический характер. В этом случае для анализа применим аппарат математической статистики. Случайные возмущения называются случайными функциями. Значение случайной функции на произвольной глубине  $H$  обозначается  $\psi(H)$ . Случайная функция характеризуется законом распределения вероятностей.

При проведении экспериментов параметры закона распределения определяются по экспериментальным данным. Поскольку точное определение всех параметров закона распределения по экспериментальным данным невозможно, в качестве параметров распределения принимаются соответствующие оценки.

В качестве оцениваемых параметров принимаются:  $M_\psi(H)$  — математическое ожидание;  $\sigma_\psi^2(H)$  — дисперсия случайного процесса;  $R_\psi(H_1, H_2)$  — корреляционная функция.

Здесь рассматриваются стационарные процессы, т. е. такие, у которых функции распределения не меняются при любом сдвиге всех  $H_1, H_2, H_3, \dots, H_N$  на величину  $h$ .

При непрерывной записи реализаций случайного процесса оценкой математического ожидания по конечной последовательности реализации на интервале длины  $(0, H)$  является величина

$$m_\psi = \int_0^H a(H) \psi(H) dH, \quad (\text{IV.3.1})$$

$$\int_0^H a(H) dH = 1, \quad (\text{IV.3.2})$$

где  $a(H)$  — весовая функция.

Точность определения математического ожидания  $M_\psi$  по оценке  $m_\psi$  характеризуется дисперсией величины  $m_\psi$ , которая равна

$$\sigma_m^2(H) = M(m_\psi - M_\psi)^2 = M(m_\psi^2) - M_\psi^2. \quad (\text{IV.3.3})$$

Дисперсия  $\sigma_m^2$  существенно зависит от выбора весовой функции. Из всех оценок вида (IV.3.1) оптимальной называется такая оценка, которая обеспечивает минимум дисперсии (IV.3.3).

Корреляционная функция определяется соотношением

$$R_\psi(H_1, H_2) = M\{\psi_0(H_1)\psi_0(H_2)\}. \quad (\text{IV.3.4})$$

Обычно рассматривают нормированную корреляционную функцию

$$\rho_\psi(h) = \frac{R_\psi(h)}{\sigma_\psi^2}, \quad (\text{IV.3.5})$$

где

$$h = H_2 - H_1.$$

При дискретной записи результатов замеров оценкой  $M_\psi$  по конечной последовательности  $\psi_i$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ) является величина

$$m_\psi = \sum_{i=1}^N \psi_i a_i; \quad \sum_{i=1}^N a_i = 1, \quad (\text{IV.3.6})$$

где  $a_i$  — весовая функция.

Корреляционная функция при этом вычисляется по формуле

$$R_{\psi}(h) = \frac{1}{N-m} \sum_{i=1}^{N-m} (\psi_i - m_{\psi})(\psi_{i+m} - m_{\psi}), \quad (\text{IV.3.7})$$

где  $m = 1, \dots, N$ .

При геотермических исследованиях точки замеров будут служить точками деления интервалов. Соотношение между точками фиксации и интервалами будет

$$\Delta = \frac{H}{N-1},$$

где  $H$  — длина реализации;  $N$  — число точек.

Поэтому (IV.3.6) записывается в виде:

$$m_{\psi} = \sum_{k=0}^{N-1} \psi(k\Delta) a(k\Delta). \quad (\text{IV.3.8})$$

Дисперсия оценки  $m_{\psi}$  определяется выражением

$$\sigma_{m_{\psi}}^2 = \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{k=0}^{N-1} R_{\psi}[(n-k)\Delta] a(k\Delta) a(n\Delta). \quad (\text{IV.3.9})$$

На практике обычно в качестве весовой функции выбирают  $a_i = \frac{1}{N}$ . Тогда

$$m_{\psi} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \psi_i.$$

Эта оценка математического ожидания является среднеарифметическим значением реализации последовательности. При таком выборе весовой функции выражение (IV.3.9) принимает вид:

$$\sigma_{m_{\psi}}^2 = \frac{1}{N^2} \left[ R(0)N + 2 \sum_{k=1}^{N-1} (N-k) R(k\Delta) \right]. \quad (\text{IV.3.10})$$

Поскольку для стационарных процессов  $R(h) = \sigma_{\psi}^2 \rho(h)$ , выражение (IV.3.10) можно записать в виде:

$$\sigma_{m_{\psi}}^2 = \frac{\sigma_{\psi}^2}{N^2} \left[ N + 2 \sum_{k=1}^{N-1} (N-k) \rho(k\Delta) \right]. \quad (\text{IV.3.11})$$

Показателем эффективности оценки математического ожидания является величина  $k_{\psi} = \frac{\sigma_{\psi}^2}{\sigma_{m_{\psi}}^2}$ . Чем эта величина меньше, тем эффективнее оценка.

С. Я. Виленкин [52] исследовал оценки математического ожидания для некоторых типов корреляционных функций. Здесь приводятся результаты исследования случайного процесса, характеризующегося нормированной корреляционной функцией:

$$\rho(h) = e^{-\alpha|h|} \cos \beta h. \quad (\text{IV.3.12})$$

В этом случае дисперсия оптимальной оценки равна

$$\sigma_{\text{опт}}^2 = \frac{2\sigma_{\psi}^2 \alpha c}{b^2}, \quad (\text{IV.3.13})$$

где

$$b = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}; \quad c = \frac{1}{i} \frac{b}{bH - 2B - 2A(1 - e^{-bH})};$$

$$A = \frac{2 \sin^2 \varphi}{\frac{-aH}{(1 + \cos \varphi) + e^{\cos \varphi} (2 - \cos \varphi)}};$$

$$B = \frac{\frac{-aH}{e^{\cos \varphi} (1 - \cos \varphi) - (1 + \cos \varphi)}}{\frac{-aH}{e^{\cos \varphi} (1 - \cos \varphi) + (1 + \cos \varphi)}};$$

$$\frac{\beta}{\alpha} = \operatorname{tg} \varphi.$$

Если рассматривать случайные последовательности, полученные в результате фиксации некоторых процессов через определенные промежутки длины, то дисперсия оценки математического ожидания методом среднего арифметического будет

$$\sigma_N^2 = \frac{\sigma_{\psi}^2}{N^2} \left[ N + 2 \sum_{k=1}^N (N-k) e^{-ah\Delta} \cos(k\beta\Delta) \right]. \quad (\text{IV.3.14})$$

Оптимальные весовые коэффициенты определяются из системы

$$a_1 + a_2 \rho \cos \beta_1 + a_3 \rho^2 \cos 2\beta_1 + \dots + a_N \rho^{N-1} \cos(N-1)\beta_1 = \frac{\sigma_m^2}{\sigma_{\psi}^2};$$

$$a_1 \rho \cos \beta_1 + a_2 + a_3 \rho \cos \beta_1 + \dots + a_N \rho^{N-2} \cos(N-2)\beta_1 = \frac{\sigma_m^2}{\sigma_{\psi}^2};$$

$$\dots$$

$$a_1 \rho^{N-1} \cos(N-1)\beta_1 + a_2 \rho^{N-2} \cos(N-2)\beta_1 + a_3 \rho^{N-3} \cos(N-3)\beta_1 + \dots + a_N = \frac{\sigma_m^2}{\sigma_{\psi}^2};$$

$$a_1 + a_2 + a_3 + \dots + a_N = 1;$$

$$\rho = e^{-a\Delta}; \quad \beta_1 = \beta\Delta.$$

Из этой системы определяется и величина  $\sigma_m^2$ .

В качестве примера ниже рассмотрена оценка математического ожидания распределения температуры в скв. 31 месторождения Узень.

Результаты фактических замеров температуры естественного теплового поля горных пород приведены в таблице IV.3.1.

Таблица IV.3.1

Фактические замеры температуры

H	0	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000	1100
t, °C	22,5	23,3	24,7	26,5	30,0	33,5	37,0	41,0	44,5	48,5	51,0	56,0

Здесь при построении корреляционной функции следует отметить необходимость построения так называемой скользящей средней [176]. Для данной скважины параметры корреляционной функции принимают значения:  $\alpha = 0,4 \cdot 10^{-3}$ ;  $\beta = 0,35 \cdot 10^{-2}$ . Тогда по формуле (IV.3.13) получается  $\frac{\sigma_{\text{опт}}^2}{\sigma^2} = 0,109$ , а из (IV.3.14) при  $N = 2$  и  $N = 3$  — соответственно  $\frac{\sigma_2^2}{\sigma^2} = 0,186$  и  $\frac{\sigma_3^2}{\sigma^2} = 0,129$ .

Применение оптимальных весов при  $N = 2$  не изменяет оценки; при  $N = 3$ , при оптимальных весах  $a_1 = a_3 = 0,388$  и  $a_2 = 0,224$  коэффициент эффективности достаточно близок к коэффициенту эффективности при непрерывной реализации:  $\frac{\sigma_3^2}{\sigma^2} = 0,1095$ .

Таким образом, для построения математического ожидания, вполне точно отражающего изменение температуры в скважине, достаточно трех измерений.

#### IV.4. О надежности термометров

Термометры, используемые при каротаже нефтяных и газовых скважин, подвержены различным воздействиям, которые отрицательно влияют на их работу. По истечении какого-то времени и при наличии каких-нибудь воздействий мы обнаруживаем либо отказ в работе термометра, либо искажение в показаниях. Эти неполадки могут быть вызваны как вполне известными причинами, так и случайными. При обслуживании того или иного прибора необходимо знать, когда и в какой части прибора можно ожидать появления отказа, чтобы принять меры для предупреждения выхода прибора из строя. Решением таких вопросов занимается теория надежности.

Наиболее кратко надежность можно определить как способность аппаратуры не отказывать в работе. Мерой надежности прибора является интенсивность отказов. Хорошо спроектированный и изготовленный, правильно эксплуатируемый прибор не должен отказывать в работе. Однако опыт показывает, что при совершенной технологии изготовления и правильной эксплуатации даже в наилучших конструкциях не исключается возможность появления отказов.

Наблюдаются три типа характерных отказов (исключая повреждения, вызванные небрежным отношением). К первому типу относятся отказы, которые происходят в раннем периоде эксплуатации прибора. Они называются приработочными отказами и происходят в основном вследствие плохой технологии производства и контроля изготовления прибора. Устраняют такие погрешности путем предварительной отбраковки и приработки прибора в условиях, соответствующих реальной эксплуатации.

К отказам второго типа относятся те, которые вызываются износом отдельных частей. Они возникают в аппаратуре, которая неправильно эксплуатируется. Отказы вследствие износа являются признаком старения элементов и могут быть предотвращены путем, например, своевременной замены элементов, подвергшихся износу.

Третий тип — внезапные отказы, которые не могут быть устранены ни при отладке, ни при наилучшем обслуживании аппаратуры. Исключить внезапные отказы нелегко. Но разработанные методы повышения надежности позволяют уменьшить вероятность появления внезапных отказов.

Задачей обслуживающего персонала является сведение к минимуму приработочных и износных отказов. Это достигается своевременной профилактикой и заменой «подозрительных» элементов.

Если устройство прошло надлежащую приработку и не испытывает в какой-то степени влияния износа, а отказы наступают только в случайные моменты времени и среднее число отказов одинаково для разных по длительности перио-

дов, надежность устройства математически определяется экспоненциальным законом:

$$\bar{P}(t) = e^{-\zeta t}. \quad (\text{IV.4.1})$$

В этой формуле  $\zeta$  — постоянная, называемая интенсивностью внезапных отказов;  $t$  — произвольное время работы, для которого определяется надежность устройства  $\bar{P}(t)$ .

Надежность представляет собой вероятность того, что устройство с интенсивностью отказов  $\zeta$  не откажет в течение промежутка времени  $t$ . Под интенсивностью отказов понимают число отказов в единицу времени, отнесенное к числу элементов, оставшихся исправными к началу рассматриваемого промежутка времени. При этом отказавшие элементы не заменяются. Интенсивность отказов имеет размерность, обратную размерности времени (обычно в теории надежности времени измеряется в часах).

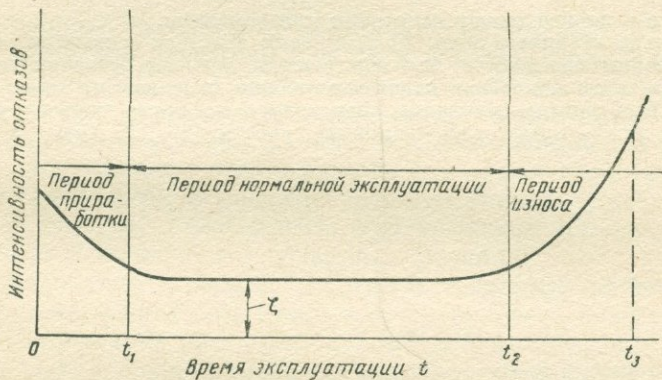


Рис. IV.4.1. Кривая интенсивности отказов устройства.

Период работы, для которого справедлива формула (IV.4.1), принято называть периодом нормальной эксплуатации. Если построить кривую интенсивности отказов (рис. IV.4.1), то можно заметить, что в момент начала работы устройство имеет наиболее высокую интенсивность отказов. Затем, по мере приработки, интенсивность отказов относительно быстро падает. Начиная с некоторого момента времени  $t_1$ , интенсивность отказов достигает довольно низкого уровня, который остается приблизительно постоянным в течение периода нормальной эксплуатации. Именно в этот период наблюдается наиболее успешная работа устройства. При достижении времени  $t_2$  — окончания периода нормальной эксплуатации — начинает сказываться износ. За время с  $t_2$  до  $t_3$  отказывает наибольшая часть элементов. Время  $t_3$  называется средним временем долговечности элементов с учетом износа. Время  $t_3$  изменяется от нескольких часов до сотен часов. Средняя наработка на отказ  $\frac{1}{\zeta} = m$  в течение периода нормальной эксплуатации обычно гораздо больше средней долговечности. Она указывает, насколько надежен прибор в период нормальной эксплуатации.

Основное правило надежности состоит в том, что в период нормальной эксплуатации необходимо постоянно проводить профилактику и в конце периода нормальной эксплуатации заменять элементы, даже если они не отказали.

Специфика работы термометров, применяемых при термометрировании скважин, такова, что непрерывное время работы невелико и имеется возможность частой профилактики. Здесь происходят в основном внезапные отказы, которые вызываются помехами, возникающими в скважине (удары о стенки скважины, вибрация и т. п.).

Для расчета надежности работы термометра необходимо собрать статистические данные о безотказной работе их во времени. Для этого надо наблюдать за работающим термометром и подсчитывать число отказов за определенный промежуток времени. Когда накоплено достаточно статистического материала, можно довольно точно оценить величину средней наработки на отказ.

При расчетах на надежность большое значение имеют и внезапные, и износные отказы. Частота появления тех и других определяет надежность работы термометра в различные периоды его эксплуатации. Для составления оптимальных планов замены деталей при профилактическом осмотре необходимо знать истинное значение средней наработки  $\frac{1}{\xi}$  на внезапный отказ, истинное значение средней долговечности  $M$  и стандартного отклонения  $\sigma$  износных отказов. Параметры  $M$  и  $\sigma$  дают возможность составить планы осмотров и замен, а параметр  $\frac{1}{\xi} = m$  используется для вычисления вероятности отсутствия внезапных отказов в период между осмотрами или заменами.

Поскольку ставилась цель ознакомления читателя с возможностью применения теории надежности для определения времени безаварийной работы термометров, а не подробное изложение теории надежности, здесь не приводятся все необходимые выкладки. Литература по этому вопросу достаточно обширна и можно предложить, например, работы [26, 226, 46].

## Глава V

### ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕФТЕГАЗОНОСНЫХ ОБЛАСТЕЙ ЮЖНО-КАСПИЙСКОЙ ДЕПРЕССИИ

Накопленный материал по геотермии нефтегазоносных областей Южно-Каспийской депрессии и других районов Кавказа позволяет оценить общий характер теплового поля этого обширного региона и составить представление об источниках тепла недр.

Геотермические условия Кавказа и Южно-Каспийской депрессии в общем определяются геологическим строением этой территории, историей геологического развития и залегающими в ее недрах полезными ископаемыми, в особенности нефтегазовыми месторождениями, являющимися источниками тепловых реакций.

Блоко-глыбовое строение, созданное субмеридиональными глубинными разломами Урало-Кавказско-Аравийского пояса, в сочетании с субширотными разломами альпийской складчатости является определяющим элементом различия тепловых полей различных частей Кавказа.

Кавказ в недавнем геологическом прошлом был ареной деятельности магматических вулканов. Он является классической областью развития огромного количества ныне действующих грязевых вулканов и термальных источников, порожденных наряду с другими факторами локальными высоконагретыми тепловыми очагами (магматогенными и гидротермальными).

Различная интенсивность теплового поля отдельных геоструктурных единиц Кавказа обусловлена различием геологического строения и истории геологического развития (глубинные разломы, магматическая и грязевулканическая деятельность, теплофизические свойства пород, глубина залегания кристаллического фундамента, гидрогеологические особенности и др.), а также характером и величиной теплового потока, наличием локальных тепловых очагов и присутствием нефтегазовых, газовых и газоконденсатных залежей. Если тепловой режим более глубоких недр Кавказа определяется в основном тепловым потоком из верхней мантии, то формирование теплового режима значительной части стратосферы обусловлено наряду с другими факторами главным образом процессами образования и размещения полезных ископаемых, особенно нефти и газа. Былая деятельность грязевых вулканов Кавказа обусловила соответствующие поля с тепловыми аномалиями. Еще в 1879 г. К. В. Гюмбель

отметил закономерную связь между нефтяными месторождениями, грязевыми вулканами и разломами в земной коре. В настоящее время эту связь более точно можно сформулировать в виде следующего положения: глубинные разломы, гравиметрические аномалии, грязевые вулканы и нефтегазовые месторождения генетически связаны друг с другом.

Литологический фактор и соответственно различие теплофизических свойств разреза нефтегазоносных отложений отражаются на тепловой характеристике недр. При прочих равных условиях более глинистые свиты характеризуются относительно резким увеличением температуры, а свиты, состоящие преимущественно из песчано-алевритового чередования, имеют сравнительно низкие температуры.

Во многих случаях удается по данным геотермических измерений уточнить тектоническое строение районов развития нефтегазовых залежей и улавливать разрывные нарушения, по которым циркулируют флюиды. В нефтегазоносных областях Кавказа районы развития преимущественно газовых и газоконденсатных залежей характеризуются более повышенными температурами недр по сравнению с районами, в которых присутствуют только нефтяные залежи.

Метаморфизм нефтей, обязанный главным образом температурному фактору, в свою очередь обуславливает перераспределение температур недр.

Нефть и газ являются источниками различных реакций, и процессы разработки этих полезных ископаемых влияют на изменение теплового режима недр.

В ряде нефтегазоносных областей Кавказа отмечено, что температура нефтегазоносных пластов изменяется в зависимости от интенсивности разработки залежей. В частности, установлено, что по мере увеличения отбора жидкости (увеличения дебита скважин) температура пласта повышается. Это явление связано с движением нефти в пористой среде и соответствующим рассеянием энергии, сопровождающимся выделением тепла. Несколько иная картина наблюдается при движении в пластах нефтегазовой смеси. В этом случае также температура в призабойной зоне увеличивается. Однако увеличение температуры в первом случае выражается более отчетливо и повышается она на большее число градусов.

Наконец, наблюдается понижение температуры, если в нефтегазовой смеси преобладает газ.

При разработке газоконденсатных месторождений происходят фазовые превращения, что в свою очередь отражается на тепловом режиме недр этих месторождений. Движение газоконденсата в пористой среде сопровождается понижением температуры, при давлении конденсации происходит выделение тепла и температура в призабойной зоне повышается.

Движение жидкостей и газа в недрах вызывает рассеяние энергии. Изменение количества отбираемой жидкости при изменении состава флюидов отражается на общем тепловом балансе термодинамической системы нефтегазоносного пласта.

Адиабатические процессы и фазовые превращения также существенно влияют на тепловой режим нефтегазоносных недр.

Рассматривая факторы, влияющие на распределение температуры в недрах Кавказа, следует отметить первостепенное значение грязевулканической деятельности и гидротермальных проявлений. Грязевые вулканы, широко развитые на территории Южно-Каспийской депрессии в ряде районов Кавказа, на протяжении длительного времени служат путями выхода в атмосферу значительных количеств газа и тем самым способствуют дегазации и уменьшению давления в залежах нефти, газа и воды.

По подсчетам Ф. Г. Дадашева [75], в периоды пароксизма грязевые вулканы Азербайджана выбрасывают в атмосферу 250—500 млн. м<sup>3</sup> газа в год. В периоды же относительного покоя происходит медленное выделение газа, количество которого также велико и выражается цифрами в 20 млн. м<sup>3</sup> в год. За весь антропоген количество выделенного газа выражается цифрами соответственно  $125 \times 10^{12}$  и  $2 \cdot 10^{13}$  м<sup>3</sup>.

Наряду с газом грязевые вулканы выносят на поверхность значительное количество пластовых термальных вод и нефти. Выделение газа влечет за собой уменьшение давления в нефтегазоносных и водоносных пластах (имеются в виду водоносные пласты, в которых содержатся большие количества растворенного газа). Одновременно с уменьшением давления миграция газов влечет за собой понижение температуры недр.

Аналогичную функцию выполняют и другие продукты выбросов грязевых вулканов — флюиды и сопочная брекчия.

Многочисленные минеральные источники, расположенные на территории Кавказа (Минераловодская группа, Талыш, Большой и Малый Кавказ), а также выходы термальных вод и горячих буровых вод играют определенную роль в тепловом режиме недр Кавказа. Термальная вода выносит на поверхность тепло недр и способствует постепенному охлаждению недр. Баланс тепла, выделяемого таким путем, исчисляется довольно значительными цифрами. Особенно значительны потери тепла в районах расположения источников с большим дебитом и высокой температурой, в частности источников Кельбаджарской группы с температурой воды 72° С, минеральных источников Талыша, имеющих температуру в некоторых пунктах до 64° С, и др.

Термальные воды, выносимые буровыми скважинами из недр нефтяных месторождений Кавказа, с температурой примерно от 40—45 до 80—90° С, а иногда и выше, с общим дебитом, исчисляемым сотнями миллионов кубометров в год, выносят на поверхность значительные количества тепла.

Выносимое на поверхность грязевыми вулканами, минеральными и буровыми термальными водами огромное количество тепла способствует охлаждению недр.

Охлаждение недр нефтяных месторождений происходит и в результате применения вторичных методов добычи нефти.

При разработке нефтяных месторождений с целью поддержания давления в пласте и увеличения таким путем его нефтеотдачи закачивают в пласт большое количество воды.

Мы уже отмечали ранее, что понижение температуры наблюдается в тех пластах, которые подвергались воздействию закачки воды. Это явление было нами установлено путем непосредственных повторных замеров температур в ряде скважин до закачки воды и значительно позже. Другими авторами проведены теоретические исследования, в результате которых также сделаны выводы об охлаждении недр вследствие закачки воды.

Региональные и геотермические обобщения — необходимый и важный этап в комплексе геотермических исследований вообще и в поисково-разведочной практике на нефть и газ в частности. Они позволяют устанавливать основные черты теплового режима крупных нефтегазоносных регионов, выявлять условия залегания подземных вод и соответственно этому присутствие гидрохимических аномалий в разрезе, дополнять данные по глубинной тектонике и в конечном счете способствуют разрешению ряда важных вопросов теоретической и практической геотермики. Особенно большое значение эти исследования имеют для крупных нефтегазоносных регионов, каковым, в частности, является Южно-Каспийский нефтегазоносный бассейн — огромная область ступенчатого погребения земной коры с рядом приразломных брахиантиклинальных поднятий, образующих складчатые зоны.

Южно-Каспийская впадина включает в себе мощный комплекс антропогено-неогеновых, палеогеновых и более глубоко залегающих отложений.

Перейдем к раздельному рассмотрению результатов геотермических исследований по отдельным нефтегазоносным областям Южно-Каспийской депрессии. При этом следует заметить, что для характеристики теплового режима недр различных нефтегазоносных областей нами использованы результаты измерений температур как сороковых годов, так и более позднего времени, чтобы проследить изменение температур недр во времени.

## V.1. Апшеронская область

В течение 1944—1967 гг. на нефтяных месторождениях Апшеронского полуострова авторами проводились геотермические наблюдения, собирались, систематизировались и обрабатывались данные температурных измерений в долгопростаивающих и эксплуатирующихся скважинах (табл. V.1.1).

Результаты геотермических измерений по отдельным нефтяным месторождениям Апшеронского полуострова приводятся ниже.

Группа месторождений Шабандаг, Аташкя, Локбатан, Пуа, Кушхана расположена в юго-западной части Апшеронского полуострова, в 10—13 км по прямой линии от г. Баку.

Геотермические условия площадей Шабандаг, Аташкя, Пута, Кушхана примерно аналогичны условиям месторождения Локбатан. В связи с этим мы ограничимся изложением результатов исследований месторождения Локбатан.

Таблица V.1.1  
Число геотермических наблюдений

Месторождения	Число скважин и замеров температуры, выполненных максимальным термометром	
	эксплуатирующиеся скважины	простаивающиеся скважины
Локбатан	84 <sup>1</sup>	11
	84	37
Биби-Эйбат	39	10
	30	39
Балаханы — Сабунчи — Раманы	59	12
	115	75
Сураханы	225	25
	421	138
Карачухур-Зых	55	12
	55	104
Песчаный-море	—	168
		927
Гоусаны	—	1
		14
Туркяны	—	1
		6
Зыря	—	1
		5
Нефтяные Камни	36	5
	114	17
Итого	498	246
	819	1326

<sup>1</sup> В числителе показано число скважин, в знаменателе — число замеров.

Локбатанское месторождение приурочено к сводовой части брахиантиклинальной складки, направленной к юго-западу от аташкянской (пубанинской) складки, и расположено на склонах одноименного грязевого вулкана. Под покровом грязевой брекчии породы продуктивной толщи

размыты примерно на 500—550 м. Грязевым вулканом поражена только узкая полоса, протягивающаяся вдоль оси к западу от жерла.

Аномально высокие для данной площади значения температур и геотермических градиентов, зафиксированные в скв. 1084, расположенной в зоне активно действующего грязевого вулкана Локбатан (рис. V.1.1) несомненно свидетельствуют о влиянии его на подобное отклонение в распределении температурного режима скважины. Эруптивный аппарат и идущие от него многочисленные апофизы и трещины служат проводниками тепла с относительно большой глубины.

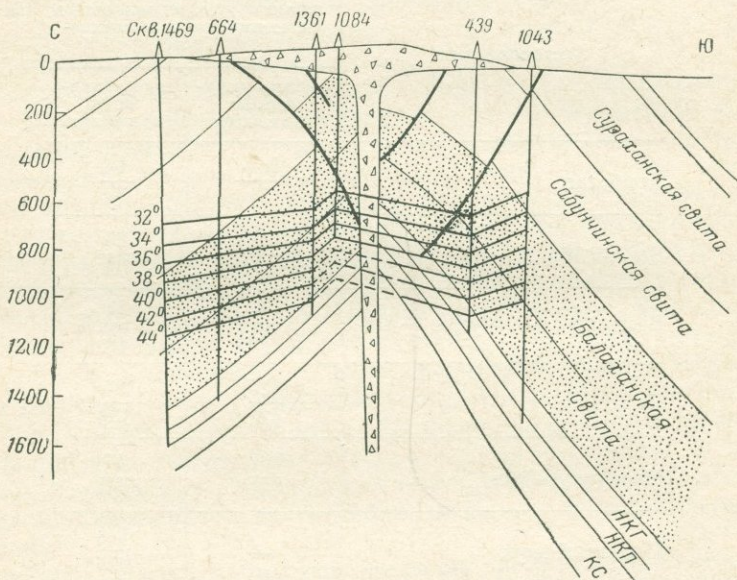


Рис. V.1.1. Геотермический профиль через грязевой вулкан Локбатан.

В пределах продуктивной толщи пласты до значительной глубины перематы и разбиты тектоническими нарушениями. Разрез Локбатанского месторождения более глинистый по сравнению с месторождениями восточной части Апшеронского полуострова. По данному месторождению были собраны и обработаны 90 температурных данных в 80 эксплуатационных скважинах при помощи максимального термометра, измерения относились к интервалу глубин 320—1765 м и были проведены за период март 1951 г. — декабрь 1952 г. В этих интервалах глубин температура оказалась от 30 до 64° С.

Для установления величины геотермической ступени было проведено 37 замеров в одиннадцати долгопростоящих скважинах. Результаты этих замеров приводятся в табл. V.1.2.

Геотермическими исследованиями нефтегазовых месторождений юго-западного Апшерона был выявлен ряд закономерностей в изменении температурного режима исследуемого региона в зависимости от комплекса геолого-геохимических условий, определяющих распределение тепла в осадочном чехле [18, 19].

Изменение геотермических параметров с глубиной на месторождениях юго-западного Апшерона тесно связано с литологическим составом пород, слагающих разрез рассматриваемого района. Отмеченное закономерное уве-

личение геотермической ступени и уменьшение геотермического градиента с глубиной обусловлено в основном увеличением плотности пород и уменьшением глинистости разреза (рис. V.1.2).

Таблица V.1.2

Изменение температуры с глубиной

Номер скважины	Продолжительность простаивания скважин, годы	Глубина, м	Температура, °С
423	1	684	37
		1368	54
192	1	361	35
		723	43
338	1,5	600	36
		1286	52
436	1	638	39
		1260	53
416	1	684	37
		1384	54
493	2	474	34
		949	54
1377	1,5	215	32
		415	33
		615	36
		815	40
219	1,5	203	30
		403	31
		603	34
		803	39
		1003	44
1348	1,5	974	44
		774	40
		574	35
		374	31
		174	30
1289	1,5	325	31
		525	35
		725	34
		925	40
		1125	43
1064	1,5	190	32
		390	32
		590	35
		790	39
		990	45
		1190	50

Значительное влияние на температурные условия месторождений юго-западного Апшерона оказывают гидродинамический режим и высокая температура циркуляционных вод, проникающих в пласты из глубинных недр по многочисленным трещинам и тектоническим нарушениям (относительно повышенные температурные условия южного крыла и восточной периклинали месторождения Локбатан — Пута и площади Аташя), а также движение вод из погруженных зон. Двигаясь по высокопроницаемым песчаным пластам, высокотемпературные воды интенсивно прогревают окружающие горные породы, создавая высокие температуры, низкие значения геотермической ступени в пределах южного крыла складки месторождения Локбатан — Пута (см. рис. VI.1.2).

Все отмеченные выше закономерности распределения температур по площади наряду с другими факторами оказывают влияние на изменение физико-химической характеристики углеводородов и вод нижнего отдела продуктивной толщи (НКП-свита, VIII горизонт) (табл. V.1.3).

Изменение состава углеводородов в залежах различных блоков связано с условиями формирования залежей и хорошо согласуется с характером геотермического режима исследуемых площадей.

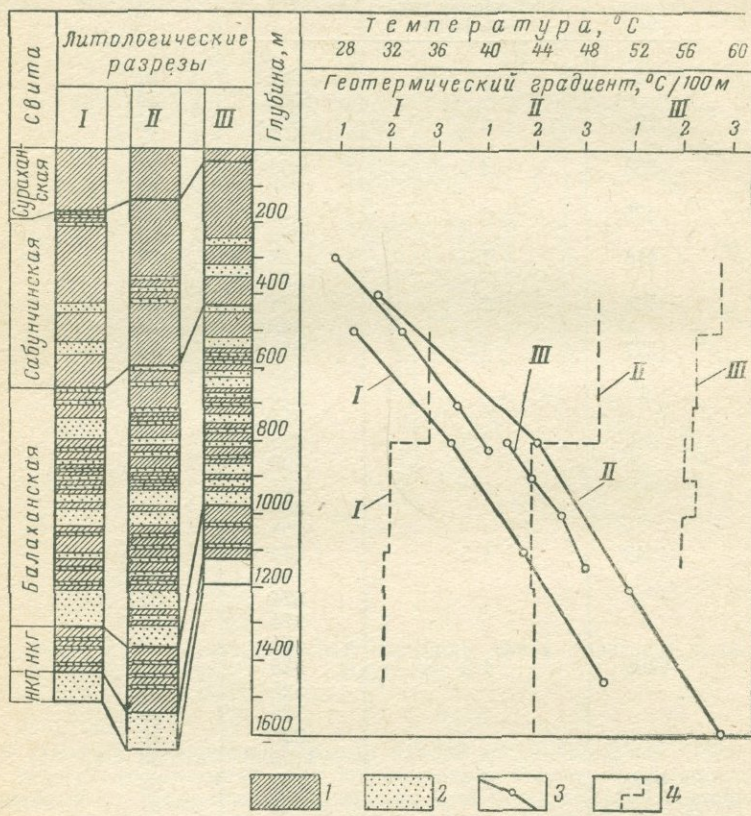


Рис. V.1.2. Геотермическая характеристика вскрытой части разреза продуктивной толщи Локбатан — Пута.

I — глины; 2 — пески; 3 — термограмма; 4 — геотермический градиент.  
I — северное крыло (скв. 964); II — южное крыло (скв. 463); III — периклиналь (скв. 376 и 898).

Карачухур-Зыхское месторождение расположено юго-восточнее Сураханского.

Сводная часть брахиантиклинали осложнена несколькими продольными нарушениями типа сбросов. На южном погружении, в районе юго-западного берега Зыхского озера, вблизи осевой части складки находится грязевой вулкан. Слоями среднего апшерона здесь очерчен очень пологий вулкан. По продуктивной толще брахиантиклиналь в районе Зыхского вулкана несколько выполаживается и в продольном профиле образует как бы структурную террасу, продолжающуюся к о. Песчаному и южнее в море.

## Влияние температуры на физико-химические характеристики нефти

Месторождение Локбатан—Шута	Температура на глубине 4100 м, °С	Средняя геотермическая ступень, м/°С	Залежь свиты НКП (VIII горизонт)					
			средняя физико-химическая характеристика нефти				средняя гидрохимическая характеристика пластовых вод	
			плотность нефти $\rho$ , г/см <sup>3</sup>	потенциал бензина	содержание смол, %	содержание парафинов, %	соленость, °Бэ	сумма анонов и катионов, мг-экв/100 г
Северное крыло . . . . .	43,0	47,3	0,929	0,9	37	0,2	1,90	36,0
Восточная периклиналь	47,0	42,3	0,902	2,7	16	2,9	2,37	44,6
Южное крыло . . . . .	48,0	40,0	0,896	6,3	13	4,5	2,74	65,0

Таблица V.1.4

## Результаты замера температуры в долгодостаивающих скважинах (в °С)

Глубина, м	Номера скважин								
	619	844	454	844	700	703	547	758	170
	Время замера								
	март 1952 г. 28/VI 1954 г.	длительное время 1960 г.	октябрь 1952 г. 23/VI 1954 г.	длительное время 1965 г.	длительное время 1965 г.	год (1966)	длительное время 1966 г.	год (1966)	год (1966)
100	—	25	—	25	—	22	—	—	—
200	—	29,5	—	—	—	—	—	30	—
300	—	—	—	34	—	26	—	—	—
400	—	37	—	—	—	—	—	—	—
500	—	—	—	40	—	32	—	32	—
600	—	43	—	—	—	—	—	—	—
700	—	—	—	46	—	38	—	—	—
800	—	49	—	—	—	—	—	40	—
900	—	—	—	52	—	44	—	—	—
1000	—	55	—	—	—	—	—	43	—
1100	—	—	—	58	—	50	—	—	—
1200	60	60	—	—	—	—	—	46	—
1300	—	—	—	63	—	56	—	—	—
1400	—	65	—	—	—	—	—	49	—
1500	—	—	—	67	—	59	—	—	—
1600	—	68	—	—	—	63	—	52	—
1700	—	—	—	69	—	—	—	—	—
1800	78	70	—	—	—	—	—	55	—
1900	—	—	—	71	—	65	—	—	—
2000	—	72	—	—	—	—	—	—	—
2100	—	74	—	73	—	67	—	58	—
2200	—	—	—	—	—	—	—	61	—
2300	—	—	—	75	—	—	—	—	—
2400	92	—	—	—	—	—	—	64	—
2500	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2600	—	—	—	—	—	—	—	67	—

По этому району обработано 64 замера температуры в 57 эксплуатирующихся скважинах. Замеры проведены в 1950—1953 гг. на интервале глубин 741—2690 м, где температура колеблется от 34 до 54° С. 104 замера температуры проведены также в 11 долгопростаивающих скважинах за период 1965—1966 гг.; результаты замеров по некоторым скважинам приведены в табл. V.1.4.

Результаты измерения температуры по месторождениям Зых, Гоусаны, Тюркяны и Зыра даны в табл. V.1.5.

Т а б л и ц а V.1.5

Температурные замеры по четырем месторождениям

Глубина вскрытия пластов, м	Зых		Гоусаны			Глубина вскрытия пластов, м	Тюркяны		Зыра
	скв. 18	скв. 1501	скв. 1507	скв. 1816	скв. 1820		скв. 1306	скв. 22	
									Температура, °С
200	30	25	—	20	400	—	25	—	
400	35	31	33	24	500	26	—	—	
600	42	37	39	29	900	34	36	—	
800	46,5	42	42	33	1000	—	—	—	
1000	51	43	45	38	1100	39	—	—	
1200	56	52	47	—	1300	43,5	—	—	
1400	60	56	50	48	1500	49	—	—	
1600	64	60	53	54	1600	—	—	—	
1800	67	64	55	58	1700	52	—	—	
2000	70	68	58	62	1900	56	56	—	
2200	74	72	60	66	2000	—	—	—	
2400	77	75	64	68	2100	60	—	—	
2600	79	78	67	71	2300	62	—	—	
2800	—	81	70	74	2500	64	65,2	—	
3000	—	83	73	77	2600	—	—	—	
3200	—	85	76	80	2700	69	—	—	
3400	—	87	79	—	3000	—	—	—	
3600	—	89	81	—	3100	76	73	—	
					3250	—	—	71	
					3500	—	—	74	
					4000	—	—	79,5	
					4500	—	—	86	
					4700	—	—	88	

Биб-Эйбатская брахиантиклиналь подобно ряду других поднятий Апшеронского полуострова осложнена в присводовой части некогда действовавшим грязевым вулканом. На глубинах 1500—1800 м (в подошве свиты «перерыва») сопочная брекчия была обнаружена в присводовой части и на южной периклинали.

В 1944 г. измерения температуры на этом месторождении проводились в пяти простаивающих скважинах. Одна из них расположена в присводовой части бибэйбатской складки, остальные четыре — на северо-западной периклинали структуры.

Все скважины, в которых проводились геотермические наблюдения, — давнопростаивающие (не менее 2—3 лет). Замеры сделаны в 12 точках. В одной скважине в каждой точке сделано по два измерения.

Одна из этих скважин, расположенная на северо-западной периклинали бибэйбатской складки, закончена бурением в ноябре 1920 г. Глубина скважины 1095,5 м.

Температура в скважине измерялась 19 декабря 1944 г. Уровень жидкости при измерении оказался 220 м. Результаты измерения следующие:

Глубина, м . . . . .	900	750	500
Температура, °С . . . . .	46,0	41,3	33,5
Геотермическая ступень, м/°С . . . . .	31,9	32,0	26,7

Вторая скважина расположена на северо-восточной периклинали складки; бурение продолжалось по декабрь 1929 г. Измерение температуры, проводившееся 23 декабря 1944 г., дали следующие результаты:

Глубина, м . . . . .	800	600
Температура, °С . . . . .	41,0	35,0
Геотермическая ступень, м/°С . . . . .	33,3	—

В третьей скважине бурение продолжалось по 30 августа 1935 г. Температура измерялась 23 декабря 1944 г. Уровень жидкости в скважине — 200 м. Результаты измерения таковы:

Глубина, м . . . . .	750	500
Температура, °С . . . . .	41	32
Геотермическая ступень, м/°С . . . . .	27,7	—

Четвертая скважина расположена недалеко от присводовой части структуры. Бурение продолжалось по апрель 1932 г. Температура измерялась 25 декабря 1944 г. Уровень жидкости при измерениях 350 м. Результаты измерения следующие:

Глубина, м . . . . .	900	760	520
Температура, °С . . . . .	47,5	42,5	35,0
Геотермическая ступень, м/°С . . . . .	28	32	25,2

По этому месторождению в течение 1951—1962 гг. нами [10] собраны, систематизированы и обработаны данные измерений в долгопростаивающих и эксплуатирующихся скважинах.

Результаты замеров в простаивающих от 1 года до 2 лет скважинах приведены в табл. V.1.6.

В 30 эксплуатирующихся скважинах в период 1948—1953 гг. было проведено 30 замеров температуры максимальным термометром на интервале глубин, где температура колеблется от 34 до 54° С.

Величина геотермической ступени на глубине 500—1300 м изменяется от 30 до 40 м/° С.

Месторождение Песчаный-море осложнено рядом поперечных и продольных разрывов и погребенным грязевым вулканом, поэтому структура его разбита на четыре тектонических поля: северное, центральное, юго-восточное и юго-западное, отличающихся друг от друга геологической и эксплуатационной характеристикой. С целью уточнения величины геотермического градиента и геотермической ступени на основном разрабатываемом центральном участке (II блок) были использованы температурные данные, полученные в 17 скважинах при измерении электронным потенциометром, а также максимальным ртутным термометром.

Установлено [184], что температура с глубиной изменяется по линейному закону:

$$t = t_0 + \Gamma z; \quad (V.1.1)$$

$$\Gamma = \frac{t - t_0}{z}, \quad (V.1.2)$$

где  $t_0$  — средняя годовая температура слоя с постоянной температурой, принимаемая равной среднегодовой температуре воздуха в пункте исследования; для района о. Песчаный  $t_0 = 14^\circ \text{C}$ ;  $\Gamma$  — средний геотермический градиент в районе исследования;  $z$  — глубина, на которой замерялась температура.

При построении графика зависимости температуры от глубины использованы температурные данные по скважинам, вскрывшим верхний отдел про-

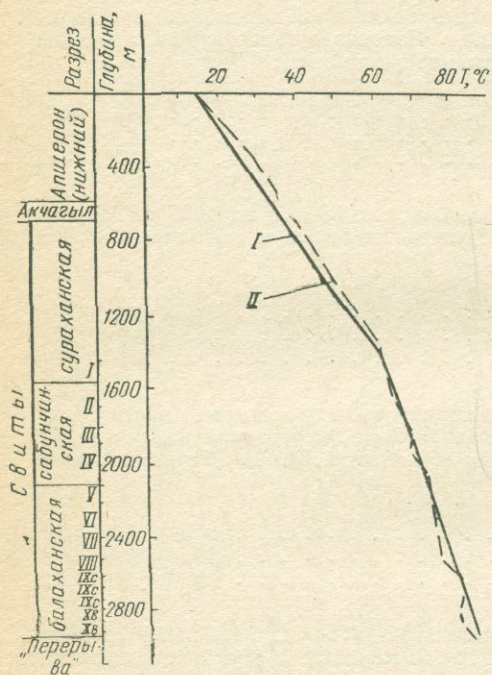


Рис. V.1.3. Изменения температуры в зависимости от глубины на месторождении Песчаный-море.

I и II — соответственно первый и второй интервалы.

ним горизонтам и свитам. По данным таблицы определена  $t_0$  и  $\Gamma$  (рис. V.1.3).

Для месторождения Песчаный-море кривая зависимости температуры от глубины 1400—1600 м следует линейному закону и определяется следующим эмпирическим уравнением:

$$t = 14 + 0,0323z. \quad (V.1.3)$$

В этом интервале глубин на каждые 1000 м нарастание температуры равно  $31^\circ \text{C}$ , а геотермическая ступень равна 32,26 м. С глубины 1400—1600 м, относящейся к низам сураханской свиты, эта закономерность нарушается, так как резко изменяются геотермические градиент и ступень. С глубины от 1600 до 3000 м также наблюдается повышение температуры, но интенсивности повышения с глубиной почти в 2 раза уменьшается, подчиняясь линейному закону.

\* Хн — низы десятого горизонта.

Таблица V.1.6

Температурные замеры в простаивающих скважинах

Номер скважины	Глубина, м	Температура, $^\circ \text{C}$
2840	1010	54
	1210	67
	1812	80
2701	1160	55
	1460	67
	1760	75
2008	748	48
	848	51
	948	54
2940	1000	47
	1250	54
	1500	60
3282	1750	64
	1875	65
	1000	51
1286	1250	56
	1500	58
	1000	48
	1200	54
	1350	57

## Зависимость температуры от глубины

Свита	Горизонт	Средняя глубина, м	Предел изменения температуры, °С	Средняя температура, °С	Номер скважины
Апшерон	Нижний	0—600	14—60	31	17
Акчагыл		600—660	30—60,5	41	17
Сураханская	I	660—1580	31—68	50	17
Балаханская	II	1580—1800	55—70	63	16
	III	1800—1880	60—70	65	16
	IV	1880—2100	60—75	68	17
	V	2100—2200	60—76	69	14
	VI	2200—2400	68—70	70	14
	VII	2400—2500	70—79	75	14
	VIII	2500—2600	72—80	76	13
	IXср	2650—2700	76—79	78	12
	IXн	2700—2780	77—80	79	5
	Xв	2780—2840	76—80	79	4
	Xн	2840—2900	78—80	80	3

На этих глубинах на каждые 1000 м нарастание температуры составляет 15° С, геотермическая ступень равна 66,6 м, геотермический градиент 0,0149.

С глубины 1500 м для определения температуры в центральном II блоке, где горизонты IX и X осложнены нарушениями, обводняются из-за законтурного заводнения и интенсивно разрабатываются наклонными скважинами, формулу (V.1.3) следует использовать в виде:

$$t = 60 + 0,0149z, \quad (V.1.4)$$

где  $z$  — глубина, отсчитываемая от отметки 1500 м; 60 — средняя температура на глубине 1500 м, определенная по формуле (V.1.3).

Причинами нарушения прямолинейной закономерности, на наш взгляд, являются интенсивное движение подземных пластовых вод, тектонические разрывы, а также охлаждающее влияние закачанной морской воды.

Из табл. V.1.7 и рис. V.1.3 видно, что в низах балаханской свиты (IX и X горизонты, которые находятся в зоне водного воздействия) температура с глубиной увеличивается очень медленно, потому что в пласты закачивается вода Каспийского моря, температура которой составляет 6° С в холодное время года, а летом 26° С. Наибольшая разность температуры воды приходится на холодное время года (8—10° С), тогда как в теплое время она не превышает 3—4° С.

Законтурное заводнение IX и X горизонтов балаханской свиты (которое ведется с 1961—1962 гг. и до 1/IV 1966 г. закачано около 6 млн. м<sup>3</sup> морской воды) отрицательно влияет на температуру отдельных пластов. Многие эксплуатационные скважины обводняются краевыми и нижними водами, процент обводнения скважин и пластов с каждым годом растет. Закачиваемая морская вода понижает температуру близлежащих эксплуатационных скважин и распространяется далее в глубины залежи. Если в эксплуатационных скважинах, работающих из IX и X горизонтов балаханской свиты, температура изменяется в пределах 70—83° С (160 замеров), то в нагнетательных скважинах температура равна 48—56° С (скв. 136).

Нами построен ряд геотермических профилей (поперечных и продольных), а также карты изотерм для глубин 1500, 2000 и 2500 м, которые позволяют представить геотермические условия отдельных горизонтов и свит, выявить аномальные участки. Эти аномальные участки находятся в основном вблизи приконтурных скважин, связанных с нарушениями, с зонами больших накоплений газа и с погрязшим гравием вулканом.

Из геотермических профилей видно, что по мере увеличения глубины геотермическая ступень увеличивается. В интервале глубин 1500—3000 м нарастание температуры уменьшается почти в 2 раза. В районе скв. 175, которая находится около погребенного грязевого вулкана, температура повышается. В сводовой части залежи температура выше, чем на погружениях.

По продольному геотермическому профилю, проходящему через скв. 178, 154 и 189, видно, что с глубины 1500 м наблюдаются аномальные температурные зоны. Этот участок подчиняется второму линейному закону (рис. V.1.4).

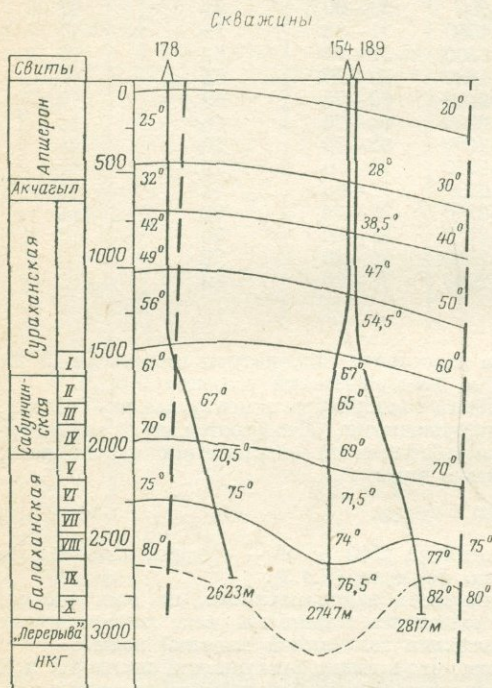


Рис. V.1.4. Продольный геотермический профиль месторождения Песчаный-море.

Если в верхней части профиля геотермическая ступень равна  $40 \text{ м}^\circ \text{С}$ , то в низах балаханской свиты она доходит до  $100 \text{ м}^\circ \text{С}$ .

Из других геотермических профилей видно, что в районе скв. 39, которая находится ближе к ВНК и нагнетательным скважинам, температура понижается. Карта изотерм показывает, что в районе интенсивной разработки залежи и нагнетания морской воды температура понижена и равна  $71-73^\circ \text{С}$ . Если в I блоке геозотермы идут параллельно изогипсам, то во II блоке этого не наблюдается. Самые высокие температуры на глубине 2500 м отмечены вблизи нарушений, а также погребенного грязевого вулкана (рис. V.1.5).

На основании проведенных исследований и построений для месторождения Песчаный-море можно сделать следующие выводы.

1. Геотермическая ступень с глубиной увеличивается; с глубины 1500 м наблюдается нарушение закономерности, связанное с тектоническим строением и закачкой морской воды.

2. Геотермический градиент значительно больше в глинистых и хорошо насыщенных водоносных песках сураханской свиты, меньше в балаханской свите, породы которой состоят из нефтегазоносных песчаных чашек.

3. В IX и X горизонтах возникают аномальные температурные зоны с пониженными температурами вследствие влияния закачанной морской воды, охлаждающей низы балаханской свиты.

**Балаханы - Сабунчи - Раманинское месторождение.** В 1945 г. на Балаханы-Сабунчи-Раманинском месторождении в четырех долгоростаивающих скважинах проводились температурные измерения максимальным термометром. Эти скважины расположены в присводовой части северо-западного крыла складки и эксплуатировали верхний отдел продуктивной толщи.

Наблюдения велись в скважинах глубиной не более 1000 м.

В одной скважине температуру измеряли двойко: гильзу с термометром опускали в скважину в нормальном положении и так, что термометр был опрокинут на  $180^\circ$ . Результаты измерений оказались совершенно одинаковыми.

Все наблюдаемые скважины простаивали не менее 1—2 лет.

В скважине, расположенной в присводовой части складки, бурение проводилось по август 1941 г., температура измерялась 5 января 1945 г. Уровень жидкости при измерениях был 350 м. Измерения дали следующие результаты:

Глубина, м . . . . .	750	500
Температура, °С . . . . .	43	35
Геотермическая ступень, м/°С . . . . .	31,2	—

1 февраля 1945 г. в этой скважине температура измерялась опрокинутым термометром. Результаты измерений полностью сошлись. Уровень жидкости

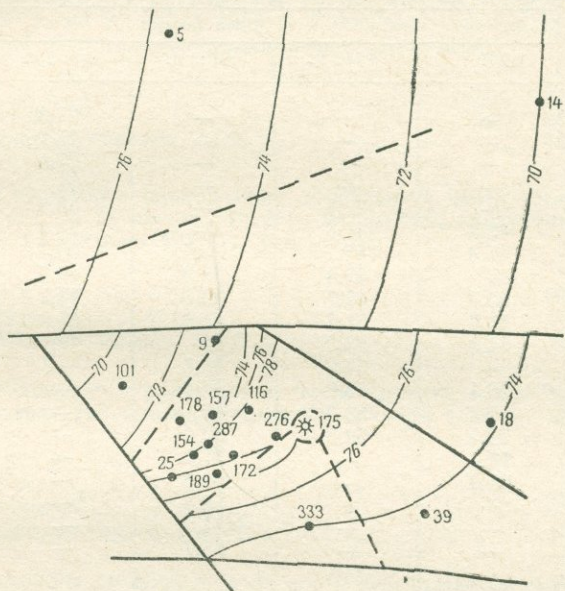


Рис. V.1.5. Карта изотерм для глубины 2500 м месторождения Песчаный-море.

при измерении температуры 4 марта 1945 г. был 30 м. Результаты измерений следующие:

Глубина, м . . . . .	800	600
Температура, °С . . . . .	43,5	36,0
Геотермическая ступень, м/°С . . . . .	26,6	—

Третья скважина расположена в присводовой части северо-западного крыла складки. Бурение продолжалось по май 1924 г. Уровень жидкости при измерении температуры 5 января 1945 г. — 200 м. Измерения дали следующие результаты:

Глубина, м . . . . .	390	
Температура, °С . . . . .	31	
Геотермическая ступень, м/°С . . . . .	22,8	

Четвертая скважина также расположена в присводовой части северо-западного крыла; пробурена в 1941 г. Температура измерялась 9 января 1945 г. Уровень жидкости при измерениях — 300 м. Результаты измерения:

Глубина, м . . . . .	800	500
Температура, °С . . . . .	46,0	36,0
Геотермическая ступень, м/°С . . . . .	30,0	—

Спустя 10 лет нами проводились геотермические наблюдения, а также были собраны, систематизированы и обработаны данные измерений в долго-простаивающих скважинах. Результаты замеров температуры в пяти долго-простаивающих скважинах приведены в табл. VI.1.8.

Таблица V.1.8

Температурные замеры в долгопростаивающих скважинах (в °С)

Глубина замера, м	Номера скважин				
	1562	1524	2197	1512	1374
	Дата замера				
	1967 г.	1961 г.	1962 г.	1962 г.	1963 г.
200	—	—	—	22,3	—
300	—	—	—	25,2	—
400	—	—	—	27,8	—
500	—	—	—	31	—
600	—	37,9	—	33,9	—
700	42,8	41,3	—	36,3	38
800	45,3	44,7	35,1	38,5	42
900	48	47,4	37,9	40,7	43,5
1000	52,7	49,7	39,5	42,2	45
1100	53,3	51,7	41,6	45,6	46
1200	54,5	53,3	44	47,1	48
1300	—	54,9	45,6	—	49
1400	56,1	56,8	47,6	—	50,5
1500	57,5	58,3	49	—	52,5
1600	58,5	59,5	50,4	—	53,5
1700	59,4	—	51,1	—	54
1800	60,6	—	52,3	—	54,5
1900	—	—	53,4	—	—
2000	—	—	54,5	—	—
2100	—	—	55,7	—	—

На рассматриваемых месторождениях было проведено в период 15/X 1952 г. — 31/VII 1958 г. 150 замеров температуры максимальным термометром в 61 эксплуатационной скважине в интервале глубин 409—1500 м, где температура колеблется от 35 до 54,5° С.

Величина геотермической ступени для глубин от 518 до 1500 м колеблется в пределах от 35 до 45 м/° С.

Сураханское месторождение. В октябре 1944 г. была измерена температура в долгопростаивающих скважинах, пять из которых расположены в присводовой части Сураханской брахиантиклинальной складки и одна на далеком восточном крыле складки. В пяти скважинах температуру измеряли в верхнем отделе продуктивной толщи, в одной скважине — в нижнем отделе продуктивной толщи. Все скважины до замеров простаивали не менее 1—1,5 года; ни в одной из шести скважин не было аномально высоких или низких температур. Измерения температуры проводились разными термометрами в зависимости от глубины скважины.

Ниже приводим данные по каждой скважине отдельно.

Бурение одной из скважин, расположенных в присводовой части, закончено в декабре 1938 г. Измерения температуры проводились 23—24 октября 1941 г. и дали следующие результаты:

Глубина, м	1400	1000	800	600
Температура, °С	56	49	41	36
Геотермическая ступень, м/°С	57,1	25	40	—

Вторая скважина, расположенная в присводовой части складки, бурилась с 5 ноября 1934 г. по 20 мая 1935 г. Результаты измерений температуры, проводившихся 19, 23 и 24 октября 1944 г., следующие:

Глубина, м . . . . .	870	764	610
Температура, °С . . . . .	42,5	39,0	35,0
Геотермическая ступень, м/°С . . . . .	30,3	38,5	—

Третья скважина — в присводовой части складки — пробурена в период с 10 июня 1932 г. по 26 марта 1933 г. Измерения температуры проводились 18 и 19 октября 1944 г. и дали следующие результаты:

Глубина, м . . . . .	842	710	500
Температура, °С . . . . .	42,5	38,0	33,5
Геотермическая ступень, м/°С . . . . .	29,1	46,6	—

Четвертая скважина расположена в сводовой части складки. Бурение продолжалось с 8 по 31 августа 1942 г. Результаты измерений температуры, проводившихся 19 октября 1944 г., следующие:

Глубина, м . . . . .	600	500
Температура, °С . . . . .	37	33
Геотермическая ступень, м/°С . . . . .	25	—

Пятая скважина — в присводовой части складки — пробурена в 1935 г. Измерения температуры, проводившиеся 18 октября 1940 г., дали следующие результаты:

Глубина, м . . . . .	753	600
Температура, °С . . . . .	39,5	35,0
Геотермическая ступень, м/°С . . . . .	34	—

Шестая скважина расположена на восточном крыле на значительном расстоянии от свода Сураханской складки. Бурение ее продолжалось с 22 ноября 1940 г. по 26 мая 1941 г. Измерения температуры, проводившиеся 30 октября 1944 г. при уровне жидкости 230 м, дали следующие результаты:

Глубина, м . . . . .	2500	1805	1500	1380
Температура, °С . . . . .	90,5	69,0	64,5	55,0
Геотермическая ступень, м/°С . . . . .	31,4	67,7	12,6	—

В 1954—1960 гг. повторно было проведено 120 замеров температуры в 19 долгопростаивающих скважинах и обработаны данные 184 замеров в 106 эксплуатирующихся скважинах. Некоторые данные этих замеров приведены в табл. V.1.9.

Всего на Сураханском месторождении был проведен 431 температурный замер в 235 эксплуатационных скважинах в период 13/XI 1951 г. — 12/XII 1958 г. в интервале глубин 608—2386 м, где температура колеблется от 35 до 78° С. Величина геотермической ступени для этой глубины изменяется в пределах от 30 до 70 м/°С.

Месторождение Нефтяные Камни расположено в Каспийском море на расстоянии 110 км от г. Баку в направлении на восток.

В 1958 г. нами [9] было проведено 17 температурных измерений в пяти простаивающих скважинах.

На этом месторождении было проведено и обработано 104 температурных измерения, выполненных максимальным термометром в 35 эксплуатирующихся

## Температурные замеры (в °С)

Глубина, м	Номера скважин				
	1106	1598	1403	1697	1268
	Дата замера				
	июнь 1959 г.	январь 1960 г.	март 1960 г.	сентябрь 1960 г.	октябрь 1960 г.
100	—	—	—	33	31
200	21,5	—	22	—	—
300	—	23	—	35	36
400	27	—	27,5	—	—
500	—	29	—	38	38
600	32	—	32	—	—
700	—	35	—	41	40,5
800	37	—	36	—	—
900	—	41	—	47	—
1000	41	—	40,5	—	—
1100	—	46,5	—	52	—
1200	46	—	45,5	—	—
1300	—	51	—	55	—
1400	50	—	50	—	—
1500	—	55	—	—	—
1600	54	—	54	—	—
1700	—	59	—	—	—
1800	57,5	—	58	—	—
1900	—	62	—	—	—
2000	60	—	62	—	—
2100	—	64,5	—	—	—
2200	64	—	65	—	—
2300	—	67	—	—	—
2400	67	—	67	—	—
2500	—	—	—	—	—
2600	70	—	—	—	—
2700	—	—	—	—	—
2800	73	—	—	—	—
2900	—	—	—	—	—
3000	76	—	—	—	—

скважинах в период 23/X 1952 г — 23/X 1956 г. в интервале глубин 457—964 м, где температура колеблется от 39 до 59° С.

По данным эксплуатационных скважин, величина геотермической ступени для глубины от 457 до 964 м находится в пределах от 21 до 22 м/° С.

## V.2. Месторождения восточной части Прикуринской нефтегазоносной области<sup>1</sup>

В течение 1964—1966 гг. на нефтяных месторождениях восточной части Прикуринской нефтегазоносной области проводились геотермические наблюдения, а также собраны, систематизированы и обра-

<sup>1</sup> Этот раздел главы написан в соавторстве с А. А. Алиевым.

ботаны данные температурных измерений в долгопростаивающих и эксплуатирующихся скважинах.

В табл. V.2.1 показано число температурных замеров, проведенных в эксплуатирующихся и долгопростаивающих скважинах месторождений восточной части Прикуринской нефтегазоносной области. Результаты геотермических измерений по отдельным нефтяным месторождениям этой нефтегазоносной области приводятся ниже.

Таблица V.2.1  
Геотермические обследования скважин в Прикуринской  
нефтегазоносной области

Месторождение	Число эксплуатирующихся скважин и замеров температуры	Число простаивающих скважин и замеров температуры
Кюровдаг . . . . .	41	17
	553	76
Мишовдаг . . . . .	40	3
	558	23
Карабаглы . . . . .	20	2
	30	30
Нефтечала . . . . .	30	28
	100	28

Примечание. В числителе показано число скважин, в знаменателе — число замеров температуры.

Месторождение Кюровдаг. Месторождение Кюровдаг приурочено к асимметричной складке, протянувшейся в ЮЮЗ—ССВ направлении и меняющей свое направление на субмеридиональное на северной периклинали. Вдоль оси складки проходят два почти параллельных нарушения, делящих антиклиналь на северо-восточное и юго-западное крылья. Последние более полно вовлечены в разработку и делятся рядом нарушений сбросового характера на отдельные тектонические поля: северное, центральное, присводовое и южное.

Для определения величины геотермической ступени нами было проведено 76 замеров в 17 долгопростаивающих скважинах. Результаты этих замеров приведены в табл. V.2.2, а данные замеров температуры в эксплуатирующихся скважинах показаны в табл. V.2.3.

Центральное поле приурочено к средней части юго-западного крыла и ограничено с востока продольным нарушением, с севера на юг — двумя поперечными нарушениями, с запада — водонефтяным контактом.

Первый горизонт продуктивной толщи является нефтеносным. Разработка этого горизонта была начата в 1956 г.

Начальное пластовое давление в залежи составляло 283,1 кг/см<sup>2</sup>, которое на 60 кг/см<sup>2</sup> превышало гидростатическое давление на глубине 2200 м. Режим пластов в начале разработки был упруго-водонапорным, а на отдельных участках поля он переходил на режим растворенного газа.

В 1958 г. впервые было применено искусственное воздействие на залежи. В первый период закачки воды в эксплуатационные скважины приемистость их была очень мала (15—20 м<sup>3</sup>/сутки), несмотря на высокое давление нагнетания (180—200 кг/см<sup>2</sup>). Было установлено, что в связи с малой гидропроводностью закопурной зоны невозможно получить нефть с одновременным нагнетанием воды в пласт.

## Замеры температуры в долгопростаивающих скважинах

Номер скважины	Продолжительность простаивания скважин, годы	Глубина, м	Температура, °С	Геотермическая ступень, м/°С
110	1,5	300	21,7	50
		600	27,0	57
		1000	34,0	62
		1500	42,5	—
57	1,5	600	27,0	66,6
		800	30,5	66,6
		1000	33,5	66,6
		1200	36,5	66,0
		1500	41,5	50,0
		1700	45,8	50,0
		1900	49,0	—
182		400	24,3	66,6
		600	27,5	66,6
		800	30,5	57,0
		1200	37,0	66,0
		1400	40,5	50,0
		1800	48,0	—
9	1	1000	35,5	—
		200	1	1000
200	1	1500	41,2	55
		2000	50,2	55
		2500	59,2	—
		263	1	1000
1500	41,3	62		
2000	49,5	50		
2500	59,3	59		
2925	67,0	—		
399	1,5	1000	33,5	52
117	1,5	2700	63	—
244	1,5	1000	34,6	45
		1360	43,0	88
		2000	54,0	62
		2250	57,7	—
		211	1	1000
1500	44,3	50		
2000	54,0	—		
250	1	2500	59,6	—
		2925	67,4	—
		90	1	600
800	29	57,1		
1200	36	57,1		
1800	43	66,6		
2000	47	66,6		
6	1	2200	50	—
		300	29,4	55,5
		500	32,8	55,5
		700	36,4	43,4
		800	38,7	60,0
		1100	43,7	60,0
		1300	47,0	60,5
		1700	53,5	66,6
		1900	56,5	—

Номер скважины	Продолжительность простаивания скважин, годы	Глубина, м	Температура, °С	Геотермическая ступень, м/°С
193	1	1900	50	66,0
		2100	53	50,0
		2200	55	—
246	1	2000	50	50
		2100	52	50
		2200	54	—
199	1,5	2200	56	50
		2300	58	50
		2400	60	—
54	1,5	100	20,9	33
		200	23,95	37,7
		300	26,6	37,7
		400	29,3	35,0
		500	32,1	51,0
		600	34,4	37,0
		700	36,8	37,0
		800	39,5	37,0
		900	42,5	42,5
		1000	44,6	32,2
		1100	47,6	40,0
1200	50,1	45,0		

Несмотря на нагнетание воды в закоптурную зону нефтеносности, давление пласта продолжало снижаться, а температура пластовой жидкости почти не изменялась. Так, в скв. 102 на глубине 1770 м в мае 1956 г. температура жидкости была 54° С, эта же температура была отмечена и в сентябре 1959 г. Такая же картина наблюдалась в скв. 143. На глубине 2360 м было зарегистрировано: температура жидкости 60° С, пластовое давление в июле 1957 г. и в феврале 1958 г. 287,2 кг/см<sup>2</sup>, а в 1959 г. оно снизилось до 248,8 кг/см<sup>2</sup>. В скв. 103 на глубине 1850 м в октябре 1956 г. и в ноябре 1959 г. температура жидкости была 59° С.

Как было отмечено выше, с падением пластового давления температура не менялась.

С 1959 г. с целью поддержания внутрипластового давления начали применять нагнетание холодной воды в нефтеносную зону.

Уже в 1960 г. наблюдалась стабилизация пластового давления. Но подъем пластового давления путем нагнетания воды в нефтеносную зону, как уже отмечалось, резко влияет на снижение температуры, что видно и из табл. V.2.3, составленной за период с 1957 по 1962 г. В таблице показано, что температура пластовой жидкости в эксплуатирующихся скважинах изменяется от 2 до 10° С. Изменение происходит неравномерно, наибольшее падение температуры отмечается в той части залежи, где объем нагнетаемой воды [197, 198] оказывается больше, и в скважинах, близко расположенных к фронту нагнетания. Закачиваемая в пласт вода в основном продвигается в сторону повышенной части структуры (угол падения  $\alpha = 35-40^\circ$ ), что объясняется хорошими коллекторскими свойствами этой части залежи.

Как видно из вышеизложенного, степень изменения температуры жидкости в пласте зависит от объема закачиваемой воды, распределения гидропроводности и глубины залегания пластов: чем глубже закачивается холодная вода, тем меньше падает температура. Этот факт приобретает особенно важное значение еще и потому, что в Азербайджане водным воздействием охвачено более 60 объектов, в которые только в 1957 г. было закачано свыше 24 млн. м<sup>3</sup> воды.

Замеры температуры в эксплуатирующихся скважинах (в °С)

Номер скважины	Глубина, м	1957 г.	1958 г.	1959 г.	1960 г.	1961 г.	1962 г.
2	1960	—	—	—	—	48	47
102	1855	—	54	54	—	—	—
103	1850	59	59	59	55	50	—
105	2000	—	—	60	—	52	—
119	1950	—	—	—	54	51	51
127	2030	58	—	58	50	—	—
162	1700	—	—	—	45	45	—
163	1850	—	—	50	50	—	—
165	1650	—	—	54	48	48	—
166	1750	—	—	59	51	49	—
168	1800	—	—	58	48	—	—
169	1820	—	56	—	50	—	—
170	1900	—	—	60	50	50	50
173	1850	—	—	—	50	50	—
174	1650	—	—	54	50	50	49
175	1700	—	—	57	—	50	—
192	1650	—	—	55	49	49	49
6	2400	63	—	—	—	61	—
39	2300	—	—	60	60	60	—
139	2327	—	61	60	60	60	—
143	2365	60	60	60	60	58	58
144	2300	—	—	60	—	60	—
145	2350	—	—	60	—	58	—
147	2300	—	—	60	—	60	—
149	2400	—	—	—	61	—	—
150	2400	—	—	—	—	59	—
151	2442	59	—	54	—	—	—
152	2500	62	—	—	—	—	—
153	2433	61	—	—	—	—	—
155	2350	—	—	60	59	59	—
156	2400	60	—	60	59	—	—
157	2445	—	—	—	61	58	—
179	2330	—	—	60	59	—	—

На основе температурных измерений в долгопростаивающих и эксплуатирующихся скважинах, проведенных при помощи максимального ртутного и электрического термометров, было установлено, что значение геотермической ступени равно 60,3 м/°С (рис. V.2.1) для всей структуры месторождения Кюровдаг.

Месторождение Мишовдаг. Это месторождение расположено в 1 км восточнее ст. Аджикабул и в 10—12 км северо-восточнее г. Алябай-рамлы. Оно сложено породами основной продуктивной толщи, акчагыльского и ашперонского ярусов и древнего Каспия.

В тектоническом отношении — это асимметричная антиклинальная складка, вытянутая почти в широтном направлении, длиной около 25 км. Углы падения на южном крыле складки достигают 50° и на северном 30°. Свод складки разбит рядом дизъюнктивных нарушений небольшой амплитуды, которые с глубиной затухают и не выходят из ашперонских отложений. Складка двумя крупными разрывами делится на три тектонических блока, к каждому из которых приурочены грязевые вулканы: Большой Мишовдаг, Малый Мишовдаг, Кыздаг. Западный тектонический блок опущен.

Нефтеносны отложения апшеронского яруса и I, II и III горизонты продуктивной толщи. Тип залежей — тектонический экранированный, литологически ограниченный.

На месторождении Мишовдаг нами были проведены температурные

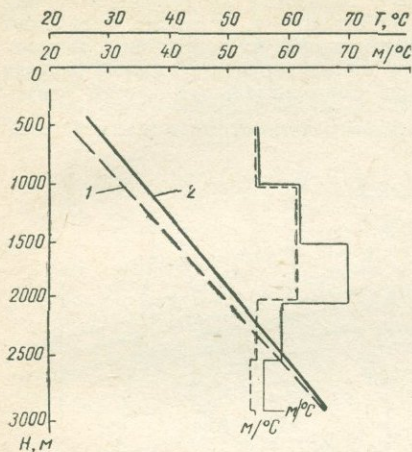


Рис. V.2.1. Изменение температуры и геотермической ступени на месторождении Кюровдаг в зависимости от глубины.

1 — долгопростаивающие скважины; 2 — эксплуатирующиеся скважины.

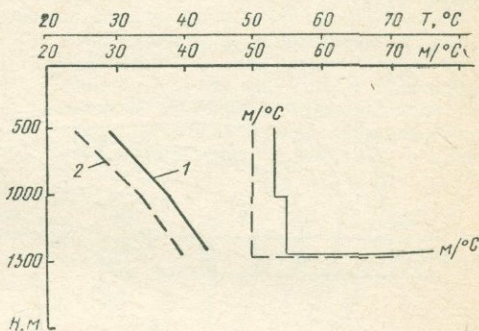


Рис. V.2.2. Изменение температуры и геотермической ступени на месторождении Мишовдаг в зависимости от глубины.

1 — долгопростаивающие скважины; 2 — эксплуатирующиеся скважины.

измерения максимальным термометром в нескольких долгопростаивающих скважинах. Результаты замеров приводятся в табл. V.2.4. Было проведено также 497 замеров в 57 эксплуатирующихся скважинах 7/X 1953 г. — 13/V 1964 г. в интервале глубин 200—1500 м, где температура колеблется от 23,5 до 42° С.

Таблица V.2.4

Температурные замеры в долгопростаивающих скважинах Мишовдага

Номер скважины	Продолжительность простаивания скважин, годы	Глубина, м	Температура, °С
125	1	250	26,7
		500	28,0
		750	33,0
		1000	37,0
		1250	39,3
147	1,5	250	21,9
		500	24,0
		750	28,5
		1000	33,0
		1250	37,5
294	1	500	31,0
		1000	39,0
		1429	43,0

Для месторождения Мишовдаг был составлен график изменения температуры и геотермической ступени в зависимости от глубины (рис. V.2.2), а также составлена геотермическая карта по кровле I горизонта продуктивной толщи (рис. V.2.3). Изотермы четко вырисовывают структуру, а также позволяют проследить разрывные нарушения. Было установлено, что скважины, находящиеся вблизи нарушений и в близких к ним частях структуры, имеют гораздо более высокую температуру, чем скважины периклинальных частей структуры [154].

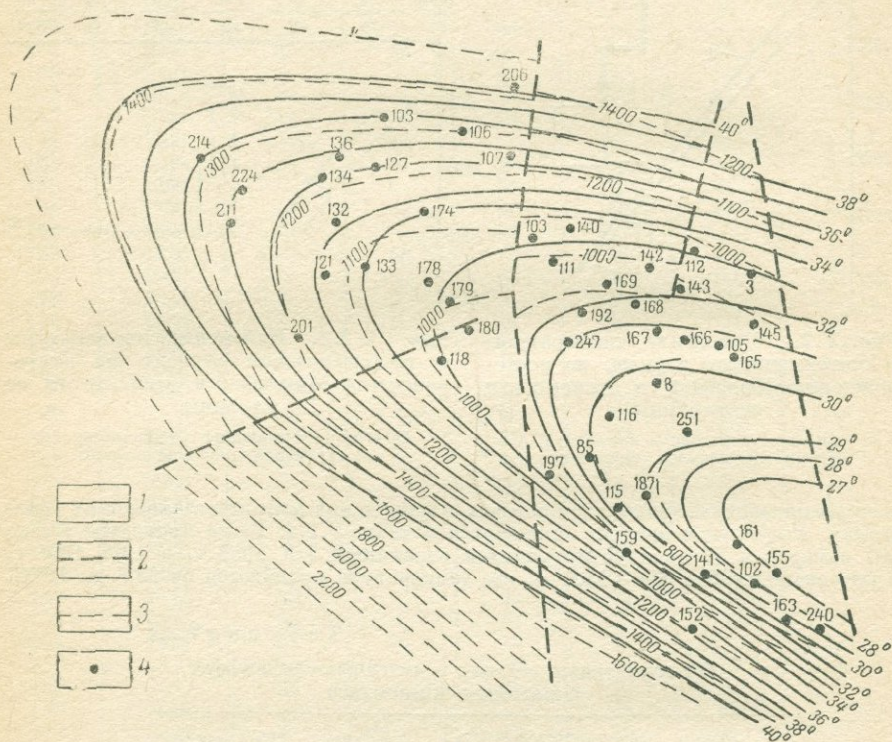


Рис. V.2.3. Геотермическая карта по кровле I горизонта продуктивной толщи месторождения Мишовдаг.

1 — геозотермы по кровле I горизонта продуктивной толщи; 2 — разрывные нарушения; 3 — изогипсы по кровле I горизонта продуктивной толщи; 4 — скважины, в которых проведены замеры температуры.

На основе температурных измерений в долгопростаивающих и эксплуатационных скважинах, проведенных максимальным ртутным термометром, была установлена геотермическая ступень до глубины 1500 м, равная 55 м/°С.

Месторождение Карабагы приурочено к антиклинальной зоне Кюровадаг — Нефтечала, между площадями Кюровадаг и Бабазанан. Оно сложено отложениями продуктивной толщи ачкагыльского и ашперонского ярусов, древнего Каспия и современными образованиями. Тектонически — это погребенная брахиантиклинальная складка, расположенная кулисообразно по отношению к складкам Кюровадаг и Бабазанан. Длина складки 15 км, ширина 4 км. Ось складки протягивается почти в меридиональном направлении. Складка осложнена крупными продольными и двумя поперечными разрывами,

вследствие чего разбита на три тектонических блока. Северный тектонический блок приподнят по отношению к центральному блоку на 200 м, южный блок опущен по отношению к центральному на 120—130 м, центральный блок сдвинут на юго-запад по отношению к обоим блокам.

Нефтеносными являются I, II и III горизонты продуктивной толщи.

В разрезе апшерона и акчагыла около пяти горизонтально залегающих пластов.

На этом месторождении в период 16/V 1962 г. — 16/VII 1964 г. нами были собраны и обработаны температурные данные по восьми эксплуатационным скважинам в интервале глубин 400—2870 м, где температура колеблется от 26 до 70° С, и составлен график изменения температуры и геотермической ступени в зависимости от глубины (рис. V.2.4). На основе

изменения температуры и геотермической ступени в зависимости от глубины (рис. V.2.4). На основе

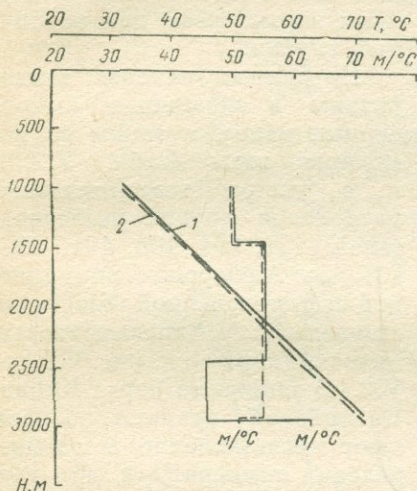


Рис. V.2.4. Изменение температуры и геотермической ступени на месторождении Карабагы в зависимости от глубины.

1 — долгопростоявающие скважины; 2 — эксплуатирующиеся скважины.

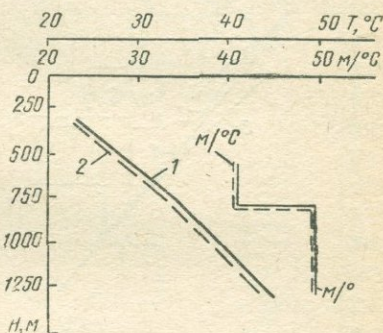


Рис. V.2.5. Изменение температуры и геотермической ступени на месторождении Нефтечала в зависимости от глубины.

1 — долгопростоявающие скважины; 2 — эксплуатирующиеся скважины.

температурных измерений, проведенных максимальным термометром, была установлена геотермическая ступень до глубины 3000 м, равная 55 м/° С.

Месторождение Нефтечала. В геологическом строении месторождения участвуют плиоценовые и постплиоценовые отложения. Площадь представляет брахиантиклинальную складку ССЗ—ЮЮВ простирания, длиной 12 км, при небольшой ширине — 4,5 км. Складка асимметрична, со сравнительно крутым северо-восточным крылом (25—30°) центральной части структуры и пологим юго-западным крылом (10—12°). Складка осложнена многочисленными разрывами разных направлений и амплитуд смещения, среди которых выявляются два крупных продольных региональных сброса, секущих присводовую часть на всем ее протяжении. Этими сбросами структура делится на три блока. Складка разбита также системой поперечных и диагональных нарушений сбросового характера, чем и определяются особенности распределения залежей в структуре.

На месторождении Нефтечала нами были проведены при помощи максимального термометра и обработаны 69 температурных замеров в 28 эксплуатационных скважинах в период 4/I 1955 г. — 23/IV 1956 г. в интервале глубин 438—1745 м, где температура колеблется от 23 до 56° С.

На основании полученных данных был составлен график изменения температуры и геотермической ступени для этого месторождения в зависимости от глубины (рис. V.2.5).

Нами был также составлен общий график изменения температуры и геотермической ступени в зависимости от глубины для нефтяных месторождений восточной части Прикуриной низменности (рис. V.2.6). По данным температурных измерений, проведенных максимальным термометром, была установлена геотермическая ступень до глубины 1500 м, равная 50 м/°С.

На основе температурных измерений в долгопростаивающих скважинах, а также собранных и обработанных данных были составлены карты среза для различных глубин.

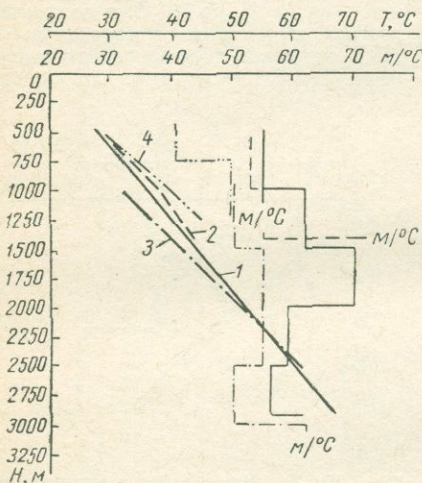


Рис. V.2.6. Общий график изменения температуры и геотермической ступени в зависимости от глубины для нефтяных месторождений восточной части Прикуриной низменности.

1 — Кюровдаг; 2 — Мишовдаг; 3 — Нефтечала (долгопростаивающие скважины); 4 — Карабаглы (долгопростаивающие скважины).

ной закономерности. На одной и той же глубине для отмеченных выше глубин температура возрастает по направлению от бортов к внутренним частям депрессии, а изотермы как бы вырисовывают края ее внутренней стороны. Все это находится в полном соответствии с увеличением числа очагов действующих грязевых вулканов по направлению от бортов к более погруженной части депрессии и, следовательно, к поясам более активных процессов вертикальной миграции газа, нефти, воды к данной поверхности.

В работе [75] отмечено, что при скоростях фильтрации, превышающих 4 м/год, «при расчете геотермического поля все факторы по сравнению с гидродинамическими отступают на задний план», а нам известно, что в пределах западного борта Южно-Каспийской впадины наиболее частые извержения приходится на линейно вытя-

По данным замеров температуры в скважинах, выполненных ранее, а также за последние годы (табл. V.2.5), и с учетом геотермических материалов других исследователей [121, 164, 165, 191, 193, 73] по Ашшероно-Прикуриной нефтегазоносной области составлены (С. А. Алиевым) геотермические карты (см. рис. V.2.7—V.2.11) западного борта Южно-Каспийской впадины. Карты дают представление о распределении температуры для глубин 500, 1000, 1500, 2000, 2500 и 3000 м от уровня моря. Осредненные температурные данные для отдельных месторождений приводятся в табл. V.2.5. Как видно из карт, распределение температуры в недрах западного борта Южно-Каспийской впадины подчинено определенной

пугую зону: Локбатан — юго-восточная часть Джейран-Кечмесской депрессии — Алятская гряда.

Повышение температуры идет вполне закономерно в соответствии с увеличением содержания метана в составе газа недр, по мере того как нефтяные месторождения сменяются нефтегазовыми и конденсатными или газовыми, залегая на больших глубинах [74]. Такое же

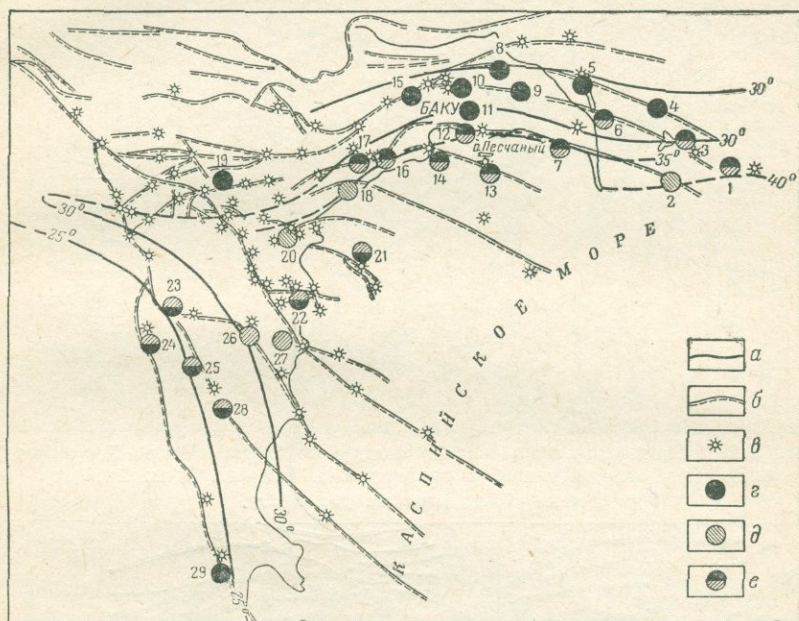


Рис. V.2.7. Геотермическая карта западного борта Южно-Каспийской впадины и газонефтяные месторождения (для глубины 500 м).

1 — Нефтяные Камни; 2 — бухта Южная; 3 — о. Жилой; 4 — Камни Григоренко; 5 — о. Артема; 6 — Гюргяны; 7 — Зыря; 8 — Бузовны — Маштаги; 9 — Кала; 10 — Балханы — Сабунчи — Раманы; 11 — Сураханы; 12 — Карачухур; 13 — Песчаный-море; 14 — Биби-Эйбат; 15 — Бинагады; 16 — Лок-батан; 17 — Пута — Кызыл-Тепе; 18 — Карадаг; 19 — Умбаки; 20 — Дуваный; 21 — Сангачалы-море; 22 — Дуваный-море; 23 — Мишовдаг; 24 — Кюровдаг; 25 — Карабаглы; 26 — Калмас; 27 — Пирсагат; 28 — Кюранга; 29 — Нефтечала.

а — изотермы; б — разрывные нарушения; в — грязевые вулканы; г — нефтяные месторождения; д — газоконденсатные и газовые месторождения; е — нефтяные и газовые месторождения.

явление — тесная связь размещения углеводородов в земной коре со степенью геотермической активности — наблюдается в Днепровско-Донецкой впадине и во многих нефтегазоносных районах мира.

Эти закономерности выявлены исследованиями, проведенными в нефтегазоносных областях Украины [169]. В Азербайджане эти закономерности установлены нами; они вскрывают генетическую сущность происхождения углеводородов и формирования залежей нефти и газа. Миграция углеводородов по глубинным разломам земной коры приводит к образованию тепловых аномалий в областях развития нефтегазовых месторождений.

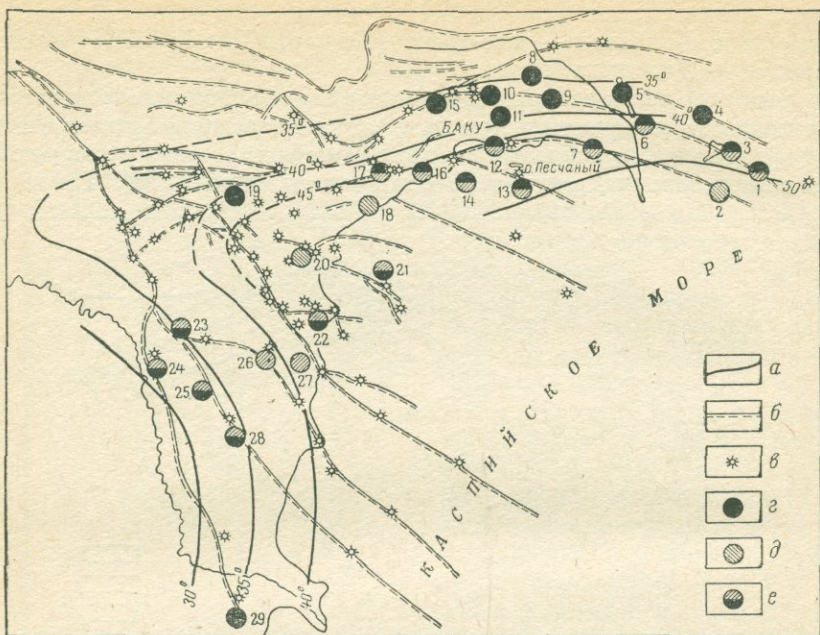


Рис. V.2.8. Геотермическая карта западного борта Южно-Каспийской впадины и газонефтяные месторождения (для глубины 1000 м).  
Условные обозначения см. рис. V.2.7.

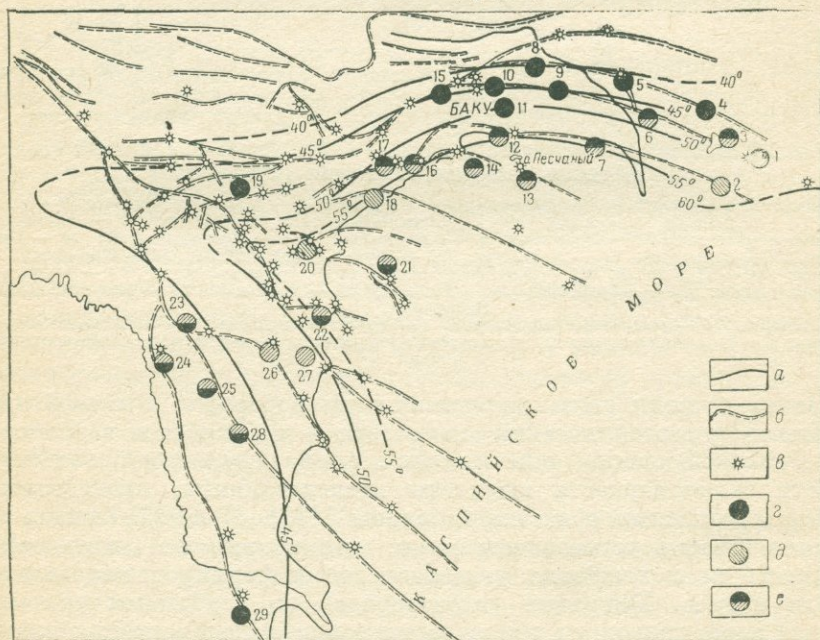


Рис. V.2.9а. Геотермическая карта западного борта Южно-Каспийской впадины и газонефтяные месторождения (для глубины 1500 м).  
Условные обозначения см. рис. V.2.7.

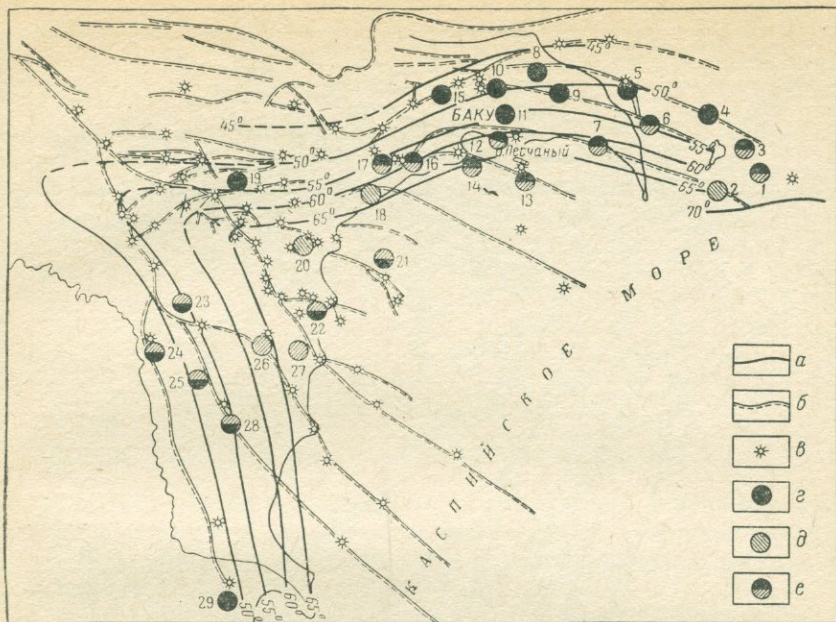


Рис. V.2.96. Геотермическая карта западного борта Южно-Каспийской впадины и газонефтяные месторождения (для глубины 2000 м).  
Условные обозначения см. рис. V.2.7.

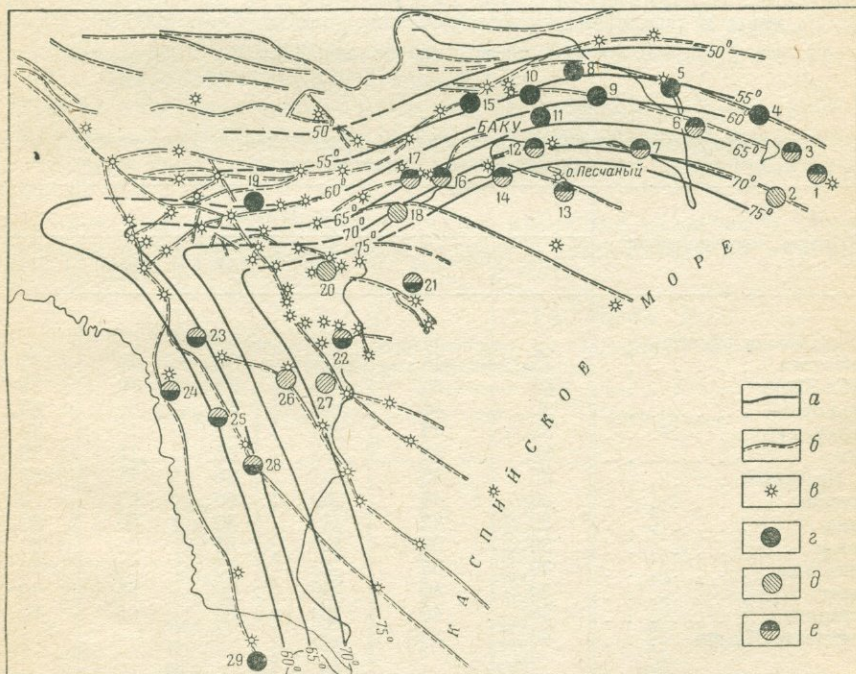


Рис. V.2.10. Геотермическая карта западного борта Южно-Каспийской впадины и газонефтяные месторождения (для глубины 2500 м).  
Условные обозначения см. рис. V.2.7.

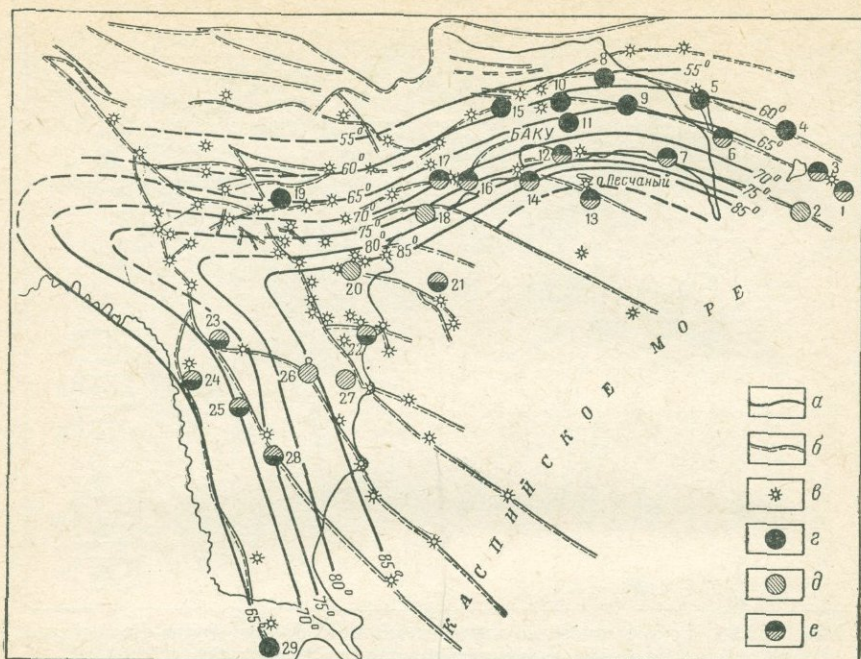


Рис. V.2.11. Геотермическая карта западного борта Южно-Каспийской впадины и газонефтяные месторождения (для глубины 3000 м).

Условные обозначения см. рис. V.2.7.

Таблица V.2.5

Температурные замеры в скважинах Апшеронской и Прикуриной нефтегазоносных областей (в °С)

Область, месторождение	Глубина, м					
	500	1000	1500	2000	2500	3000
<i>Апшеронская область</i>						
Локбатан . . . . .	35	45	55	65	70	75
Биби-Эйбат . . . . .	35	45	55	65	70	75
Сураханы . . . . .	30	40	50	55	60	65
Карачухур . . . . .	35	45	55	65	75	80
Зых . . . . .	35	45	55	65	75	85
О. Песчаный . . . . .	35	45	55	65	75	85
Гоусаны . . . . .	30	40	60	60	65	70
Кала . . . . .	30	40	45	50	65	60
Артем . . . . .	30	35	40	50	55	60
Бинагады . . . . .	30	35	40	45	50	60
Зыря . . . . .	30	40	50	60	65	70
Туркяны . . . . .	30	40	50	60	65	70
Нефтяные Камни . . . . .	40	50	60	70	—	—

Область, месторождение	Глубина, м					
	500	1000	1500	2000	2500	3000
<i>Прикуринская область</i>						
Падар . . . . .	30	35	45	50	60	70
Кюрсангя . . . . .	30	35	45	60	70	80
Калмас . . . . .	30	40	50	65	75	85
Кюровдаг . . . . .	25	35	45	50	60	65
Мишовдаг . . . . .	25	35	45	55	60	65
Карабаглы . . . . .	25	30	45	50	60	65
Нефтечала . . . . .	25	35	45	50	60	65

### V.3. Нефтяное месторождение Сиазань

Прикаспийская моноклинал в тектоническом отношении представляет собой часть северо-восточного крыла Тенгинско-Бешбармакского антиклинория. Разрез сложен мезозойскими и третичными отложениями.

На этой моноклинали выделяются структурные выступы: Чандогар — Зорат, Сиазань — Нардаран, Саадан, Амирханлы и Заглы — Зейва.

Для установления величины геотермической ступени по исследуемому месторождению нами [10] при помощи электрического и максимального термометров были проведены температурные измерения в долгопростаивающих скважинах.

На этом месторождении в период 1/IX 1951 г. — 5/VII 1960 г. было проведено 400 замеров в 160 эксплуатационных скважинах в интервале глубин 212—2500 м, где температура колеблется от 26 до 77° С.

На основании проведенных исследований для Сиазанского месторождения были вычислены температуры в зависимости от глубины (табл. V.3.1).

Таблица V.3.1  
Распределение температуры по глубине  
на Сиазанском месторождении

Глубина, м	Температура, °С	Глубина, м	Температура, °С
500	19	1300	48
600	22	1400	51,8
700	26	1500	54,8
800	29	1600	56
900	33,5	1700	58
1000	37	1800	60
1100	41	1900	62
1200	45	2000	64

#### V.4. Кировабадская нефтегазоносная область

По месторождениям Кировабадской нефтегазоносной области нами [13] был обработан ряд термограмм, снятых специально для вычисления величин геотермической ступени, определения уровня подъема цементного раствора и места притока воды в бурящихся, аксилювационных и изоляционных скважинах. Замеры температуры проводились после цементирования скважин в различное время и на различных глубинах.

Ниже приводятся результаты измерений по отдельным месторождениям.

Площадь Мирбашир расположена в непосредственной близости от районного центра Мирбашир. В 1946—1948 г. здесь проводилось структурно-картировочное бурение. Выявлена благоприятная структура антиклинального типа. В строении площади принимают участие отложения акчагыла, майкопской свиты, фораминиферовых слоев и верхнего мела.

Мирбаширская структура, по данным бурения, вырисовывается в виде большой аянтиклинальной складки, вытянутой в направлении с северо-востока на юго-восток и осложненной в восточной части нарушением типа сброса с амплитудой смещения 250—350 м.

Таблица V.4.1  
Результаты геотермических измерений в бурящихся скважинах на площади Мирбашир

Дата замера	Глубина, м	Температура, °С	Геотермическая ступень, м/°С
28/XI 1951 г.	178	18,9	37,1
11/I 1951 г.	330	24,5	30,4
11/III 1951 г.	340	22,0	42,2
9/XI 1951 г.	350	22,5	28,2
4/I 1951 г.	370	26,0	30,0
29/IX 1950 г.	400	25,6	34,8
15/II 1950 г.	404	26,5	32,5
15/XI 1950 г.	405	26,5	32,5
15/I 1951 г.	407	26,2	33,1
9/X 1952 г.	427	25,5	37,0
24/III 1951 г.	440	28,6	31,0
28/VI 1950 г.	580	29,0	38,0
29/VI 1950 г.	640	33,0	33,1
7/IV 1952 г.	690	34,5	34,0
23/X 1950 г.	725	36,0	32,1
16/X 1950 г.	729	36,0	32,7
9/VII 1952 г.	768	42,0	27,1
25/III 1950 г.	865	37,2	37,1
30/VII 1950 г.	935	42,0	33,0
17/IV 1951 г.	978	38,5	40,3
30/III 1952 г.	980	36,2	40,3
15/IV 1950 г.	996	42,0	36,5
9/IV 1950 г.	996	42,0	34,0
13/VI 1952 г.	1160	51,0	31,0
14/XII 1951 г.	1226	49,7	35,0
11/I 1953 г.	1248	46,6	38,7
2/XI 1950 г.	1670	61,6	35,3

На площади Мирбашир измерения проводились в 27 скважинах в процессе бурения на различных глубинах (табл. V.4.1). Величина геотермической ступени в интервале глубин от 178 до 1670 м находится в пределах от 30 до 42,2 м/°С.

В скв. 21 была снята термограмма для определения места притока воды. На глубине 980 м температура оказалась 36,2° С, а геотермическая ступень — 40,3 м/°С.

В скв. 17 снятая на глубине 768 м термограмма показала температуру 42° С, а геотермическую ступень 27,1 м/°С. Эти данные оказались недоброкачественными и не могут быть использованы для определения геотермической ступени.

Нами были обработаны материалы по изменению температуры в эксплуатационных скважинах на площадях Мирбашир и Казанбулаг. Измерения выполнялись максимальным термометром, соединенным с глубинным манометром, и проводились в различное время года, на различных глубинах.

В табл. V.4.2 приведены величины геотермической ступени для площади Мирбашир, полученные по данным температурных замеров в 10 скважинах.

Т а б л и ц а V.4.2

Геотермическая ступень для площади Мирбашир

Дата замера	Глубина замера, м	Температура, °С	Геотермическая ступень, м/°С
20/IV 1952 г.	467	31	26,9
23/III 1954 г.	484	35	22,5
22/IV 1954 г.	783	47	23,4
15/II 1954 г.	810	47	29,8
9/V 1954 г.	850	52	22,1
30/III 1954 г.	974	55	23,5
29/III 1954 г.	987	51	26,4
23/V 1954 г.	1006	58	22,6
13/III 1954 г.	1010	55	24,3
14/III 1953 г.	1013	59	22,3
10/III 1954 г.	1014	58	22,8
16/III 1954 г.	1020	55	24,6

Как видно из таблицы, на глубинах 467—1020 м эта величина для данной площади колеблется в пределах 22,1—29,8 м/°С.

**П л о щ а д ь К а з а н б у л а г.** На площади Казанбулаг по данным исследования 26 скважин в интервале глубин 57—1913 м величина геотермической ступени колеблется в пределах от 27 до 55 м/°С, а на глубинах от 550 до 985 м ее значения находятся в пределах от 11 до 24 м/°С. В скв. 1 температуру измеряли в течение нескольких дней (8, 11, 12, 13, 14, 15, 17 декабря 1951 г.) на глубине 550 м, где геотермическая ступень оказалась равной 20 м/°С.

В 1954 г. для определения геотермической ступени по площади Казанбулаг нами были проведены замеры температуры в пяти долгопростаивающих скважинах. В 1967 г. замеры температуры в этих скважинах были повторены при помощи электрического термометра.

**П л о щ а д ь Н а ф т а л а н** известна своей лечебной нефтью.

В геологическом строении этой площади принимают участие отложения надкачагыльского, акчагыльского ярусов, майкопская свита и фораминиферовые слои. В тектоническом отношении она представляет собой брахиантиклинальную складку, вытянутую в меридиональном направлении и осложненную продольными и поперечными нарушениями, разбивающими складку на отдельные тектонические блоки, вертикально смещенные относительно друг друга.

На площади Нафталан температура измерялась в разведочных скв. 1, 3, 4 на глубинах 1630—1930 м. Установлено, что геотермическая ступень для этих глубин колеблется в пределах 21—23 м/°С.

В 1967 г. здесь в долгопростаивающих скв. 33, 39, 66 и 62 проведены замеры температуры электротермометром.

На основании проведенных исследований было вычислено изменение температуры в недрах Кировабадского нефтяного района в зависимости от глубины (табл. V.4.3), а также установлена средняя величина геотермической ступени для глубин 500—2000 м, оказавшаяся равной 25,5 м/°С.

Таблица V.4.3

**Изменение температуры в зависимости от глубины  
для Кировабадской области**

Глубина, м	Температура, °С	Глубина, м	Температура, °С
500	39,6	1400	69
600	43,4	1500	72
700	46,0	1600	75
800	50,0	1700	80
900	52,5	1800	84
1000	56,0	1900	88
1100	59,0	2000	92
1200	62,5	2100	96
1300	65,5		

### V.5. Некоторые сведения о геотермии Апшероно-Прибалханской нефтеносной зоны

В 1960—1963 гг. нами проводились геотермические исследования с целью сопоставления температурных данных нефтяных месторождений Апшеронского полуострова с месторождениями Западной Туркмении. Температура измерялась максимальным и электрическим термометрами в долгопростаивающих скважинах. Помимо этого, были собраны и обработаны температурные данные по эксплуатационным скважинам, в результате чего получены следующие показатели:

Глубина, м	200—500	500—1000	1000—1500	1500—2000	2000—2500
Геотермическая ступень, м/°С	21—26	26—30	30—31	31—32	32—34

Геотермические условия Апшероно-Прибалханской складчатой зоны слагаются из геотермических характеристик отдельных ее нефтегазонасных структур (см. табл. V.5.1).

Чтобы составить представление об изменении температуры с глубиной по отдельным структурам Апшероно-Прибалханской нефтегазозной области, мы свели воедино температурные кривые по этим

Т а б л и ц а V.5.1

Геотермическая ступень для отдельных месторождений (в м/°С)

Месторождение	Интервалы глубин, м				
	200—500	500—1000	1000—1500	1500—2000	2000—2500
<i>Апшеронская область</i>					
Локбатан . . . . .	16—33	33—40	40—45	45—50	50—60
Биби-Эйбат . . . . .	22—30	30—36	34—41	41—45	45—50
Балаханы-Сабунчи-Романы . . . . .	30—35	35—40	40—55	55—70	70—80
Сураханы . . . . .	20—30	30—40	40—50	50—60	60—70
Карачухур . . . . .	15—31	31—33	33—35	35—38	38—45
Зых . . . . .	13—23	23—41	41—45	45—45	45—50
Песчаный-море . . . . .	15—25	25—50	50—55	55—60	60—65
Гоусаны . . . . .	20—30	30—40	40—50	50—60	60—70
Гюргяны, Кала . . . . .	30—35	35—40	40—50	50—70	70—80
О. Артема . . . . .	30—40	40—50	50—60	60—70	70—80
Нефтяные Камни . . . . .	17—21	21—22	—	—	—
<i>Прибалханская область</i>					
Западный Челекен . . . . .	7—14	14—22	22—25	25—28	28—33
Алигул (южный участок) . . . . .	7—15	15—27	27—30	30—33	33—36
Дагаджик (северный участок) . . . . .	10—20	20—30	30—40	—	—
Котур-Тепе . . . . .	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60
Небитдаг . . . . .	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60
Кумдаг . . . . .	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60

структурам (рис. V.5.1). Из сводного графика видно, что температурные кривые в основном располагаются в пределах небольшого температурного интервала, причем для этой группы кривых характерно плавное возрастание температур с глубиной, происходящее либо по прямой, либо по направлению, близкому к ней.

Несколько иного характера температурные кривые по площади Челекен: они сдвинуты вправо (в область больших температур) и указывают изменение температуры не по прямой, а по выпуклой кривой. Эта выпуклость особенно наглядна в интервале глубин 200—1000 м; глубже этого интервала нарастание температуры происходит уже более плавно. Такое различие характера температурной кривой Челекена по сравнению с остальной группой температурных кривых неслучайно и объясняется влиянием глубинных высокоминерализованных вод, повышающих против обычного температурный режим верхней части красноцвета. В верхней части красноцвета вследствие высокого температурного фона самой толщи восходящие воды уже не оказывают такого существенного влияния на температурный режим этой части разреза, и нарастание температуры здесь происходит более плавно.

Важными показателями для оценки температур глубинных недр, как известно, являются геотермическая ступень и геотермический

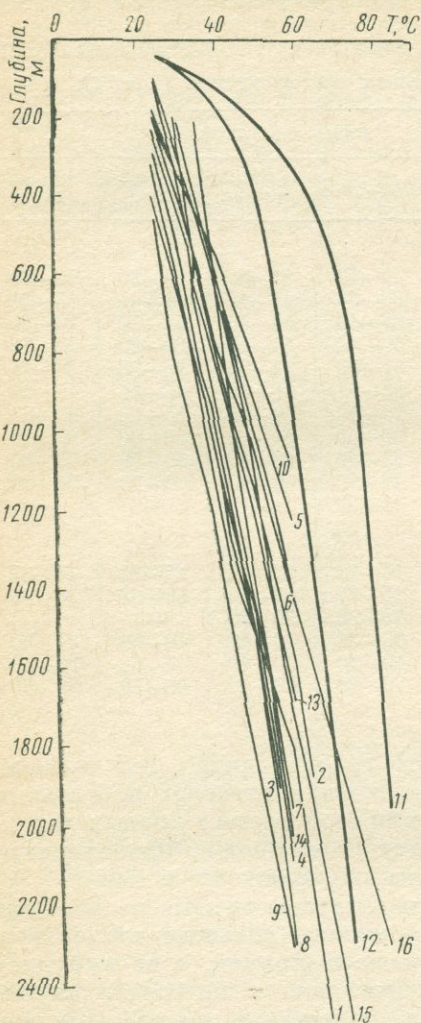


Рис. V.5.1. Изменение температуры в зависимости от глубины в нефтяных месторождениях Апшеронского полуострова и Западно-Туркменской нефтегазоносной области.

1 — Локбатан; 2 — Биби-Эйбат; 2 — Балаханы — Сабунчи — Раманы; 4 — Сураханы; 5 — Карачухур; 6 — Зых; 7 — о. Песчаный; 8 — Бузовны — Маштаги — Туркяны — Кала; 9 — о. Артема; 10 — Нефтяные Камни; 11 — Челекен (западная часть); 12 — Алигул (южная часть); 13 — Дагаджик; 14 — Котур-Тепе; 15 — Небитдаг; 16 — Кумдаг.

градиент. В изменении геотермической ступени с глубиной в этом нефтеносном районе отмечается определенная закономерность, выражающаяся в том, что верхним частям разреза соответствуют наименьшие значения геотермической ступени, а нижним — наибольшие.

Наглядное представление о температурных условиях недр Апшероно-Прибалханской зоны складчатости дает региональный геотермический профиль, привязанный к геолого-гидрогеологической основе (рис. V.5.2). Профиль пересекает рассматриваемую область с запада на восток на большом протяжении.

Рассмотрим характер геоизотерм в региональном плане.

На участке Локбатан — Карачухур линии равных температур в общем параллельны друг другу. В пределах Карачухурской складки геотермическая картина несколько изменяется. В то время как в верхней части разреза в интервале температур 25—40°С линии равных температур по-прежнему выдерживают параллельность, в более глубоких частях разреза самые нижние температурные линии устремляются вверх, сужаясь и локализуясь в интервале глубин 800—1300 м. Столь необычное поведение температурных кривых, по-видимому, обусловлено влиянием соседнего погребенного Зыхского грязевого вулкана. Далее, в направлении о. Артема температурные линии

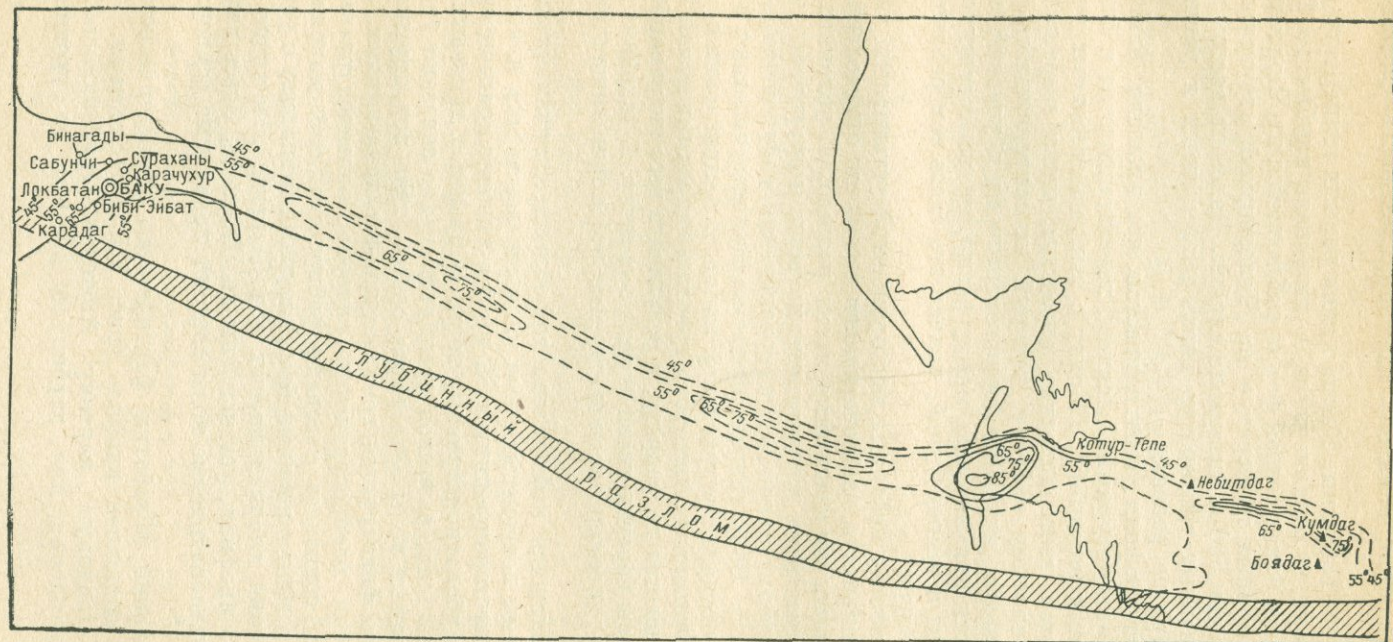


Рис. V.5.2. Схематическая карта геозотерм Апшероно-Прибалханской зоны нефтегазоаккумуляции.

вновь разрезаются, причем их параллельность восстанавливается.

На структуре Нефтяные Камни линии равных температур перемещаются вверх и локализуются в интервале глубин до 1200 м. То же, но еще в более резкой форме наблюдается на Челекене. Вся гамма линий равных температур на Челекенской структуре уместается в верхнем 500-м интервале глубин. Далее на восток к Кумдагу линии равных температур вновь разрезаются и равномерно распределяются по разрезу.

Из анализа профиля устанавливается, что площади, близкие по своим геолого-структурным условиям, характеризуются и близкими геотермическими режимами. Наряду с этим на отдельных участках обнаруживаются геотермические аномалии, четко выражающиеся благодаря тепловому эффекту, который их сопровождает.

При детальном изучении гидрогеологических условий области обнаруживается прямая связь между распространенностью того или иного типа вод и температурой, причем эта связь тем реальнее, чем выше температура.

По большинству нефтяных месторождений установлена гидрохимическая зональность, заключающаяся в том, что определенный тип вод сопровождает определенные части разреза. В условиях Апшеронского полуострова хлоркальциевые воды приурочены к верхнему отделу продуктивной толщи (сураханская, сабунчинская и балаханская свиты). Воды гидрокарбонатнонатриевые залегают в основном в нижнем отделе продуктивной толщи. В направлении о. Артема и в сторону Западного Апшерона граница гидрохимической зональности перемещается по разрезу, в результате чего гидрокарбонатнонатриевые воды перемещаются вверх по разрезу. В условиях Нефтяных Камней гидрокарбонатнонатриевые воды приближаются к поверхности.

В Прибалханской нефтегазоносной области хлоркальциевые воды распространены повсеместно, ими насыщен почти весь плиоценовый разрез и на месторождениях этой зоны в нижнем красном цвете залегают гидрокарбонатнонатриевые воды. В пределах грязевых вулканов и региональных разрывов преимущественно залегают гидрокарбонатнонатриевые воды. Эта смена одного типа вод другим достаточно хорошо фиксируется температурными показаниями. В частности, участок распространения гидрокарбонатнонатриевых вод, как правило, совпадает с зонами распространения максимальных температур, а зоны с низкими температурами совпадают с участками распространения хлоркальциевых вод. Первые, как видно из геотермического профиля, установлены на Челекене. Здесь глубинные гидрокарбонатнонатриевые воды создают локальные температурные аномалии.

На основании обработки фактического геотермического материала нами составлен профиль (рис. V.5.3) геоизотерм. Он дает наглядную тепловую картину Апшероно-Прибалханской зоны нефтегазонакопления для глубин до 2000 м от уровня моря.

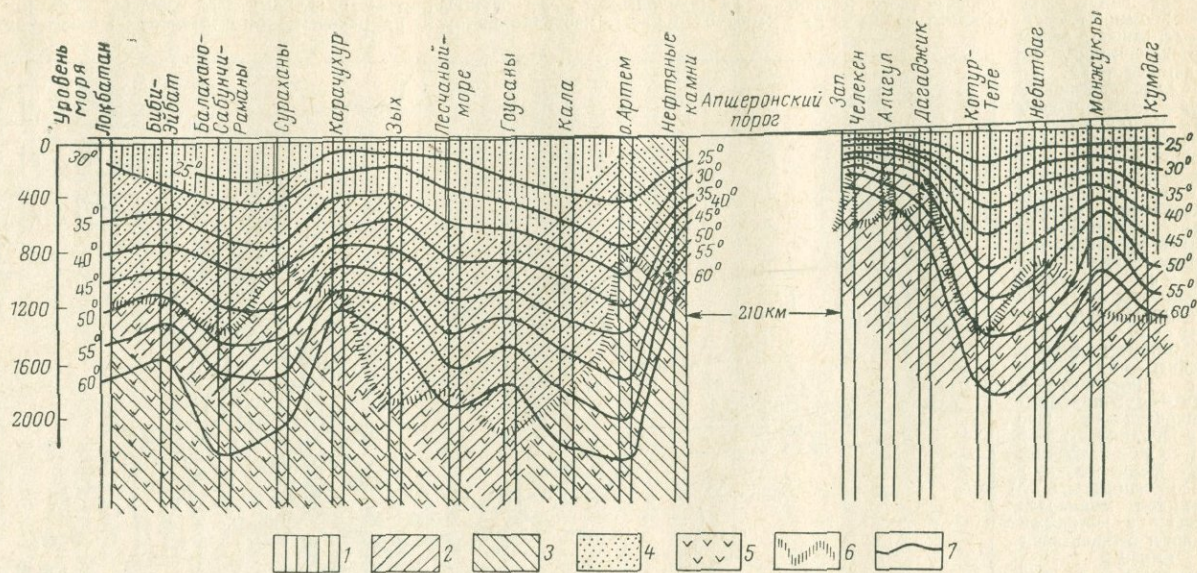


Рис. V.5.3. Региональный геотермический профиль по линии I—I Апшероно-Прибалханской зоны нефтегазонакопления.

1 — апшерон + акчагыл; 2 — верхний и средний отделы продуктивной толщи красноцвета; 3 — нижний отдел продуктивной толщи красноцвета; 4 — хлоркальциево-натриевые воды; 5 — гидрокарбонатнонатриевые воды; 6 — граница различного типа вод; 7 — геоиотермы.

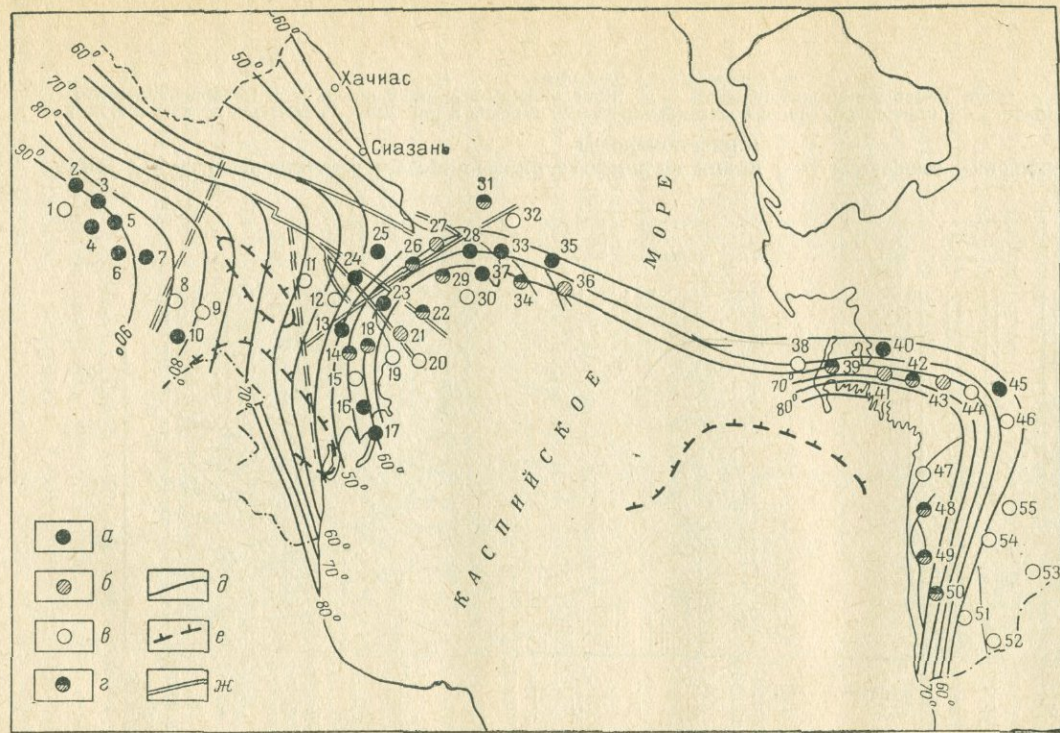


Рис. V.5.4. Карта геотермического среза нефтегазоносных областей Южно-Каспийской впадины для глубины 2000 м (составил С. А. Алиев).

Месторождения: а — нефтяные; б — газовые; в — газонефтяные и газоконденсатные; з — в поисковом бурении.

Разведочные площади: д — изотермы; е — границы погребенных поднятий; жс — глубинные разломы.

1 — Алиушаги; 2 — Дальмамелды; 3 — Борсуны; 4 — Казанбулаг; 5 — Гедакбоз; 6 — Мирбашир; 7 — Ширванлы; 8 — Агджабеди; 9 — Советляр; 10 — Ждановск; 11 — Падар; 12 — Малый Харамы; 13 — Кюрордаг; 14 — Карабаглы; 15 — Бабазанан; 16 — Хиллы; 17 — Нефтечала; 18 — Калмас; 19 — Бяндован; 20 — Хамадаг-море; 21 — Котурдаг; 22 — Сангачалы; 23 — Солахай; 24 — Восточный Аджавели; 25 — Донгуздык; 26 — Сарынча-Гюльбахт; 27 — Бинагады; 28 — Кала-Старое Кала; 29 — Биби-Эйбат; 30 — банка Макарова; 31 — банка Ашперонская; 32 — банка Андреевского; 33 — о. Артема; 34 — Южная; 35 — им. Абрамовича; 36 — Нефтяные Камни; 37 — о. Пестяны Кули; 38 — банка Жданова; 39 — Челекен; 40 — Комсомольское; 41 — Котур-Тепе; 42 — Барса-Тельмес; 43 — Небитдаг; 44 — Кызыл Кули; 45 — Кумдаг; 46 — Боядаг; 47 — Карадашлы; 48 — Камышджа; 49 — Окарем; 50 — Миасер; 51 — Чекча; 52 — Тоголок; 53 — Кызыл-Атрек; 54 — Рустам Кала; 55 — Западный Аладаг.

чаный; 38 — банка Жданова; 39 — Челекен; 40 — Комсомольское; 41 — Котур-Тепе; 42 — Барса-Тельмес; 43 — Небитдаг; 44 — Кызыл Кули; 45 — Кумдаг; 46 — Боядаг; 47 — Карадашлы; 48 — Камышджа; 49 — Окарем; 50 — Миасер; 51 — Чекча; 52 — Тоголок; 53 — Кызыл-Атрек; 54 — Рустам Кала; 55 — Западный Аладаг.

Из анализа профиля следует, что в условиях Апшероно-Прибалханской зоны нефтегазонакопления температуры увеличиваются в направлении на юг и уменьшаются в направлении на север. На Апшеронском полуострове зона максимальных температур приурочена к участку Локбатан — Биби-Эйбат, Карачухур — Зых и равна  $65^{\circ}$  С.

В Прибалханской нефтегазонаосной области максимальная температура характерна для структуры Челекена, где она достигает  $85^{\circ}$  на глубине 2000 м.

Температурные аномалии в Апшероно-Прибалханской зоне нефтегазонакопления обусловлены, по-видимому, воздействием серий разломов. Одним из них является глубинный разлом, который, по мнению Р. М. Гаджиева, проходит южнее Апшеронского порога. Этот разлом выявлен названным автором в результате комплексной интерпретации геофизических материалов. Правда, влияние этого разлома на температуру недр Апшероно-Прибалханской зоны нефтегазонакопления меньше по сравнению с влиянием разрывов, непосредственно пронизывающих плиоценовые отложения. Именно этим разрывам обязаны тепловые эффекты, которые сопровождают структуры Нефтяных Камней и Челекена.

Таким образом, температурный режим всей Апшероно-Прибалханской зоны нефтегазонакопления складывается из геотермических характеристик отдельных ее участков и отражает геотермические закономерности, свойственные этим участкам.

Из карты (рис. V.5.4) видно распределение температур в недрах нефтегазонаосных областей Южно-Каспийской впадины. На одной и той же глубине температура на западном и восточном крыльях впадины возрастает по направлению от бортов к внутренним частям депрессии, а изотермы как бы вырисовывают края ее внутренней стороны.

Основываясь на фактических геотермических материалах проведенных нами исследований, мы выделяем в пределах Апшероно-Прибалханской зоны нефтегазонакопления две геотермические провинции: умеренных температур и повышенных температур. Зона умеренных температур территориально характерна для большей части Апшероно-Прибалханской зоны нефтегазонакопления. Зона повышенных температур приурочена к отдельным локальным участкам, примыкающим к действующим или погребенным грязевым вулканам и разрывам.

На основе проведенного анализа следует оценить возможную геотермическую характеристику Апшеронского порога — связующего звена между Апшеронской и Прибалханской нефтегазонаосными областями.

Этот район, расположенный под водами Каспия, подвержен влиянию регионального плиоценового разлома и грязевого вулканизма. Вследствие этого здесь будут проявляться геотермические аномалии и потому этот район следует отнести к зоне повышенных температур.

## Глава VI

### ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО РЕЖИМА В НЕДРАХ НЕФТЕГАЗОНОСНЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ

Термальный режим нашей планеты на протяжении большого периода времени является предметом дискуссий и изучения. Если в настоящее время можно более или менее определенно говорить о состоянии Земли и ее эволюции в течение геологического этапа развития, то в отношении состояния ее в течение космического этапа развития приходится ограничиваться догадками и умозаключениями.

Еще древнегреческие философы, представляющие две антагонистические школы — плутонистов и непунистов — по-разному объясняли внутреннее состояние Земли и роль подземного тепла в геологических процессах. Так, в отличие от Фалеса (около 624—547 гг. до н. э.) — непуниста, основателя милетской школы, считавшего воду единым материальным первоначалом, плутонист Гераклит Эфесский (около 530—470 гг. до н. э.) считал, что мир был, есть и будет вечно живым огнем. По его мнению, огонь проникает всюду, огонь превращается в море, от возгорания поднимающихся паров образуется Солнце и т. д.

Другой представитель плутонистов Эмпедокл из Агриджента (Сицилия), живший в 490—430 гг. до нашей эры, все существующее рассматривал происходящим из четырех стихий и считал ядро Земли находящимся в огненножидком состоянии. По-видимому, вулканическая природа Сицилии и вообще проявление вулканической деятельности в средиземноморском поясе послужили одним из оснований для суждений плутонистов. Борьба мнений плутонистов и неплутонистов продолжалась в течение многих веков.

Великий русский ученый М. В. Ломоносов, должным образом оценивая значение различных геологических агентов, придавал исключительно важное значение роли подземного тепла. Ломоносов в своих трудах «О вольном движении воздуха, в рудниках примеченном» (1744), «Слово о рождении металлов от трясения Земли» (1757) и «О слоях земных» (1763) говорит о земном тепле как о важном источнике эндогенных процессов. Так, в своем произведении «О слоях земных» он писал, что «сила, поднявшая таковую тяжесть (речь идет о процессах горообразования — Ш. М.), ничему, по действиям

послушницы божьих повелений — натуры, приписана быть не может, как господствующему жару в земной утробе, когда и ныне еще он, якобы еще ослабевший через многие века, часто движет целые государства и перемещает вид лица земного, то можно легко рассудить, коль могущ был в своих первых силах».

Созданные позже космогонические гипотезы по-разному трактуют состояние Земли в момент ее образования. Если по наиболее распространенной в XIX в. космогонической гипотезе французского математика Пьера Лапласа Земля в момент образования пребывала в огненножидком состоянии и такому представлению соответствовала господствовавшая в геологической науке в течение многих десятилетий контракционная гипотеза, то по представлениям акад. О. Ю. Шмидта Земля в момент образования была холодной и ее температура не превышала  $4^{\circ}\text{C}$ . Независимо от Шмидта гипотезы, основывающиеся на предположении о «холодном» образовании Земли, разработаны за последние десятилетия Ф. Вейцекером, Тер-Хааром, Кийпером и др.

Они так же, как О. Ю. Шмидт, исходят из представления о гравитационной конденсации мелких холодных частиц облака (у Шмидта — облако холодной космической пыли, у последних — газовое облако). Следует отметить, что и В. И. Вернадский не разделял точки зрения об огненножидком состоянии Земли в момент ее образования.

Какой бы точки зрения ни придерживались ученые относительно состояния Земли в течение космической стадии ее развития, остается бесспорным, что первые периоды развития Земли ознаменовались в общих чертах завершением процесса дифференциации вещества Земли и образованием холодной атмосферы вокруг нее, появлением гидросферы, образованием и постепенным утолщением земной коры, оформлением мантии и ядра Земли. В. Е. Хаин (1964) справедливо отмечает, что «процесс дифференциации не закончился на догеологической стадии развития Земли, как это рисовалось старыми космогоническими гипотезами, а растянулся также на всю ее геологическую историю, составляя одну из основных, определяющих черт этой истории».

В течение геологического этапа развития Земли Солнце регулировало тепловую жизнь поверхности Земли и самых верхних слоев земной коры. Солнце является основным источником тепла для поверхности Земли и в настоящее время. Является ли внутренняя температура Земли «унаследованной» от Солнца или она есть результат определенных процессов, протекающих в недрах Земли? Каковы источники внутреннего тепла Земли? Чтобы ответить на эти вопросы, прежде всего следует отметить, что поскольку по наиболее распространенным взглядам Солнце и Земля представляются образованиями, возникшими в результате развития единой субстанции, единой газовой или газо-пылевой материи и поскольку Солнце оказалось центральным членом образовавшейся планетной системы, регулирующим жизнь планет и всей системы, то «унаследование» должно иметь место.

Наряду с этим Земля должна была развиваться по-своему, т. е. как планета, а не как Солнце (или не как звезды).

Акад. В. Г. Фесенков (1953), касаясь вопроса о природе звезд и холодных планет, писал, что «... единственное различие между звездой и планетой заключается в том, что они имеют разные массы. Тело малой массы само по себе холодное и в нем не могут происходить никакие ядерные реакции. Но если увеличить массу этого тела до размеров примерно  $1/20$  массы Солнца, то внутренняя температура его, а также давление повысятся настолько, что станут возможными ядерные реакции. Такое тело будет уже звездой, т. е. самосветящимся телом». В соответствии с изложенным ясно, что размеры Земли, ее масса не обуславливают ядерные реакции внутри нее и она поэтому относится к категории холодных планет. Исходя из истории развития Земли, внутреннюю температуру ее следует объяснить, с одной стороны, уплотнением вещества Земли, которое происходило медленно и непрерывно в течение космической стадии развития Земли и которое имеет место и в настоящее время, и соответственным повышением давления; с другой же стороны, — протекающими внутри Земли процессами, порождающими тепло. Одновременно необходимо учитывать, что термальная жизнь земной коры и внутренних частей Земли, по-видимому, существенно различна. Если в земной коре и в верхней мантии происходят интенсивные процессы радиоактивного распада с выделением больших количеств тепла и одновременно имеет место большой отток тепла в атмосферу, то во внутренних геосферах термальная жизнь, видимо, носит более умеренный характер.

Самые же верхние слои земной коры на протяжении многих геологических веков испытывают медленное охлаждение. По-видимому, права Е. А. Любимова (1959), считающая, что недра Земли глубже 500—1000 км пока постоянно и медленно разогреваются, т. е. в течение одного миллиарда лет температура этих недр повысилась на 200° С. По ее мнению, из этих глубоких недр Земли вследствие слабой теплопроводности верхних слоев практически нет оттока тепла. Вместе с тем, как она справедливо полагает, происходит остывание наружных частей Земли.

Современное тепловое состояние Земли как космического тела в целом и ее отдельных обширных регионов является результатом длительного космического и геологического развития.

В настоящее время основным критерием для суждения о тепловом состоянии недр Земли является тепловой поток, идущий непрерывно с больших глубин. Кроме того, периодические извержения вулканов и некоторые другие процессы позволяют получить определенную информацию для суждения о внутренней температуре Земли. Непосредственное измерение температуры ныне возможно до глубин 5—6 км, а в некоторых районах и глубже, т. е. до забоев сверхглубоких скважин, пробуренных в нашей стране и за рубежом. О температуре более глубоких зон пока судят на основании экстраполяции и теоретических расчетов.

По результатам же изучения тепловых потоков и соответствующих расчетов, как справедливо отметил И. Д. Дергунов (1959), нельзя судить о первоначальном тепловом состоянии Земли и, следовательно, нельзя составить правильного представления о термальной истории Земли. Е. А. Любимова термальное состояние Земли связывает с ее возрастом. По ее мнению, возраст Земли в 5 млрд. лет является маловероятным, так как в этом случае ее тепловыделение было бы слишком большим (1956).

Выше мы уже отметили, что внутреннюю температуру Земли следует объяснить, с одной стороны, процессами уплотнения Земли, в основном имевшими значение в начальный период образования и развития Земли, и источниками тепла внутри Земли. Вопрос о внутренних источниках тепла по-разному освещался различными исследователями. Взгляды на этот счет с течением времени претерпевали серьезную эволюцию. В настоящее время основными источниками внутреннего тепла Земли считаются: радиоактивный распад, гравитационные процессы, химические реакции, обусловленные наличием различных полезных ископаемых, диагенез осадков, кристаллизация, тепловой эффект, обусловленный космическими причинами, в частности изменением вращения Земли, и др.

Внешними источниками энергии, в соответствии со взглядами ряда ученых, в частности, Б. Н. Достовалова, следует считать солнечную радиацию, корпускулярное излучение Солнца и излучение звезд.

Общепризнанным является положение, что важнейшим источником тепловой энергии внутри Земли служит радиоактивный распад.

Акад. В. И. Вернадский считал, что в гранитной оболочке и в низах метаморфической встречаются магматические очаги, происхождение которых, возможно, связано с нейтральными реакциями радиоактивного распада. Ниже этой поверхности, в оболочке тяжелых силикатных образований, температура с углублением должна понижаться, ибо, насколько известно, источник теплоты — количество радиоактивных атомов — быстро уменьшается. Температура металлического ядра, вероятно, сравнительно низкая. Может быть, ядро холодное.

Значение радиоактивного распада как источника теплоты подчеркивалось и многими другими исследователями. В этой связи решающим является концентрация урана  $U^{238}$ , актиноурана  $U^{235}$ , тория  $Th^{232}$  и калия  $K^{40}$  в различных зонах Земли.

По данным акад. А. П. Виноградова, средние значения радиоактивных элементов в земной коре представляются следующими: на 1 г породы приходится урана  $1 \cdot 10^{-6}$  г, тория  $7 \cdot 10^{-6}$  г и калия  $K^{40}$   $1,5 \cdot 10^{-2}$  г. Одновременно с этим известно, что концентрация радиоактивных элементов уменьшается с глубиной, при этом максимальное содержание отмечается в кислых породах, а минимальное в ультраосновных.

По А. П. Виноградову, содержание радиоактивных элементов в базальтах приблизительно в 10 раз меньше, чем в гранитах. Ультра-

основные породы, которые залегают за пределами земной коры и принадлежат мантии Земли, содержат радиоактивных элементов приблизительно в 100 раз меньше, чем базальты. Каменные метеориты по содержанию урана, тория и калия  $K^{40}$  близки к ультраосновным породам.

Зона радиоактивных превращений оценивается по-разному. Некоторые исследователи (Рэлэй — 1906, В. Г. Хлопин — 1937) считают, что радиоактивные превращения протекают в основном в земной коре и что тепло, порождаемое этим путем в слое мощностью около 100 км от поверхности, превосходит поток тепла, отдаваемый Землей в мировое пространство.

По мнению других исследователей, радиоактивный распад имеет место и в подкоровом слое, а концентрация радиоактивных элементов в других геосферах резко падает. Если бы в других геосферах радиоактивный распад имел такой же масштаб, как в земной коре и в верхней мантии, то выделенное тепло расплавило бы земной шар. Тем не менее строение Земли дает основание полагать, что Земля не была полностью расплавлена.

Акад. А. П. Виноградов отмечал, что «в течение всей эволюции Земли идет грандиозный единый радиальный процесс выплавления и дегазации вещества мантии под действием радиоактивного тепла. Этот процесс ответственен за образование континентов, горных сооружений, опусканий и подъема платформы, за образование геосинклиналей и океана — всех наиболее глубоких геологических превращений. Благодаря этому вечному механизму выплавления и дегазации бездонной мантии образуются оболочки Земли...» (1962). А. П. Виноградов писал, что «... основным источником тепла планеты, как все понимают, были  $K^{40}$ ,  $U^{235}$ ,  $U^{238}$ ,  $T^{232}$ . В первые годы жизни Земли, т. е.  $4,7 \cdot 10^9$  лет тому назад, они генерировали тепло в результате радиоактивного распада в 8—9 раз больше, чем сегодня» (1962). Далее исследователь приводит данные о генерации в Земле и потере тепла. Он указывает, что в наше время ежегодно в Земле генерируется тепла  $7 \cdot 10^{27}$  эрг, а потеря составляет  $\sim 9 \cdot 10^{27}$  эрг/год. Таким образом, из этих данных следует, что в настоящее время Земля переживает период остывания.

Г. В. Войткевич (1961), говоря о быстром внутреннем нагреве первичной Земли (4,5—5 млрд. лет тому назад) отмечает, что «... быстрый процесс привел к дифференциации, охватившей большую часть объема Земли. После максимального нагрева произошло быстрое охлаждение, связанное с дегазацией значительной части объема планеты, с дегидратацией и выносом значительного количества радиоактивных элементов в верхние части планеты. Данные изотопного состава метеоритного и земного свинца позволяют считать этот процесс для планет земной группы в основном синхронным. Дальнейшая термическая история Земли после первого этапа химического расслоения заключалась в повторном нагреве сравнительно неглубоких горизонтов планеты, максимум которого, вероятно, захватил уже геологическую часть докембрия. В дальнейшем Земля

продолжала медленно остывать, испытывая локальные нагревы или медленный глубинный разогрев, что мало отразилось на ходе общего процесса охлаждения». Однако существуют и другие точки зрения. Некоторые исследователи считают, что Земля пока еще не остывает. По их мнению, через 8—10 млрд. лет количество радиоактивных элементов уменьшится настолько, что может начаться остывание планеты.

Касаясь другого существенного источника внутреннего тепла Земли, а именно сил гравитации, вызывающих тепловый эффект, следует иметь в виду удары падающих тел на поверхность Земли и ее сжатие под давлением прибавляющихся сверху слоев. Тепло, выделяемое в результате удара падающих тел, могло иметь существенное значение лишь в период формирования Земли как космического тела. Гравитационная энергия Земли оценивается рядом авторов довольно высокими цифрами. Так, Б. Н. Достовалов характеризует ее величиной  $13 \cdot 10^{20}$  кал/год. По его мнению, такой же цифрой следует оценивать и другой источник энергии, т. е. энергию, образующуюся в результате изменения скорости вращения Земли.

Вариация тепла в земной коре и в ее отдельных обширных регионах может быть результатом, с одной стороны, воздействия глубинного тепла и обусловленных им геологических процессов (избирательное неравномерное нагревание, дифференциация материала, горообразовательные процессы), а с другой — воздействия внешней энергии (имеются в виду самые верхние слои земной коры). В подобных процессах В. В. Белоусов видит причину волновых колебательных движений, обуславливающих образование отрицательных и положительных структурных форм. Таким образом, происходит конвекция больших территорий, т. е. зоны более нагретые поднимаются вверх и, наоборот, менее нагретые опускаются вниз и соответственно тепловой поток в молодых горных образованиях намного мощнее, чем на дне морей и океанов.

Некоторые исследователи считают, что если один процент лучистой энергии Солнца превратится в работу денудации, то процессы денудации будут проявляться в 10 раз мощнее орогенических процессов.

Остальные источники внутреннего тепла Земли, перечисленные выше, являются второстепенными, по существу производными в какой-то мере от основных источников тепла и обусловлены геологическим строением и историей геологического развития.

Тепловые поля, наблюдаемые ныне в различных регионах, в целом, несомненно, обусловлены тепловым потоком, направленным из глубин Земли к ее поверхности.

Тепло, получаемое Землей от внешних источников,<sup>30c</sup> играет весьма важную роль в термальной жизни самых верхних слоев Земли — до слоя постоянной температуры (в основном до глубин 15—20 м, а в районах развития многолетней мерзлоты глубже — до 400—500 м). Внешние источники тепла не отражаются глубже зоны

постоянной температуры и тем самым не влияют на баланс тепла внутри Земли.

Тепловой поток, поскольку он направлен из недр Земли к ее поверхности, обусловлен внутренними источниками тепла. Известно, что солнечная радиация дает баланс тепла, примерно в 2,5—3 тыс. раз превосходящий тепловой поток из недр Земли. Колоссальное количество тепловой энергии излучается Солнцем. Количество ее, поступающее на Землю, составляет  $5,4 \cdot 10^{31}$  эрг/год. Из этого количества энергии примерно 55% поглощается земной поверхностью и атмосферой, а 45% отражается и рассеивается в мировом пространстве.

Таким образом, тепловой поток из недр Земли, составляющий в год  $10^{28}$  эрг, намного уступает количеству поглощаемой атмосферой и поверхностью Земли солнечной энергии.

А. Н. Тихонов (1937) исследовал зависимость тепловых потоков и температуры в земной коре. Он достаточно убедительно показал, что независимо от того, является ли тепловой режим Земли стационарным или переменным, тепловые потоки у поверхности Земли будут мало различаться.

И. Д. Дергунов (1959), рассматривая вопрос о величине тепловых потоков на дне океана и на континентах и учитывая имевшиеся к тому времени данные географического распределения тепловых потоков относящиеся к отдельным частям Африки, Северной и Южной Америки, а также Атлантического и Тихого океанов, приходит к выводу о том, что нельзя считать величину теплового потока выше нормальной для районов развития горных сооружений и ниже нормальной на дне океанов. По его мнению, тепловые потоки на континенте и на дне океанов почти одинаковы, и выводы и обобщения, сделанные некоторыми зарубежными и нашими учеными по этому вопросу, неточны. И. Д. Дергунов, по-видимому, прав, ставя под сомнение возможность процесса конвекции больших площадей, объясняемой рядом ученых различием тепловых потоков.

В настоящее время бесспорным является положение, что тепловое поле Земли обусловлено в основном тепловым потоком из ее недр. Наряду с этим бесспорным является и факт, что процессы геологического развития влияют на изменение термального режима недр и обуславливают тепловые аномалии. А. Н. Тихонов (1966) отметил, что «... работы, выполненные в СССР, так же как и зарубежные, позволяют сделать вывод, что геотермические градиенты существенно зависят от тектонического строения». Теоретически термальный режим геосинклинальных областей изменяется гораздо интенсивнее, чем тепловой режим платформенных областей. Если платформенные области в течение геологического времени претерпевают относительно небольшое изменение, то геосинклинальные области изменяются существенно. Так, увеличение мощностей осадков в геосинклинальных областях и связанное с этим погружение их и увеличение петростатического давления не может не повлиять на тепловое состояние недр.

Процессы магматизма и орогенические движения, широко про-

являющиеся в геосинклинальных областях и не игравшие в истории геологического развития столь существенной роли в платформенных областях, несомненно, имеют влияние на тепловое развитие недр. По-видимому, бесспорным является и то, что значительно большая термальная активность геосинклинальных областей по сравнению с платформенными и другими тектонически иначе построенными областями земной коры обусловлена наличием гранитного ядра в горных сооружениях и соответственно интенсивными проявлениями радиоактивного распада.

Процессы образования тех или иных полезных ископаемых и присутствие их залежей в недрах не может не отразиться на термальном состоянии недр.

Наличие глубинных разломов накладывает отпечаток на тепловой режим недр. Если разломы служили путями миграции жидкостей и газообразных веществ, то тем самым они способствовали переносу глубинного тепла в вышележащие слои земной коры. И вообще, независимо от разломов, процессы подземного перемещения жидкостей и газов и инфильтрация атмосферных осадков с поверхности вглубь является причиной изменения теплового состояния недр. Зона водообмена также влияет на величину геотермической ступени: глубина ее залегания, ее особенности и в целом гидрогеологический фактор оказывают существенное влияние на термальное состояние верхних слоев земной коры.

Как показали исследования многих авторов, термальная активность щитов, платформенных и геосинклинальных областей весьма различна. В каждой из этих геотектонических единиц наблюдаются различные закономерности распределения тепла в их недрах. Как и следовало ожидать, величины геотермического градиента являются минимальными в областях развития древних кристаллических щитов, несколько выше в районах платформ и древних геосинклинальных областей и высокими в районах молодых платформенных областей (альпийский тектогенез). Аналогичная картина наблюдается и в отношении величины теплового потока. Так, по данным некоторых исследователей, в районах кристаллических щитов величина геотермического градиента выражается цифрами  $0,59-0,90^{\circ}\text{C}/100\text{ м}$ . Тепловой поток на Украинском щите равен  $0,70-0,80 \cdot 10^{-6}\text{ кал}/\text{см}^2\text{сек}$ , на Балтийском и Канадском щитах соответственно  $0,76-0,80 \times 10^{-6}\text{ кал}/\text{см}^2\text{ сек}$ .

По данным С. А. Красковского (1959), приближенная средняя величина геотермического градиента, определенная согласно измерениям в кристаллических породах, составляет  $12^{\circ}\text{C}/\text{км}$ .

В районах палеозойских и мезозойских платформ величина градиента  $0,95-2,50^{\circ}\text{C}/100\text{ м}$ .

В районах альпийской геосинклинали геотермический градиент равен  $2,50-10,00^{\circ}\text{C}/100\text{ м}$  и более, а тепловой поток достигает значения  $2,15 \cdot 10^{-6}\text{ кал}/\text{см}^2\text{сек}$ .

По данным Е. А. Любимовой (1956), средний тепловой поток на континентах составляет  $1,43 \cdot 10^{-6}\text{ кал}/\text{см}^2\text{сек}$ ; мировое средне-

арифметическое значение составляет  $1,5 \cdot 10^{-6}$  кал/см<sup>2</sup>сек. Е. А. Любимова отмечает также, что по мировым данным слабые тепловые потоки приурочены к древним кристаллическим щитам, а мощные — к орогеническим образованиям и, в частности, к хребтам океанических валов.

Тепловой поток, поступающий с больших глубин горных сооружений, в верхних слоях распределяется уже в зависимости от ряда факторов и, в частности, от геологического строения.

Происходят ли тепловые реакции и имеет ли место нарушение теплового режима в недрах нефтегазовых месторождений, обусловленные наличием и разработкой залежей нефти и газа? Являются ли нефть и газ источниками тепловых реакций? Если да, то каково значение нефти и газа, как фактора, обуславливающего эти реакции? Попытаемся вкратце ответить на эти вопросы.

Прежде всего следует признать, что процессы нефтегазообразования протекают в условиях эндотермических реакций, и тепло в результате процессов нефтеобразования возникнуть не может. Процессы накопления исходного органического вещества, его постепенное уплотнение и погружение в более глубокие зоны, процессы переработки этого вещества в нефть и газ могут протекать в условиях высоких температур. Для процессов нефтегазообразования недостаточно тепла естественного теплового поля, необходимы более высокие температуры, необходимо действие локального теплового очага.

Так как процессы нефтегазообразования протекают в условиях эндотермических реакций, этим главным образом, по-видимому, следует объяснить то, что региональный тепловой режим нефтегазоносных областей характеризуется меньшими значениями температур, чем в районах, не содержащих залежей нефти и газа.

Однако в пределах непосредственно нефтегазоносных месторождений имеют место процессы, повышающие и понижающие температуру нефтеносных недр. В частности, само присутствие залежи нефти является причиной экзотермических реакций, и соответственно районы расположения нефтегазовых залежей на фоне регионального теплового поля выделяются положительной аномалией теплового поля.

А. И. Хребтов (1959), обстоятельно разбирая некоторые положения, относящиеся к этой проблеме, в частности, вопрос о влиянии газообразования и перемещения газа из газонефтепроизводящих свит в породы коллектора, отмечает, что «... величина упругости растворенного в порах газоматеринских глинистых пород газа и горное давление на этой же глубине чаще всего бывают одинаковы. Сокращение дефицита упругости растворенного газа за счет растворения формирующихся газообразных углеводородов дополнительной работы не требует, а потому протекает без повышения температуры как самого газа, так и воды, в которой он растворяется. Дальнейшее газообразование ведет к увеличению внутренних давлений в эле-

ментарных объемах газоматеринской породы и к повышению температуры в соответствии с законом адиабатного изменения состояния газа».

И. Кенигсбергер считал, что химические реакции, протекающие в нефти, могут быть причиной повышенных температур в недрах, при этом чем ближе к поверхности залегают нефть, тем более ощутимы результаты химических реакций. Им были сделаны на этом основании неосторожные практические выводы: по его мнению, если величина геотермической ступени нормальна (30 м или больше), то наличие залежей нефти на глубинах менее 1500 м маловероятно. Если же геотермическая ступень имеет величину меньше нормальной, то можно ожидать наличия залежей нефти на незначительных глубинах. Кенигсбергер, учитывая, что процесс нефтегазообразования происходил в далекие геологические времена, видимо, склонен игнорировать значение тепловых реакций, протекавших в связи с нефтеобразованием. Главную причину повышенных температур он склонен видеть в окислении нефти. Он указывает, что с этим объяснением согласуется и то положение, что чем глубже залегают нефть, тем величина геотермической ступени более приближается к нормальному значению, а чем ближе залежь нефти к поверхности, тем интенсивнее происходит образование тепла и усиливается его влияние на геотермическую ступень. Следует отметить, что на нефтяных месторождениях Азербайджана и в ряде других нефтегазоносных областей наблюдаются относительно низкие значения геотермической ступени для небольших глубин. Например, в Азербайджане до глубины 500 м величина геотермической ступени выражается цифрами 17—30 м°С, с увеличением же глубины величина геотермической ступени возрастает. Однако это не означает образования дополнительного тепла вследствие окисления нефти и влияния этого тепла на величину геотермической ступени.

Точку зрения Кенигсбергера на образование тепла в результате химических реакций, протекающих в нефти, разделял Неймаер. Он считает, что избыток тепла на месторождениях нефти, угля и др. возникает под действием происходящих в настоящее время в недрах химических процессов.

К. Крейчи-Граф (1934) не придерживается мнения о связи распределения температуры и величины геотермической ступени с теплом химических реакций.

Более обстоятельно и убедительно этот вопрос рассмотрен А. Ф. Добрянским. Он подчеркивает, что «в среде нефтяных залегающих происходят какие-то процессы, сопровождающиеся выделением тепла, т. е. протекают экзотермические реакции». Разбирая вопрос выделения тепла в результате окисления нефти, А. Ф. Добрянский считает, что гипотеза о повышении температуры в связи с процессом окисления мало правдоподобна и что прямой зависимости между геотермически низким градиентом и содержанием в нефти кислот не наблюдается, хотя, казалось бы, и можно было ожидать существования этой зависимости. Свое опровержение гипотезы об

окислении нефти в пластах А. Ф. Добрянский частично обосновывает тем, что медленный процесс окисления нефти невозможен без образования промежуточных продуктов окисления, например спиртов или альдегидов.

Далее, по А. Ф. Добрянскому, источником тепла могут быть также химические реакции, не связанные с действием кислорода. Сюда относятся, например, действие серы, т. е. осернение нефти в той или иной форме, но главным образом процессы, сопровождающие внутреннее изменение строения молекулы. К этим процессам относятся полимеризация и гидрогенизация.

Возражения А. Ф. Добрянского против возможности окисления нефти в пластах (точнее, в глубоководных залегающих пластах) разделяются и нами. Действительно, и в геологическом отношении подобные окислительные процессы для нефти, содержащейся в пластах, залегающих на больших глубинах, трудно предположить. Если бы представилось возможным установить химизм образования в нефти ароматических углеводородов, т. е. образуются ли они одновременно с превращением исходного органического вещества в нефть или же спирты и альдегиды, присутствующие в нефти, хотя и в очень малых количествах, создаются в результате последующей метаморфизации первичной нефти, то выяснение вопроса о возможности окисления нефти в недрах значительно облегчилось бы, так как с химической стороны определено установлена невозможность медленного окисления нефти без образования промежуточных продуктов окисления, каковыми являются спирты, альдегиды и др.

Вместе с тем в составе нефтяных газов присутствуют  $\text{CO}_2$ , что может свидетельствовать об окислительных процессах, протекающих в нефтяных залежах, так как  $\text{CO}_2$  можно рассматривать как конечный продукт окисления. Необходимо при этом учитывать, что  $\text{CO}_2$  может получиться и при распаде бикарбонатов. Но главным источником образования  $\text{CO}_2$  является мантия.  $\text{CO}_2$  поступает в верхние слои стратиферы вследствие дегазации мантии. Следует в связи с этим упомянуть о значительном содержании  $\text{CO}_2$  в верхних горизонтах так называемых открытых нефтегазоносных месторождений Апшеронского полуострова, таких как Балахано-Сабунчи-Раманинская площадь, о. Артема, Нефтяные Камни и др.

В личном письме одному из авторов настоящей монографии (Ш. Ф. Мехтиеву) А. Ф. Добрянский любезно сообщил свое мнение об источниках тепла, т. е. о процессах, связанных с образованием тепла в недрах нефтегазоносных районов. Эти источники перечислены ниже.

1. Тепло, выделяющееся при полимеризации активных компонентов нефти.
2. Тепло, выделяющееся при гидрогенизации ароматических циклов.

Интересно, что градиент близок к нормальному в районах геологически древней нефти (Пенсильвания, Канада и др.) и явно ненормален для молодых нефтей, например миоценовых и вообще третич-

ных отложений. Древние нефти богаты именно продуктами гидрирования, и в них процесс уже давно закончен.

3. Тепло внутренних перегруппировок соединений, богатых внутренней энергией, в конечном счете тепло, полученное от Солнца (через биогенные компоненты первичных форм нефти). Сюда относятся различные гидроксильные и сложноэфирные соединения, всегда обнаруживаемые в геологически молодых нефтях.

4. Тепло биогенных процессов, протекающих в нефти в наше время. Частично эти процессы протекают за счет скрытой энергии, потому что получающиеся в результате биогенных процессов новые соединения энергетически менее насыщены.

5. Тепло окислительных процессов.

Из всех этих источников тепла наиболее вероятными нам кажутся первый, второй и четвертый. Тепло третьего источника вряд ли может быть достаточно значительным, а пятый источник вообще сомнителен в общей форме, так как наличие газовой подушки полностью объясняет восстановительный характер нефтяных месторождений и исключает возможность окислительных процессов. Окисление может иметь местный характер, тогда как низкий градиент — скорее общее явление. Под геологически молодыми нефтями подразумеваем нефти, близкие к состоянию протонефти, независимо от реального геологического возраста. Состояние нефти и ее метаморфизм — функция не только времени, но и случайных местных условий. Но случайность, помноженная на время, может сделаться вероятностью или даже необходимостью, поэтому геологический возраст большей частью, но не всегда является определяющим свойства нефти.

Таким образом, мы вкратце рассмотрели вопрос о нефти, как об одном из источников тепла в недрах нефтегазосных районов. Как видно из изложенного, нефть и газ являются источниками тепловых реакций, и это представляется бесспорным. Однако для более полного освещения этого вопроса необходимы специальные исследования некоторых сторон его. Нуждаются в изучении с точки зрения тепловых реакций детали процессов нефтегазообразования. В частности, необходимо глубоко изучить процессы каталитического влияния глин на формирование углеводородов и изменение их состава в течение геологического времени. Как известно, вопросы каталитического влияния глин в процессах нефтегазообразования изучались А. В. Фростом и его учениками, но, к сожалению, осталось еще много неясного и нерешенного. З. Г. Зульфугаров, изучая адсорбционную способность глин, заметил, что наряду с адсорбцией паров бензольной головки происходят полимеризация и конденсация углеводородов. А. А. Бакиров, касаясь вопроса о каталитическом влиянии глин, отметил, что в природе (в недрах Земли) активные алюмосиликаты (глины) могут свободно адсорбировать углеводороды, полученные в результате различных реакций, и, полимеризуя их, конденсировать. Подобные процессы, связанные с полимеризацией и конденсацией углеводородов в глинах, также протекают с выделением тепла.

Как известно, на территории нефтегазоносных месторождений над залежами нефти и газа на поверхности наблюдается пониженная гамма-активность, а за контуром нефтеносности отмечается повышенная гамма-активность. Однако, если нефтегазоносный пласт обнажается, то непосредственные измерения показывают, что значение интенсивности гамма-излучений нефтеносного пласта выше, чем покрывающих нефтеносных пластов.

Нефтегазоносные площади, на которых имеются действующие грязевые вулканы, характеризуются более высокой интенсивностью гамма-излучений свежей сопочной брекчии по сравнению с окружающими породами. Сопочная брекчия прежних извержений отличается несколько пониженной интенсивностью гамма-излучений по сравнению со свежими сопочными брекчиями. По-видимому, высокая интенсивность гамма-излучений сопочной брекчии связана с содержанием в ее составе вынесенных из недр обломков нефтеносных пород с повышенным содержанием радиоактивных элементов.

Таким образом, нефтегазоносные пласты, обнажающиеся на поверхности, а также нефтеносные породы, вынесенные в составе сопочной брекчии грязевых вулканов, характеризуются высокой интенсивностью гамма-излучений. Над нефтяными же залежами повышенной гамма-активности не наблюдается, по-видимому, потому, что нефтегазоносные пласты сорбируют мигрирующие снизу радиоактивные элементы и не пропускают их выше. В этом вопросе, вероятно, правы исследователи, рассматривающие залежи нефти и газа в качестве экрана, задерживающего движение радиоактивных элементов в вертикальном направлении. Нас в данном случае интересуют не сами радиометрические аномалии над нефтяными залежами, а причины, их обуславливающие. Если эти аномалии связаны с тем, что нефтегазоносные пласты служат экраном для прохождения мигрирующих радиоактивных элементов и аккумулируют их в себе, то тем самым нефтегазоносный пласт приобретает дополнительный источник тепла.

Накопившиеся в нефтегазоносных пластах радиоактивные элементы постепенно и медленно распадаются, тем самым нефтяная залежь становится источником тепла в недрах нефтегазоносных площадей. Радиоактивный распад в нефтеносных пластах обуславливает образование дополнительного тепла.

Мы сделали также попытку выяснить возможную связь между повышенной температурой и возрастом пород и нефтей. К сожалению, пока наши наблюдения не позволяют определенно говорить о каких-либо закономерностях в распределении температур в зависимости от возраста нефтей. Во всяком случае мы полагаем, что не лишено оснований предположение о влиянии геологического возраста вмещающих пород на постепенное изменение состава содержащихся в них нефти и газа. Делать такое допущение по существу означает признать более эффективным действие различных геологических факторов, которые проявляются медленно и результаты которых становятся ощутимыми с течением геологического времени.

Резюмируя изложенное, можно отметить, что, начиная с момента нефтегазообразования, в процессе формирования залежей и миграции нефти и газа в породы-коллекторы, а также в процессе всей эксплуатационной жизни месторождения протекают реакции с выделением и поглощением тепла.

К реакциям, протекающим с существенным выделением тепла, нам кажется, следует отнести распад радиоактивных элементов, содержащихся в нефтях и заключающих их породах, гидрогенизацию ароматических циклов, полимеризацию отдельных компонентов нефти, деятельность анаэробных бактерий. В процессе миграции нефти в породы-коллекторы, видимо, также развивается тепло.

Э. Б. Чекалюк (1965) по этому поводу отмечает, что «...вертикальный перенос масс в земной коре, допускаемый сторонниками глубинного происхождения нефти, должен привести к заметным изменениям теплового поля в земной коре», и далее: «... строго горизонтальная миграция подземных вод не должна вызывать заметной деформации теплового поля Земли». Тем не менее Э. Б. Чекалюк считает, что «небольшие отклонения направления потока от горизонтального направления могут вызвать температурные аномалии». Если учесть, что в реальных геологических условиях в природе почти не наблюдается строго горизонтальной миграции, то можно допустить, что как вертикальная, так и латеральная миграция обуславливает изменение теплового поля отдельных регионов или по крайней мере вызывает местные температурные аномалии.

А. И. Хребтов (1959), рассматривая этот вопрос, правильно отметил, что «миграция газообразных и жидких веществ в горных породах может происходить только в стороны пониженных давлений. Процесс этот также адиабатический и сопровождается охлаждением газа, а следовательно, и нефтематеринской породы, из которой он мигрирует». Адиабатическое расширение и сжатие газов, происходящее преимущественно вследствие изменения давления в нефтегазоносных пластах, может обусловить тепловой эффект. Известно, что при фильтрации через пористую среду температура жидкости повышается, а температура газа падает. А. И. Хребтов отмечает, что в условиях средних глубин залегания пород температура мигрирующего газа снижается до отрицательных значений. Адиабатическими процессами следует объяснить тепловую характеристику газоконденсатных месторождений Зыря и Карадаг (Ашшеронский полуостров).

Далее, некоторые исследователи отмечают, что микробиологические процессы могут быть причиной реакций, протекающих в недрах нефтегазоносных пластов. На образование тепла в связи с деятельностью анаэробных бактерий в свое время обратил внимание Ш. Ф. Мехтиев (1945 г.). Н. А. Огильви (1959) отмечает, что возможны процессы восстановления сульфатов анаэробными бактериями в присутствии углеводов. Подобные процессы восстановления сульфатов, по его мнению, обуславливают выделение тепла, и потоки сульфатных вод, приходящих в соприкосновение с нефтяными

и газовыми залежами, могут перейти в бессульфатные сероводородные воды с образованием небольших экзотермических тепловых аномалий.

Тепловые аномалии, имеющие широкое распространение в нефтегазоносных районах, обусловили разработку и практическое применение термических методов поисков и разведки месторождений нефти и газа.

Как следует из вышеизложенного, аномальные геотермические условия в районах развития газонефтяных месторождений сложились под действием целого ряда факторов. К ним относятся наряду с самими залежами нефти и газа, обуславливающими тепловые реакции, геологическое строение (особенно тектоника и литология), пластовые воды и их динамичность, наличие участков разгрузки пластовых вод и областей питания водоносных пластов инфильтрационными водами. Необходимо учитывать направление и пути миграции нефти и газа в целом, адиабатическое расширение и сжатие газов, присутствие грязевых вулканов и др.

Однако необходимо четко разграничивать источники тепла и факторы, вызывающие тепловые реакции в недрах. Если нефть и газ являются источниками тепловых реакций, то литологический фактор (т. е. породы, в которых залегают углеводороды) сам по себе не является источником тепла, но играет, несомненно, важную роль в протекании тепловых реакций. Например, тепловые реакции, происходящие в процессе миграции нефти и газа, в значительной мере определяются литологией пород и их физико-химическими особенностями, или, например, тектонические разломы сами по себе не являются источниками тепла, но роль этого фактора в распределении тепла в недрах исключительно велика.

Выше мы говорили об источниках тепла в недрах нефтяных месторождений и о происходящих в них тепловых реакциях независимо от деятельности человека. Но температурный режим недр нефтяных месторождений нарушается и деятельностью человека. В течение всего периода бурения скважин и эксплуатации месторождений происходит медленное охлаждение недр. Охлаждаются как нефть и газ, так и породы, их вмещающие.

Процесс бурения нефтяных скважин, сопровождающийся систематической циркуляцией глинистого раствора в скважине, несомненно, оказывает охлаждающее влияние на температуру слоев, в которых ведется бурение. Аналогичное явление, т. е. охлаждение горных пород, происходит и в рудниках и шахтах в результате их вентиляции. Так, в одной скважине, пробуренной в Советабаде, повторное измерение температуры через 12 часов показало ее понижение почти на  $10^{\circ}\text{C}$ .

Вместе с тем возможно, что раздробление горных пород долотами вызывает незначительное повышение температуры в призабойной зоне, непосредственно прилегающей к стволу скважины. Но если даже это предположение оправдано, все же, по-видимому, нагревание пород в результате трения и раздробления их долотами незначи-

тельно и, естественно, не может противостоять охлаждающему влиянию циркулирующей промывочной жидкости.

Некоторые исследователи, считая, что в процессе бурения температура забоя скважин не нарушается и приближается к истинной температуре соответствующего пласта, рекомендуют измерять температуры в бурящихся скважинах только на забое. Один из пионеров геотермических исследований, Л. А. Ячевский, считал, что примерно двухнедельный промежуток времени по окончании бурения более чем достаточен для установления нормального термального режима в скважине. А. З. Бедчер (1959) на основании проведенных исследований термального режима нефтяных месторождений Кубани отмечает, что для восстановления нарушенного в процессе бурения термального режима необходимо 5—6 дней. Для выравнивания температуры в пробуренных неглубоких скважинах (глубиной 1000—1500 м), в которых не вскрыты нефтегазоносные пласты, по нашему мнению, достаточно 2—3 дней. В скважинах, глубина которых превышает 2000—3000 м и верхняя часть их не обсажена колонной труб, а нефтегазоносные пласты не изолированы, время, необходимое для установления теплового равновесия, составляет не менее 2—3 недели.

Кроме упомянутых выше факторов, влияющих на температурное состояние пластов, их режим нарушается также в процессе цементирования скважин (после спуска обсадных и эксплуатационных колонн). Как известно, процесс цементирования сопровождается значительным выделением тепла, которое, очевидно, вызывает повышение на некоторое время температуры окружающих пород. На этом и основаны измерения температуры электротермометром при определении высоты подъема цементного раствора после проведения изоляционных работ.

В последние годы результаты геотермических исследований широко используются для выяснения роли процесса заводнения в изменении термального состояния недр нефтегазоносных площадей. Еще в самом начале применения вторичных методов добычи нефти и главным образом закачки огромных количеств воды для поддержания давления в нефтегазоносных пластах высказывались опасения о возможном охлаждении недр под влиянием закачиваемой холодной воды. Позже путем анализа накопленных фактических данных было высказано более определенное мнение об охлаждении недр и изменении в связи с этим качеств нефти в пластовых условиях. Снижение температуры пластовых жидкостей в результате закачки в нефтяной пласт большого количества холодной воды отмечено еще в 1949 г. М. Ф. Беляковым. Доказано, что закачка в пласт холодной воды и различные методы теплового воздействия влияют и на процессы разработки залежей в целом.

Вопросы влияния закачиваемой холодной воды на температурный режим недр нефтегазоносных месторождений подробно освещены в докторской диссертации М. А. Пудовкина (1964) и в кандидатской диссертации А. И. Маркова (1966).

Ежегодное закачивание в нефтеносные пласты огромного количества воды (так, только за более поздние годы примерно в 60 нефтеносных объектов было закачано свыше 24 млн. м<sup>3</sup> холодной воды) оказывает значительное охлаждающее влияние на них. Показано, что в результате закачки холодной воды из пластовой нефти могут выделяться парафины, асфальтены, смолы и др., что может привести к резкому уменьшению проницаемости пласта.

Температура и давление в пластах — наиболее постоянные факторы, определяющие закономерную связь изменения качеств нефти с глубиной залегания.

На основе изучения накопленного фактического материала в процессе искусственного заводнения продуктивных пластов Ромашкинского месторождения также установлено снижение температуры пластовой жидкости в эксплуатационных скважинах. Однако некоторые исследователи считают, что охлаждающее влияние закачиваемой воды распространяется в пласте на незначительное расстояние, и склонны считать, что значение этого фактора весьма ограничено. Так, на примере изучения термальных условий одной из площадей Ромашкинского месторождения отмечено, что в результате закачки на протяжении 3 лет холодной воды температура пластовой жидкости на расстоянии 500 м от нагнетательных скважин не изменилась. Э. Б. Чекалюк придерживается другой точки зрения в этом вопросе. Он отмечает, что «после остановки нагнетательной скважины, работающей длительное время, через одну — две недели в пределах интервалов поглощения образуются четко выраженные отрицательные температурные аномалии, так как принимающий пласт охлаждается на большом расстоянии от скважины и сохраняет холод иногда годами» (1965).

А. З. Бедчер (1959), рассматривая этот вопрос на материалах месторождений Кубани, также отметил, что пласты, в которые нагнетается вода, выделяются четкими депрессиями температур.

В настоящее время, пожалуй, едва ли можно сомневаться в том, что закачиваемая в пласт холодная вода может повлечь за собой охлаждение недр. Однако необходимо при этом учитывать фактор времени и стадию разработки. Известно, что существует взаимосвязь между тепловым балансом и энергетическим потенциалом любой нефтегазовой залежи. В связи с этим тепловую историю разрабатываемых пластов можно разбить на две основные стадии, которые в сущности могут составлять один геотермический цикл: 1) стадия, когда  $p_{пл} > p_{нас}$ , и 2) стадия, когда  $p_{пл} < p_{нас}$ . Переход от второй стадии к первой будет тормозить снижение уровня  $T_{пл}$ , а при  $p_{пл} \geq p_{нас}$  (на второй стадии разработки) приведет к стабилизации переформировавшегося теплового режима.

Если  $p_{пл}$  непродолжительное время было ниже  $p_{нас}$  и при этом адиабатический процесс привел к незначительным изменениям  $T_{пл}$ , а затем в результате проводимого искусственного воздействия на залежь путем закачки воды в пласт  $p_{пл}$  стало равным или большим  $p_{нас}$ , то  $T_{пл}$  стабилизируется. Так заканчивается первый геотер-

мический цикл. Далее, в случае снижения объема закачиваемой воды в пласт и увеличения отношения отбираемой продукции к объему закачки может произойти значительное падение  $p_{пл}$ , что, естественно, приведет к снижению  $T_{пл}$  на чувствительную величину. Этот этап будет началом второго геотермического цикла. Таким образом, учитывая основные этапы в изменении теплового режима, можно создать различные варианты тепловых аномалий.

Представленная вариационная схема имеет теоретическую базу и практическую основу. В 1967 г. было показано на примере ПК свиты Бузовны-Маштагинского месторождения, что поддержание пластового давления путем закачки воды дает возможность сохранить почти без существенных изменений и тепловое состояние недр. Во всяком случае понижение температуры происходит несравненно меньшее, чем до закачки воды в пласт.

Для изучения изменения температуры ПК свиты в процессе разработки были собраны и обработаны данные 1300 замеров, проведенных максимальным термометром. Удалось установить, что температура ПК свиты на начальной стадии разработки (1947 г.) составляла 68—72° С. В 1952—1953 гг. температура составила 51—52° С. Следовательно, в пределах Бузовны-Маштагинского месторождения в свите ПК температура пласта за пять лет (март 1947 г. — февраль 1952 г.) снизилась в среднем на 20° С. Такой темп снижения температуры обусловлен резким падением пластового давления — с 200 до 100 кг/см<sup>2</sup> и выделением большого количества газа. На этом заканчивается первый и основной этап геотермического цикла тепловой истории разрабатываемой залежи. Именно он и определяет величину коэффициента нефтеотдачи пласта, использование геологических запасов, дебиты нефти.

Резюмируя изложенное о влиянии закачки холодной воды на тепловой режим недр нефтегазоносных областей, следует отметить, что в принципе закачка воды может привести к охлаждению недр. Однако в связи с тем, что закачиваемая холодная вода поддерживает давление в нефтегазоносном пласте и, следовательно, способствует поддержанию энергетического потенциала залежи, естественно, что чем больше количество закачиваемой воды, тем меньше темп снижения температуры.

Наряду с искусственным заводнением нефтегазоносных пластов следует учесть возможность естественной фильтрации атмосферных вод в нефтеносные пласты в областях их питания. В частности, для серии пластов продуктивной толщи Апшеронского полуострова областью питания атмосферными осадками является северо-западная часть Апшерона. Инфильтрационные воды также воздействуют на пласты и, несомненно, оказывают охлаждающее влияние.

При рассмотрении факторов, вызывающих те или иные тепловые реакции в недрах, следует должным образом оценить значение грязевулканической деятельности и гидротермальных проявлений.

Грязевые вулканы, широко развитые на территории Азербайджана и в некоторых других районах нашей страны, на протяжении

длительного времени служат путями выхода в атмосферу значительных количеств газа и тем самым способствуют снижению давления в залежах нефти, газа и воды. По подсчетам Ф. Г. Дадашева, в периоды пароксизма и относительного покоя грязевые вулканы Азербайджана выбросили в атмосферу  $10^{15}$  м<sup>3</sup> газа. Наряду с газом грязевые вулканы выносят на поверхность значительные количества пластовых термальных вод, а также и нефти. Выделение газа влечет за собой уменьшение давления в нефтегазовых и водоносных пластах (имеются в виду водоносные пласты, в которых присутствуют большие количества газа) и вызывает соответствующие адиабатические процессы. Одновременно газы выносят на поверхность тепло недр и тем самым способствуют их охлаждению.

Аналогичную функцию выполняют и другие выбросы грязевых вулканов — флюиды и сопочная брекчия.

Гейзеры и минеральные источники, а также выходы горячих минерализованных вод нефтегазовых отложений, добыча глубоко залегающих термальных промышленных вод (в частности, для получения йода, брома и др.) и водообмен в верхних слоях играют определенную роль в термальной жизни недр верхних слоев земной коры.

Многочисленные минеральные источники, расположенные на территории Талыша, Большого и Малого Кавказа, а также выходы горячих минерализованных вод и горячих буровых вод играют определенную роль в тепловом режиме недр Азербайджана. Термальная вода выносит на поверхность тепло недр и способствует постепенному охлаждению их. Баланс тепла, выделяемого таким путем, исчисляется довольно значительными цифрами. Так, минеральные источники Талыша, температура которых достигает в отдельных случаях  $64^{\circ}$  С, характеризуются дебитом почти до 5 млн. л в сутки (Ленкоранский, Массалинский, Астаринский источники). Это означает, что термальные минеральные источники Талыша выносят примерно  $8 \cdot 10^{21}$  эрг тепла в год.

Термальные минеральные источники Кельбаджарского района, имеющие дебит свыше 1 млн. л в сутки, выходят на поверхность с различной температурой. В одной из скважин Багырсахского участка на глубине 100—200 м наблюдается температура воды  $80^{\circ}$  С. В районе курорта Истису в скважине на глубине 300—350 м отмечена температура воды около  $75^{\circ}$  С. Эти источники выносят тепла почти  $2 \cdot 10^{21}$  эрг/год.

Если учесть все термальные минеральные источники Азербайджана, то, по-видимому, они выносят тепла из недр не менее  $10^{22}$  эрг/год.

Термальные воды Азербайджана, извлекаемые на поверхность при бурении нефтяных скважин, имеющие температуру примерно от  $40$ — $45$  до  $80$ — $90^{\circ}$  С и больше, с общим дебитом около  $75$ — $80$  млн. м<sup>3</sup> в год, выносят тепла около  $3 \cdot 10^{22}$  эрг/год.

Таким образом, минеральные и буровые термальные воды выносят на поверхность примерно  $4 \cdot 10^{22}$  эрг тепла в год и тем самым способствуют охлаждению недр.

Условные обозначения \*

- $A = \frac{1}{427}$  ккал/кг·м — тепловой коэффициент механической работы;  
 $A_1$  — амплитуда колебания температуры;  
 $A_i$  — коэффициенты ( $i = 1, 2, \dots, n$ );  
 $a_i$  — весовая функция;  
 $a_7$  — коэффициент теплоотдачи от нефти к стенкам подъемной трубы;  
 $B_i$  и  $b_i$  — коэффициенты ( $i = 1, 2, \dots, n$ );  
 $C_i$  — постоянные интегрирования ( $i = 1, 2, \dots, n$ );  
 $c_V$  — теплоемкость при постоянном объеме; то же для газовой фазы двухфазной жидкости;  
 $c'_V$  — теплоемкость при постоянном объеме жидкой фазы двухфазной жидкости;  
 $c_p$  или  $c$  — теплоемкость при постоянном давлении;  
 $c_p^0$  — теплоемкость газа при нормальных условиях;  
 $\Delta c_p$  — приращение теплоемкости газа при  $p$  и  $T$ ;

$$\Delta c_p = c_p(p, T) - c_p^0;$$

- $c_{s1}$  — теплоемкость пористой среды в пределах «водного слоя»;  
 $c_{s2}$  — то же вне «водного слоя»;  
 $(c_i)_0$  — концентрация компонента  $i$  на глубине  $z = 0$ ;  
 $c_1, c_3$  и  $c_8$  — концентрации соответственно легкого, среднего и тяжелого компонентов условной тройной системы;  
 $D = 2r_0$  — диаметр эксплуатационной скважины;  
 $D_{11}$  — внутренний диаметр бурильной колонны;  
 $D_{12}$  — наружный диаметр бурильной колонны;  
 $D_2$  — диаметр бурящейся скважины;  
 $d$  — диаметр зерен материала среды;  
 $d = 2R_1$  — диаметр капилляра вискозиметра;  
 $d_{10}$  — диаметр плунжера глубинного насоса;  
 $d_*$  — эквивалентный диаметр зерен материала среды;  
 $E$  — модуль упругости;  
 $e$  — расстояние по радиусу от оси колонны, на котором напряжения в массиве остаются постоянными;  
 $F$  — площадь поперечного сечения подъемных труб;  
 $f_1$  — относительная фазовая проницаемость для газа;  
 $f_4(s)$  — то же для конденсата;  
 $G$  — весовой дебит;  
 $G_7$  — дебит «водного слоя»;  
 $G_{70}$  — начальный дебит «водного слоя» (при времени  $t = 0$ );  
 $Gr$  — критерий Грасгофа;  
 $g$  — ускорение силы тяжести;  
 $g_*$  — геотермическая ступень, соответствующая характеристическому градиенту  $G_*$ ;  
 $H$  — глубина скважины;  
 $H(p)$  — функция Христиановича;  
 $h$  — мощность пласта;  
 $h_1$  — глубина, на которой наблюдается отложение парафина;  
 $i$  — индекс, показывающий число атомов углерода компонента углеводородной смеси;  
 $i = \sqrt{-1}$ ;  
 $i$  — энтальпия; энтальпия в поле силы тяжести;  
 $K$  — коэффициент теплопередачи; коэффициент продуктивности скважины; коэффициент адиабаты;  
 $K(0)$  — начальное значение коэффициента продуктивности газоконденсатной скважины (при времени  $t = 0$ );  
 $K(t)$  — текущее значение того же коэффициента (при времени  $t > 0$ );  
 $K_1$  — показатель консистенции;  
 $K''$  — коэффициент адиабаты двухфазной жидкости;  
 $k$  — проницаемость пористой среды;  
 $k_6$  — то же по воздуху;  
 $k_7$  — проницаемость пористой среды при фильтрации вязко-пластичной среды;  
 $L$  — длина бурильной колонны;  
 $l_1$  — длина капилляра вискозиметра;  
 $l_{10}$  — длина плунжера глубинного насоса;  
 $M$  — молекулярный вес;

\* Пояснения к обозначениям, мало используемым в настоящей книге, приводятся в тексте.

- $M_8$  — молекулярный вес *n*-октана;  
 $M_3$  — молекулярный вес третьего компонента условной тройной системы;  
 $M(x)$  — математическое ожидание;  
 $m$  — пористость; показатель неьютоновских свойств нефти;  
 $m_2$  — поправочный коэффициент, учитывающий потери тепла в кровлю и подошву пласта;  
 $N$  — число испытаний;  
 $n$  — коэффициент политропы;  
 $P$  — горное давление; вероятность появления случайной величины;  
 $\overline{P}$  — надежность устройства;  
 $Pg$  — критерий Прандтля;  
 $p$  — давление;  
 $p_1$  — давление до штуцера;  
 $p_2$  — давление после штуцера;  
 $p_3$  — давление на забое скважины;  
 $p_4$  — давление на контуре; пластовое давление;  
 $p_5$  — начальное давление на контуре (при времени  $t = 0$ ); давление начала конденсации;  
 $p_6$  — давление максимальной конденсации;  
 $p_8$  — давление однофазного состояния, определенное по треугольной диаграмме Гиббса;  
 $p_{8s}$  — давление начала конденсации газоконденсатной системы в точке  $r_0$ ;  
 $p_k$  — псевдокритическое давление;  
 $\Delta p_0$  — предельный перепад давления при течении вязко-пластичной среды;  
 $\Delta p_1$  — потери давления в капилляре вискозиметра;  
 $\Delta p_{10}$  — разность давления между концами плунжера глубинного насоса;  
 $\Delta p_I(z)$  — потери давления в бурильных трубах на расстоянии  $z$  от устья скважины;  
 $\Delta p_{II}(z)$  — то же, в кольцевом пространстве;  
 $Q$  — объемный дебит;  
 $Q_{z1}$  — дебит вязко-пластичной нефти до прогрева; расход вязко-пластичной среды через капилляр вискозиметра;  
 $Q_{z2}$  — дебит вязко-пластичной нефти после прогрева;  
 $q$  — расход тепла;  
 $q_0$  — тепловая мощность электронагревателя;  
 $R$  — радиус зоны теплового влияния;  
 $R_4$  — радиус «гидродинамического влияния»;  
 $R_2$  — радиус контура ограниченного кругового пласта; радиус контура питания; радиус газоконденсатного пласта, на котором  $s = s_0$ ;  
 $R_\psi$  — корреляционная функция;  
 $Re$  — число Рейнольдса;  
 $r$  — радиальная координата;  
 $r_0$  — радиус скважины;  
 $r_1$  — внутренний радиус трубы; внутренний радиус обсадной колонны; текущий радиус возмущенной зоны теплового поля;  
 $r_2$  — наружный радиус трубы; наружный радиус обсадной колонны; текущий радиус невозмущенной зоны теплового поля;  
 $r_3$  — внутренний радиус подъемных труб;  
 $r_4$  — наружный радиус подъемных труб;  
 $s$  — насыщенность пор жидкостью (конденсатом или нефтью);  
 $s_0$  — равновесная конденсатонасыщенность;  
 $T$  — абсолютная температура;  
 $T_0 = 273^\circ K$ ;  
 $T_1$  — температура на входе в штуцер;  
 $T_2$  — температура на устье эксплуатационной скважины; температура после штуцера;  
 $T_3$  — забойная температура; температура пористой среды на стенке скважины; температура, поддерживаемая на стенке скважины забойным подогревателем;  
 $T_4$  — пластовая температура; начальная температура пласта (при времени  $t = 0$ ); температура до подогрева;  
 $T_6$  — температура нефти на выходе из подогревателя;  
 $T_8 = 273^\circ K + t_8^0$  — температура плавления горных пород;  
 $T_{10}$  — температура кристаллизации парафина;  
 $T(1)$  — температура «водного слоя»;  
 $T(2)$  — температура вне «водного слоя»;  
 $T_s(z)$  или  $T(z)$  — геотермическое распределение температуры в горных породах;  
 $T_I(z)$  — температура в бурильных трубах;  
 $T_{II}(z)$  — температура в кольцевом пространстве скважины;  
 $T_{I2}$  — температура раствора на входе в бурильные трубы;  
 $T_{II2}$  — температура раствора на выходе из кольцевого пространства бурящейся скважины;  
 $T_{III}(z)$  — температура в подъемных трубах эксплуатационной скважины;

$T_*$  — характерная температура при прогреве призабойной зоны (в качестве этой температуры можно взять максимальную температуру на стенке скважины или температуру, выше которой вязкость нефти не подвергается существенному изменению);

$\bar{T}_*$  — безразмерная средняя интегральная температура пласта;

$\bar{T}$  — среднегодовая температура района;

$\Delta T_6$  — приrost температуры в подогревателе;

$t$  — время;

$t^0$  — температура в градусах Цельсия;

$U$  — внутренняя энергия;

$u$  — радиальное перемещение упругой среды;

$V_{s0}$  — объем стабильного конденсата, содержащегося при давлении  $p$  и температуре  $T$  в газоконденсатной системе;

$v$  — скорость фильтрации; тангенциальное перемещение упругой среды;

$v_1$  — скорость фильтрации газа;

$v_1$  — парциальный удельный объем;

$W_i$  — весовое содержание компонента  $i$  в смеси;

$w$  — скорость потока в трубах; осевое перемещение при упругих деформациях;

$w_I$  — средняя по сечению скорость в бурильных трубах;

$w_{II}$  — то же, в кольцевом пространстве бурящейся скважины;

$w_i$  — весовое содержание компонента  $i$  в многокомпонентной системе;

$x$  — весовое газосодержание; дискретная величина; абсцисса;

$y$  — ордината;

$Z$  — коэффициент сжимаемости газа;

$z$  — аплнката;

$\alpha$  — угол падения пласта; скрытая теплота парообразования;

$\alpha_0$  — угол наклона трубы;

$\alpha_i$  — коэффициент Джоуля—Томсона;

$\alpha_{\text{ли}}$  — коэффициент линейного температурного расширения;

$\beta$  — термический коэффициент объемного расширения;

$\beta_7$  — то же для воды;

$\beta_i$  — коэффициенты ( $i = 1, 2, \dots, n$ );

$\Gamma$  — геотермический градиент;

$\Gamma_*$  — характеристический градиент температуры при конвекции;

$\delta_{10}$  — зазор в плунжере глубинного насоса;

$\zeta$  — интенсивность внезапных отказов;

$\eta$  — структурная вязкость нефти;

$\eta_3$  — то же вязко-пластичной нефти;

$\kappa$  — температуропроводность;

$\kappa_3$  — температуропроводность породы;

$\Lambda$  — коэффициент теплопроводности;

$\Lambda_*$  — эффективная теплопроводность;

$\Lambda_3$  — коэффициент теплопроводности породы;

$\Lambda_{31}$  — коэффициент теплопроводности породы «водного слоя» в горизонтальном направлении;

$\Lambda_{32}$  — то же в вертикальном направлении;

$\Lambda_{33}$  — коэффициент теплопроводности породы вне «водного слоя» в горизонтальном направлении;

$\Lambda_{34}$  — то же в вертикальном направлении;

$\lambda$  — коэффициент гидравлического сопротивления; параметр в распределении Пуассона;

$\lambda_I$  — коэффициент гидравлического сопротивления в бурильных трубах;

$\lambda_{II}$  — то же в кольцевом пространстве бурящейся скважины;

$\mu$  — вязкость;

$\mu_*$  — коэффициент Пуассона;

$\mu_i$  — химический потенциал компонента  $i$  системы;

$\nu$  — кинематическая вязкость;

$\nu(p, T)$  — количество стабильного конденсата, растворенного в 1 м<sup>3</sup> газа в зависимости от давления и температуры;

$\Pi_1$  — конвективный критерий подобия;

$\pi = \frac{p}{p_k}$  — приведенное давление;

$\rho$  — плотность;

$\rho_0$  — плотность при стандартных условиях;

$\rho_1$  — плотность газа при  $p$  и  $T$ ;

$\rho_{10}$  — плотность газа при стандартных условиях;

$\rho_{\psi}$  — нормированная корреляционная функция;

$\sigma^2$  — дисперсия;

$\sigma_{rr}, \sigma_{\theta\theta}$  и  $\sigma_{zz}$  — нормальные термоупругие напряжения, направленные по осям  $r$ ,  $\theta$  и  $z$  соответственно;

$\sigma_0$  — термоупругие напряжения породы в точке  $r_0$ ;

- $\sigma_1$  — то же на расстоянии  $R$ ;  
 $\sigma_2$  — то же на расстоянии  $R_2$ ;  
 $T$  — приведенная температура;  
 $\tau = \frac{T}{T_K}$  — приведенная температура;  
 $\tau_0$  — статическое напряжение сдвига;  
 $\tau_1$  — динамическое напряжение сдвига;  
 $\tau_{0I}$  — динамическое напряжение сдвига раствора в бурильных трубах;  
 $\tau_{0II}$  — то же в кольцевом пространстве бурящейся скважины;  
 $\Phi$  — газовый фактор;  
 $\Phi_1$  — газоконденсатный фактор;  
 $\varphi(x)$  — плотность распределения величины  $x$ ;  
 $\varphi$  — коэффициент термодиффузии;  
 $\Omega$  — объем пор;  
 $\omega$  — частота колебания температуры.

И н д е к с ы. Цифровые индексы при символах показывают их значения для следующих материалов: 1 — для газа; 2 — вязкой нефти; 3 — вязко-пластичной нефти; 4 — конденсата; 5 — горной породы; 6 — воздуха; 7 — воды; 8 — глинистого раствора; 9 — цементного камня; 10 — пористой среды; 11 — теплоизоляции.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Аббасов А. А. Гидродинамические и экспериментальные исследования вопросов, связанных с применением термического метода воздействия. Баку, Изд-во АН АзербССР, 1966.
2. Аббасов А. А. и др. Влияние температуры, давления и растворенного газа на структурно-механические свойства нефтей. Тр. Азинефтехима им. М. Азизбекова, вып. 26. Баку, Азинефтехим, 1967.
3. Аббасов А. А., Джамалов И. М. Оценка эффективности теплового воздействия на призабойную зону скважин. В сб. «Термические методы увеличения нефтеотдачи и геотермия нефтяных месторождений». М., изд-во ВНИИОЭНГ, 1967.
4. Абрамович М. В. Исследование буровых вод в нефтяных скважинах. «Нефтяное дело», 1912, № 11.
5. Алексеева Ф. А. Радиохимический метод поисков нефти и газа. Тр. совещания по геохимическим методам. М., изд-во АН СССР, 1959.
6. Алиев М. Г. и др. Крепление и освоение скважин, вскрывших мезозойские отложения в Дагестане. «Азербайджанское нефтяное хозяйство», 1965, № 1.
7. Алиев М. А. и др. О тепловых направлениях вокруг ствола скважин в процессе разработки нефтяных месторождений. Изв. АН АзербССР, сер. геол.-геогр. наук, 1965, № 4.
8. Алиев М. Г. и др. Оценка термоупругих напряжений пород стенок необсаженной скважины. «Нефтяное хозяйство», 1966, № 10.
9. Алиев С. А. Геотермические наблюдения на месторождении «Нефтяные Камни». Уч. зап. АГУ им. С. М. Кирова, сер. геол.-геогр. наук, 1958, № 1.
10. Алиев С. А. О величине геотермической ступени на месторождении Биби-Эйбат. Изв. АН АзербССР, сер. геол.-геогр. наук, 1959, № 3.
11. Алиев С. А. и др. Геотермические исследования на месторождении Песчаный-море. «Азербайджанское нефтяное хозяйство», 1967, № 8.
12. Алиев С. А., Мехтиева Ш. Ф. Некоторые вопросы геотермии Кавказа. АН СССР, Международный геологический конгресс, XXIII сессия, Сб. «Геологические результаты прикладной геофизики». М., изд-во «Наука», 1968.
13. Алиев С. А. О величине геотермической ступени по месторождениям Кировабдского района. Уч. зап. АГУ им. С. М. Кирова, сер. геол.-геогр. наук, 1955, № 9.
14. Алиев С. А. Результаты геотермических наблюдений максимальным термометром месторождения Сиазаньнефть. Уч. зап. АГУ им. С. М. Кирова, 1959, № 2.
15. Алфрейт Т. Механические свойства высокополимеров. М., ИЛ, 1962.
16. Амирханов Х. Н. и др. Геотермические исследования в Дагестане. В сб. «Проблемы геотермии и практического использования тепла Земли», т. 2. М., Изд-во АН СССР, 1961.
17. Аскеров А. Г. Термальные воды Ленкоранской области (Талыша) и задачи их теплового использования. В сб. «Проблемы геотермии и практического использования тепла Земли», т. 2. М., изд-во АН СССР, 1961.

18. Атакишиев И. С. Об особенностях температурного режима месторождения Локбатан — Пута. Изв. вузов, «Нефть и газ», 1966, № 9.
19. Атакишиев И. С. О влиянии некоторых факторов на распределение пластовой температуры по площади нефтяного месторождения Локбатан — Пута. Изв. вузов, «Нефть и газ», 1967, № 3.
20. Афанасьев А. А. Зависимость температуры циркуляционного потока от глубины бурящейся скважины. В сб. «Технология и техника бурения скважин». Тр. МИНХ и ГП им. И. М. Губкина, вып. 53. М., изд-во «Недра», 1965.
21. Афанасьев А. А. Исследование распределения температуры промывочной жидкости вдоль ствола бурящейся скважины. В сб. «Технология и техника бурения скважин». Тр. МИНХ и ГП им. И. М. Губкина, вып. 53. М., изд-во «Недра», 1965.
22. Аэров М. Э., Умник Н. Н. Явление свободной конвекции в зернистом слое. ЖТФ, т. XXI, вып. 11, 1951.
23. Аэров М. Э., Умник Н. Н. Коэффициент теплопроводности в зернистом слое. ЖТФ, т. XXI, вып. 11, 1951.
24. Аэров М. Э., Умник Н. Н. Теплопередача от труб, заполненных зернистой насадкой. ЖТФ, т. XXI, вып. 11, 1951.
25. Багиров М. А. и др. Электротермические способы увеличения нефтеотдачи пластов. Баку, Азернепр, 1962.
26. Базовский И. Надежность. Теория и практика. М., изд-во «Мир», 1965.
27. Баймурзаев А. Л. Определение напряжений призабойной зоны бурящейся скважины. Изв. вузов, «Нефть и газ», 1965, № 12.
28. Баймурзаев А. Л. О дополнительном внешнем давлении на обсадную колонну при температурных изменениях в скважине. «Нефтяное хозяйство», 1966, № 11.
29. Балакиров Ю. А. Гидропрослушивание и термографирование нефтяных скважин и пластов. Баку, Азернепр, 1965.
30. Бальцер В. Я., Гукасов Н. А. К вопросу определения давления статического столба газа в газовых скважинах. «Азербайджанское нефтяное хозяйство», 1964, № 3.
31. Бацевич Л. Геологическое описание Апшеронского полуострова. Материалы по геологии Кавказа, вып. 3. Тбилиси, 1881.
32. Бедчер А. З. Характеристика геотермического градиента на нефтяных месторождениях Кубани и применение термических исследований для решения нефтепромысловых задач. В сб. «Проблемы геотермии и практического использования тепла Земли», т. I. М., изд-во АН СССР, 1959.
33. Беляков М. Ф. Влияние искусственного заводнения на термальный режим нефтяного месторождения. Докл. АН СССР, т. 66, № 3, 1949.
34. Беляков М. Ф. О связи геозотерм с докембрийским рельефом платформ. Докл. АН СССР, т. 64, № 2, 1949.
35. Беляков М. Ф. Геотермические аномалии Днепровско-Донецкой впадины. «Природа», 1951, № 11.
36. Беляков М. Ф. Геотермические измерения в Белоруссии. «Нефтяное хозяйство», 1954, № 11.
37. Беляков М. Ф. Геотермические наблюдения в буровых скважинах и их интерпретация. М., Гостехиздат, 1955.
38. Бернхедт З. Переработка термопластических материалов. М., Госхимиздат, 1962.
39. Биландарлы А. А., Хасаев А. М. К освоению газовых и газоконденсатных скважин. «Азербайджанское нефтяное хозяйство», 1965, № 12.
40. Бобровский С. А., Черникин В. И. Температурный режим газовых скважин. «Газовая промышленность», 1961, № 12.
41. Боли К., Уэйнар Дж. Теория температурных напряжений. М., изд-во «Мир», 1964.
42. Болтышев А. А. Борьба с парафиновыми отложениями при добыче девонской нефти. «Башкирская нефть», 1953, № 1—3.

43. Бояринцев Д. И. Теплопередача через жидкостные и газовые прослойки. ЖТФ, т. XX, вып. 9, 1950.
44. Бричкин А. В., Генбач А. И., Чулахов П. Ч. Термическое бурение горных пород. Куйбышев, изд-во Оргэнергостроя, 1958.
45. Булатов В. В. Температурные напряжения пород стенок скважины. «Нефтяное хозяйство», 1965, № 2.
46. Бусленко Н. П., Шрейдер Ю. А. Метод статистических испытаний. М., Физматгиз, 1961.
47. Васильев А. П. Тепловой способ бурения скважины в крепких горных породах. В сб. «Разрушение углей и пород». М., Углетехиздат, 1958.
48. Везир-заде Ф. А., Багаров Т. Ю. Некоторые результаты геотермических исследований месторождений Биби-Эйбат. Изв. вузов, «Нефть и газ», 1963, № 5.
49. Везиров Р. Р., Кузнецов Г. И., Мартыросов С. Г. Некоторые данные о температурном режиме недр площади Зыря. «Азербайджанское нефтяное хозяйство», 1960, № 3.
50. Вентцель Е. С. Теория вероятностей. М., изд-во «Наука», 1964.
51. Вернадский В. И. О количественном учете химического атомного состава биосферы. Избранные сочинения, т. I. М., Изд-во АН СССР, 1954.
52. Виленкин С. Я. Статистические методы исследования систем автоматического регулирования. М., изд-во «Советское радио», 1967.
53. Виноградов А. П. Распределение химических элементов в земной коре. «Геохимия», 1956, № 1.
54. Виноградов А. П. Химическая эволюция Земли. Первое чтение. М., изд-во АН СССР, 1959.
55. Виноградов К. В., Нурнев С. Д. О распределении давления начала конденсации по глубине залегания пласта. Сб. «Исследования нефтяных и газоконденсатных месторождений Азербайджана». Тр. АЗНИИ ДН, вып. 18. Баку, Азерб. гос. изд-во, 1967.
56. Владимиров О. К. и др. Геотермические измерения в Мончегорской тундре. Докл. АН СССР, т. 23, № 4, 1939.
57. Внутреннее строение Земли. Сб. под ред. Б. Гутенберга. М., ИЛ, 1949.
58. Воейков А. И. Метеорология. СПб., 1904.
59. Войткевич Г. В. Проблемы радиогеологии. М., Госгеолтехиздат, 1961.
60. Вукалович М. И., Новиков И. Н. Техническая термодинамика. М., Госэнергоиздат, 1955.
61. Гаджиоглы Р. В. Вопросы термогазодинамики газовых и газоконденсатных скважин и пластов. Дисс. на соиск. уч. степ. канд. техн. наук. Баку, Азербайджанский институт нефти и химии им. М. Азизбекова, 1967.
62. Герш С. Я. Разделение газов методом глубокого охлаждения. М., Гостоптехиздат, 1947.
63. Гнеденко Е. В. Курс теории вероятностей. М., Физматгиз, 1961.
64. Говертон М. Т. Термодинамика для инженеров. М., изд-во «Металлургия», 1966.
65. Голубятников Д. В. Берекейская нефтеносная площадь. Изв. Геол. комитета, т. XXV, № 7, 1906.
66. Голубятников Д. В. Геотермические наблюдения на Биби-Эйбате и в Сураханах. Детальная геологическая карта Апшеронского полуострова. Биби-Эйбат, ч. 2, нов. сер., 141, изд. Главного штаба в Петрограде, 1916.
67. Горбенко Л. А. Результаты применения геотермической разведки в Азербайджане. «Новости нефтяной техники», 1936, № 1.
68. Гордеев Д. И. Академические экспедиции второй половины XVIII века, их роль в развитии гидрогеологических знаний в России. Тр. лаборатории гидрогеологических проблем АН СССР, т. I. М., изд-во АН СССР, 1948.
69. Григорьян Г. М., Черныкин В. И. Прогрев нефтяных продуктов. М., Гостоптехиздат, 1947.
70. Грозовская Р. И., Яичникова Е. А. К вопросу изучения выделения тепла при твердении цемента, употребляемого для тампонажа,

скважин. Тр. Азерб. научно-иссл. ин-та им. В. В. Куйбышева вып. 1. Баку, Азнефтеиздат, 1938.

71. Гурбанов Р. С., Рамазанова Р. А. К определению изменения температуры в стволе скважины. Тр. Азнефтехима им. М. Азизбекова, вып. 26. Баку, Азнефтехим, 1967.

72. Гурджинян Л. Д. Ротационный вискозиметр для определения реологических свойств суспензий глины. Изв. вузов, «Нефть и газ», 1959, № 7.

73. Гусейнов А. Н. и др. Геотермия Прикуриинской низменности на примере месторождений Миповдаг, Кюровдаг и Карабаглы. «Азербайджанское нефтяное хозяйство», 1964, № 12.

74. Гутыря В. С. и др. Нефти Азербайджана. Баку, Азнефтеиздат, 1945.

75. Дадашев Ф. Г. Углеводородные газы грязевых вулканов Азербайджана. Баку, Азернепр, 1963.

76. Дадашзаде А. М. О распределении давления насыщения по структуре I горизонта месторождения Кюровдаг. «Азербайджанское нефтяное хозяйство», 1959, № 6.

77. Дахнов В. Н., Дьяконов Д. И. Термические исследования скважин. М., Гостехиздат, 1952.

78. Де-Гроот С. Р. Термодинамика необратимых процессов. М., Гостехиздат, 1956.

79. Дергунов И. Д. Современное представление о термическом режиме земной коры. Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1958, № 1.

80. Дергунов И. Д. Методика геотермических исследований. В сб. «Проблемы геотермии и практического использования тепла Земли». т. 1. М., изд-во АН СССР, 1959.

81. Джамалов И. М. Исследование вопросов тепловой обработки призабойной зоны скважин. Дисс. на соиск. уч. степ. канд. техн. наук. Баку, Азербайджанский институт нефти и химии им. М. Азизбекова, 1965.

82. Джамалов С. А., Суетнов В. В. Некоторые закономерности глубинных температур третичных отложений в прибрежной полосе Дагестана. Тр. филиала АН СССР, т. I. Махачкала, 1958.

83. Джамалов С. А. и др. Тепло Земли и его практическое использование. М., изд-во «Наука», 1965.

84. Джибути С. С. Геотермические условия подземных вод Западно-Туркменского нефтегазового бассейна. М., изд-во АН СССР, 1962.

85. Длин А. Н. Математическая статистика в технике. М., изд-во «Советская наука», 1958.

86. Достовалов Б. Н. К вопросу о термодинамическом изучении Земли. В сб. «Проблемы геотермии и практического использования тепла Земли», т. I. М., изд-во АН СССР, 1959.

87. Дрэготеску Н. Д. Глубиннонасосная добыча нефти. М., изд-во «Недра», 1960.

88. Дубинский А. Я. Геотермический режим Предкавказья и соседних территорий. В сб. «Проблемы геотермии и практического использования тепла Земли». т. I. М., изд-во АН СССР, 1959.

89. Дьяконов Д. И. Геотермия в нефтяной геологии. М., Гостехиздат, 1958.

90. Застежко Ю. С. и др. Новые данные о геотермических условиях Днепровско-Донецкой впадины. Изв. АН СССР, сер. геол., 1965, № 11.

91. Измайлов Л. Б. Исследование и расчет зацементированной части обсадных колонн. М., изд-во «Недра», 1966.

92. Искендеров М. А. Нефтепромысловая геология и разработка нефтяных и газовых месторождений. М., изд-во «Недра», 1966.

93. Кабузенко С. Н. К теории температурных деформаций земной поверхности. Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1959, № 3.

94. Каплунов Р. П. и др. Термическое бурение реактивными горелками. Изд. Московского горного института, М., 1957.

95. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М., изд-во «Наука», 1964.

96. Касьянов Н. И., Мухин Л. К. Вязкостные свойства растворов на нефтяной основе. Изв. вузов, «Нефть и газ», 1960, № 4.
97. Катц Д. Л. и др. Руководство по добыче, транспорту и переработке природного газа. М., изд-во «Недра», 1965.
98. Качалов О. Б. Распределение температуры по стволу газовой скважины. «Газовая промышленность», 1962, № 4.
99. Керимов З. Г., Якубов Н. И. Термоупругие напряжения в обсадной колонне. Изв. АН АзербССР, сер. физ.-техн. и мат. наук, 1965, № 5.
100. Кириков А. П. О развитии геотермии в течении второй пятилетки. В сб. «Геологоразведочные работы во второй пятилетке», вып. 2. М., изд-во «Стандартизация и рационализация», 1932.
101. Кириков А. П. и др. К вопросу об эманационном методе поисков радиоактивных объектов. Изв. Всесоюз. геол.-разв. объедин., вып. 84, 1932.
102. Кириков А. П. и др. Радиоактивные геофизические методы в приложении к геологии. М., Госгеонефтеиздат, 1934.
103. Кирпичев М. В. и др. Теплопередача. М., Госэнергоиздат, 1940.
104. Ковнер С. С. К теории термической разведки. Докл. АН СССР, т. 32, № 6, 1941.
105. Ковнер С. С. К обоснованию термического метода разведки. Докл. АН СССР, т. 37, № 3, 1942.
106. Ковнер С. С. Теоретическое обоснование термического метода разведки. Рефераты научно-исследовательских работ АН СССР за 1943—1944 гг. Отдел физ.-мат. наук. М., изд-во АН СССР, 1945.
107. Ковнер С. С. Качественный анализ термической аномалии антиклинали. Докл. АН СССР, т. 55, № 7, 1947.
108. Ковнер С. С. Расчет величины термической аномалии антиклинали. Докл. АН СССР, т. 56, № 5, 1947.
109. Ковнер С. С. Геотермические аномалии Ишимбаевских месторождений. Докл. АН СССР, т. 64, № 3, 1949.
110. Козлова А. Н. Распределение температуры в наклонной трубе, заполненной воздухом, при наличии в ней свободной конвекции. ЖТФ, т. 29, вып. 3, 1959.
111. Комаров С. Г. К вопросу о тепловой инерции электротермометров. В сб. «Прикладная геофизика», № 3—4, М., Гостоптехиздат, 1940.
112. Коротаяв Ю. П. Исследование температурного режима газовых скважин. В сб. «Разработка и эксплуатация газовых месторождений», Тр. ВНИИгаза, вып. 9 (17). М., Гостоптехиздат, 1960.
113. Коротникова Н. Н. Влияние водных бассейнов на тепловой режим прилегающих участков земной коры. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз. 1940, № 1.
114. Коротникова Н. Н. О связи глубинных температур с термическими коэффициентами горных пород и формой глубинных структур. Изв. АН СССР, сер. геогр., 1943, № 3.
115. Кострюков Г. В. Исследование тепловых процессов в фонтанных скважинах Татарской АССР. Тр. ТатНИИ, вып. 1. Бугульма, 1959.
116. Кравченко И. И. Парафиновые отложения при добыче девонской нефти на Туймазинских промыслах. «Башкирская нефть», 1949, № 2—3.
117. Кравченко И. И., Гайсин А. П. Выделение парафина из девонской нефти. Новости нефтяной техники, «Нефтепромысловое дело», 1952, № 5.
118. Кравцов Н. А. Приближенное решение задачи о распределении температуры вдоль ствола газовой скважины, работающей с постоянным дебитом. «Газовая промышленность», 1965, № 11.
119. Красковский С. А. О термальных условиях соляных куполов. «Разведка недр», 1937, № 3.
120. Красковский С. А. Геотермические измерения в СССР (1928—1938). Тр. Комиссии по геотермике, вып. I. М., изд-во АН СССР, 1941.
121. Красковский С. А., Мехтиев Ш. Ф. О термальном режиме нефтяных месторождений. Изв. АН АзербССР, отд. геол.-хим. наук и нефти, вып. 1, 1946, № 2.

122. Крейчи - Граф К. Основные вопросы нефтяной геологии. Перевод с немецкого по ред. Н. Б. Вассоевича. Л.—М. — Грозный — Новосибирск, ОНТИ НКТП СССР, 1934.
123. Кулиев С. А. Геотермическая характеристика некоторых площадей Юго-Восточного Ширвана Прикуринской нефтегазоносной области. Геол.-геофиз. исследования нефтегазоносной области Азербайджана. Л., изд-во «Недра», 1964.
124. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехтеориздат, 1953.
125. Линдтроп Н. Т. Связь между содержанием парафина в нефтях грозненских районов и температурой пластов. «Азербайджанское нефтяное хозяйство», 1922, № 4—5.
126. Лейбензон Л. С. Собрание трудов, тт. III и IV. М., Изд-во АН СССР, 1955.
127. Лейбензон Л. С. Движение природных жидкостей и газов в пористой среде. М., Гостехиздат, 1947.
128. Любимова Е. А. Влияние радиоактивного распада на тепловой режим Земли. Изв. АН СССР, сер. геофиз. 1952, № 2.
129. Любимова Е. А. О термической истории Земли и ее геофизических последствиях. Докл. АН СССР, т. 107, № 4, 1956.
130. Любимова Е. А. Термическая история и температура Земли. Бюлл. Московского общества испытателей природы, отд. геол. т. 33, вып. 4, 1958.
131. Любимова Е. А. Термика Земли и Луны. М., изд-во «Наука», 1968.
132. Любимова Е. А. и др. Определение поверхностного теплового потока в Старой Мацесте. Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1960, № 12.
133. Любимова Е. А. и др. Лабораторные и полевые исследования теплофизических свойств горных пород. Тезисы доклада на 2-м совещании по термическим исследованиям в СССР. М., изд-во «Наука», 1964.
134. Любимова Е. А. и др. Некоторые результаты определений теплового потока из земных недр. Тезисы докладов на 2-м совещании по геотермическим исследованиям в СССР. М., изд-во «Наука», 1964.
135. Магницкий В. А. Основы физики Земли. М., Геодезиздат, 1953.
136. Мазепа Б. А. Парафинизация нефтесборных систем и промышленного оборудования. М., изд-во «Недра», 1966.
137. Макаренко Ф. А. Геотермические условия кавказских минеральных вод. Тр. лаборатории геологических проблем АН СССР, т. I. М., изд-во АН СССР, 1948.
138. Макаренко Ф. А. и др. Термальные воды СССР и их теплоэнергетическое использование. М., изд-во АН СССР, 1963.
139. Мак-Келви Д. М. Переработка полимеров. М., изд-во «Химия», 1963.
140. Мамедов Н. Г. Исследование некоторых вопросов осложнений при эксплуатации нефтяных скважин. Дисс. на соиск. уч. степ. канд. техн. наук. Баку, Азерб. ин-т нефти и химии им. М. Азизбекова, 1969.
141. Марков А. И. Экспериментальное исследование некоторых вопросов теплофизики пористых сред. Дисс. на соиск. уч. степ. канд. физ.-мат. наук. Казань, Казанский государственный университет им. В. И. Ульянова-Ленина, 1966.
142. Матвеев Е. О. О тепловом режиме морских нефтяных месторождений банка Дарвина, о. Артема и Гюргяны-море. Научно-техн. сб. «Разработка и эксплуатация морских нефтяных месторождений», № 2. Баку, АЗИНТИ 1963.
143. Мелан Э., Паркус Г. Термоупругие напряжения, вызываемые стационарными температурными полями. М., Физматгиз, 1958.
144. Мелик-Нубаров Л. Некоторые данные об истощении нефтеносных пластов участка № 8 Биби-Эйбата и распознавание их затопляемости

водой из разных горизонтов. Тр. Бакинск. отд. Русск. техн. о-ва, вып. 5—6, 1911, стр. 19.

145. Мехтиев Ш. Ф. О геотермической ступени нефтяных месторождений Апшеронского полуострова. Изв. Азерб. филиала АН СССР, 1941, № 1.
146. Мехтиев Ш. Ф. Измерение температур в нефтяных скважинах. Изв. Азерб. филиала АН СССР, 1944, № 11.
147. Мехтиев Ш. Ф. Геотермические наблюдения в глубоких нефтяных скважинах. Изв. Азерб. филиала АН СССР, 1945, № 2.
148. Мехтиев Ш. Ф. Геотермические наблюдения максимальным термометром. «Азербайджанское нефтяное хозяйство», 1946, № 2—3.
149. Мехтиев Ш. Ф. Геотермические наблюдения на Апшеронском полуострове. Тр. Института геологии АН АзербССР, т. 14, Баку, Азернепр, 1951.
150. Мехтиев Ш. Ф. Глубинно-биогенный генезис нефти. Уч. зап. АГУ им. С. М. Кирова, Баку, 1966, № 4.
151. Мехтиев Ш. Ф., Алиев С. А. О величине геотермической ступени нефтяных месторождений Азербайджана. Докл. АН СССР, т. 102, № 1, 1955.
152. Мехтиев Ш. Ф., Алиев С. А. О факторах, влияющих на величину геотермической ступени нефтяных месторождений Азербайджана. Докл. АН АзербССР, № 2, 1959.
153. Мехтиев Ш. Ф. и др. Геотермические показатели миграции углеводородов и движения пластовых вод в продуктивной толще Апшеронской нефтеносной области. «Геология нефти и газа», № 6, 1968.
154. Мехтиев Ш. Ф., Алиев С. А. Влияние эксплуатации и искусственного заводнения на термический режим нефтяных месторождений Апшеронского полуострова. Уч. зап. АГУ им. С. М. Кирова. Баку, 1964, № 2.
155. Мехтиев Ш. Ф. и др. Тепловой режим нефтяных и газовых месторождений. Баку, Азернепр, 1960.
156. Мехтиев Ш. Ф. и др. К определению температуры пластов. Докл. АН АзербССР, т. XXI, № 2, 1965.
157. Мирзаджанзаде А. Х. Вопросы гидродинамики вязко-пластичных и вязких жидкостей в нефтедобыче. Баку, Азернепр, 1959.
158. Мирзаджанзаде А. Х. и др. Гидравлика глинистых и цементных растворов. М., изд-во «Недра», 1966.
159. Мирзаджанзаде А. Х. и др. Разработка газоконденсатных месторождений. М., изд-во «Недра», 1967.
160. Намиот А. Ю. Теплопередача при подъеме нефти в скважине. Тр. ВНИИ, вып. VIII. «Вопросы гидродинамики и термодинамики пластов». М., Гостехиздат, 1956.
161. Намиот А. Ю. К вопросу об изменении температуры по стволу нефтяной или газовой скважины. Тр. ВНИИ, вып. VIII. «Вопросы гидродинамики и термодинамики пластов». М., Гостехиздат, 1956.
162. Непримеров Н. Н. и др. Особенности теплового поля нефтяного месторождения. Казань, изд-во КГУ, 1968.
163. Непримеров Н. Н., Шаранин А. Г. Исследование скважины и разработка превентивных методов борьбы с парафином. Уч. зап. Казанского гос. университета, т. 117, кн. 3. Казань, 1957.
164. Овнатанов С. Т., Тамразян Г. П. О термических условиях антиклинальной зоны Сураханы — Зых — о. Песчаный (Апшеронский п-ов). «Советская геология», 1960, № 10.
165. Овнатанов С. Т., Тамразян Г. П. Термальные условия и их значение для выяснения глубинной тектоники южной части Апшеронского п-ва и прилегающего морского побережья. Докл. АН СССР, т. 135, № 2, 1960.
166. Овнатанов С. Т., Тамразян Г. П. К вопросу об охлаждающем влиянии моря и температурный режим нефтяных месторождений. Докл. АН АзербССР, т. II, 1964.
167. Овчинников А. М. О геотермическом изучении месторождений минеральных вод. В сб. «Проблемы геотермии и практического использования тепла Земли», т. I. М., изд-во АН СССР, 1959.

168. О г и л ь в и Н. А. Вопросы теории геотемпературных полей в приложении к геотермическому методу разведки подземных вод. В сб. «Проблемы геотермии и практического использования тепла Земли», т. I. М., изд-во АН СССР, 1959.
169. О с а д ч и й В. Г., Ч е к а л ю к Э. Б. Геотермическая активность как один из критериев размещения углеводородов в осадочном чехле. Сб. тезисов докладов V совещания по проблемам планетологии Львов, изд-во «Наукова думка», 1965.
170. О с т р о у м о в Г. А. Свободная конвекция в условиях внутренней задачи. М.—Л., Гостехтеориздат, 1952.
171. П и р в е р д я н А. М., Г у к а с о в Н. А. Приближенная формула для определения давления на забой скважины. «Нефтяное хозяйство», 1956, № 9.
172. П л а т о н о в В. М., М о н к о Я. Д. Прикладная термодинамика легких углеводородных газов (по материалам зарубежной печати). М., ГОСИНТИ, 1959.
173. П л ю щ А. М. и др. О величине геотермической ступени для Сиазанского нефтяного месторождения. Докл. АН АзербССР, № 3, 1962.
174. П л ю щ А. М. и др. К вопросу об изменениях температуры нефтяных залежей в процессе их разработки. «Азербайджанское нефтяное хозяйство», 1963, № 2.
175. П о л я к о в Г. Г. Температурный режим в бурящихся скважинах. «Нефтяное хозяйство», 1965, № 7.
176. П у г а ч е в В. С. Теория случайных функций и ее приложение к задачам автоматического регулирования. М., Физматгиз, 1960.
177. Р а м а з а н з а д е М. Г., Р о с т о м я н П. М. Энергетический метод определения возраста нефти. «Нефть и газ», 1958, № 2.
178. Р а м а з а н о в Р. А., Б е л ь ц о в а А. М. Расчет штуцеров газоконденсатных скважин высокого давления. «Газовая промышленность», 1961, № 5.
179. Р а м а з а н о в а З. Э. Экспериментальное исследование фазового равновесия тройной смеси метан — пропан — *n*-октан (нормальный октан) с разработкой метода определения давления начала конденсации газоконденсатных систем. Дисс. на соиск. уч. степ. канд. техн. наук. Баку, Азерб. ин-т нефти и химии им. М. Азизбекова, 1964.
180. Р а м а з а н о в а Р. А. Исследование некоторых вопросов квазигомогенной смеси в газоконденсатных и нефтяных скважинах. Дисс. на соиск. уч. степ. канд. техн. наук. Баку, Азерб. ин-т нефти и химии им. М. Азизбекова, 1963.
181. Р а с и з а д е Я. М., К у р б а н о в С. Г. Гидравлический разрыв пласта и вопросы осложнений при бурении скважин. Баку, Азербайджаннефть, 1960.
182. Р а с и з а д е Я. М. Гидравлический разрыв пласта и вопросы осложнений при проводке нефтяных и газовых скважин. Дисс. на соиск. уч. степ. канд. техн. наук. Баку, Азерб. ин-т нефти и химии им. М. Азизбекова, 1961.
183. Р о з е н б е р г В. Я., П р о х о р о в А. И. Что такое теория массового обслуживания. М., изд-во «Советское радио», 1965.
184. Р о м а н о в с к и й Е. И. Применение математической статистики в опытном деле. М., Гостоптехиздат, 1947.
185. С а м е д о в Ф. И. Нефтяные Камни. Азербайджан, 1959.
186. С а м е д о в Ф. И., Б у р я к о в с к и й Л. М. Теоретические условия месторождения Нефтяные Камни. Докл. АН АзербССР, № 1, 1959.
187. С м и т Д., Л е о н Л. Решения некоторых проблем цементирования «горячих» скважин. М., ГОСИНТИ, 1958.
188. С т е п н е в и ч А. Д. Косвенные признаки присутствия нефти при разведках. «Нефтяное дело», 1912, № 23.
189. С т е п н е в и ч А. Д. Геотермические измерения. Тр. Ставропольского общества для изучения Северо-Кавказского края, вып. 2, 1913.
190. С т е п н е в и ч А. Д. Величина геотермического градиента в нефтяных областях. Тр. Бакинский отд. Русск. техн. об-ва, т. XXVII, вып. 3—4, 1913.

191. Степневич А. Д. Геотермические измерения в глубокой скважине в Ставропольской губернии. Изв. АН, т. 12, 1918, № 6.
192. Султанов Б. И. О фильтрации вязко-пластических жидкостей в пористой среде. Изв. АН АзербССР, сер. физ.-мат. и техн. наук, 1960, № 5.
193. Султанов Б. И. Некоторые причины геотермических аномалий Апшеронской нефтеносной области. Изв. вузов, «Нефть и газ», 1961, № 5.
194. Султанов Б. И., Тагиев Ш. М. Зависимость нефтепроницаемости коллекторов от температуры. «Нефтяное хозяйство», 1962, № 1.
195. Сухарев Г. М., Тарапуха Ю. К. К вопросу о геологической характеристике разреза третичных отложений Азербайджана. Изв. вузов, «Нефть и газ», 1962, № 4.
196. Сухарев Г. М. и др. Новые данные о геотермических особенностях нефтяных и газовых месторождений Кавказа. К вопросу о геотермическом районировании Кавказа. Докл. АН СССР, т. 146, № 5, 1962.
197. Тагиев Ш. М. Влияние закачиваемой воды на температуру пласта. «Азербайджанское нефтяное хозяйство», 1960, № 9.
198. Тагиев Ш. М. Исследование коэффициента нефтеотдачи пластов при различных значениях температур. «Азербайджанское нефтяное хозяйство», 1967, № 3.
199. Теслюк Е. В. и др. Об оценке эффективности термического воздействия на пласт. «Нефтяное хозяйство», 1962, № 8.
200. Тихонов А. Н. О влиянии радиоактивного распада на температуру земной коры. Изв. АН СССР, Отд. мат. и естеств. наук, сер. геогр. и геофиз., 1937, № 3.
201. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М., изд-во «Наука», 1967.
202. Тронов В. П. и др. Влияние разгазирования на снижение температуры в потоке газо-нефтяной смеси в интервале забой — мерник. Тр. ТатНИИ, вып. VII. М., изд-во «Недра», 1965.
203. Тронов В. П. О механизме парафинизации промышленного оборудования. Борьба с отложениями парафина. М., изд-во «Недра», 1965.
204. Турчин А. М. Электрические измерения неэлектрических величин. М., Госэнергоиздат, 1959.
205. Уголев В. С., Мусинов В. И. Термические методы в добыче нефти. М., Гостехиздат, 1959.
206. Уилкинсон У. Л. Неньютоновские жидкости. М., изд-во «Мир», 1964.
207. Фараджев Т. Г. и др. Влияние колебания температуры на прочность горных пород в скважинах. «Азербайджанское нефтяное хозяйство», 1967, № 3.
208. Хаин В. Е. Общая геотектоника. М., изд-во «Недра», 1964.
209. Хребтов А. И. Природа внутреннего тепла нефтегазоносных площадей. Сб. «Проблемы геотермии и практического использования тепла Земли», т. I. М., изд-во АН СССР, 1959.
210. Цветков И. В. Геологические параметры высокозастывающих газонасыщенных нефтей месторождений Южного Мангышлака. «Нефтяное хозяйство», 1966, № 2.
211. Цедербергер Н. В. Теплопроводность газов и жидкостей. М.—Л., Госэнергоиздат, 1963.
212. Цытович П. А. Основание и фундаменты на мерзлых грунтах. М., изд-во АН СССР, 1958.
213. Чарный И. А. О продвижении границы изменения агрегатного состояния при охлаждении или нагревании тел. Изв. АН СССР, Отд. техн. наук, 1948, № 2.
214. Чарный И. А. Нагревание призабойной зоны при закачке горячей жидкости в скважину. «Азербайджанское нефтяное хозяйство», 1959, № 2—3.
215. Чарыев О. М. Исследование некоторых теплофизических методов, применяемых при эксплуатации скважин, продуцирующих парафинистыми нефтями (на примере месторождений Туркмении). Дисс. на соиск. уч.

степ. канд. техн. наук. Баку, Азерб. ин-т нефти и химии им. М. Азизбекова, 1968.

216. Чекалюк Э. Б. Термодинамика нефтяного пласта. М., изд-во «Недра», 1965.

217. Череменинский Г. А. О зоне нарушения теплового состояния горных пород бурением скважины. Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1960, № 10.

218. Черников В. И. Перекачка вязких и застывающих нефтей. М., Гостехиздат, 1958.

219. Черников В. С. Теплофизические свойства материалов (справочное руководство). М., Физматгиз, 1959.

220. Чудновский А. Ф. Теплообмен в дисперсных средах, М., Гостехтеоретиздат, 1954.

221. Шацов Н. И., Смирнов А. П. Технология бурения глубоких скважин за рубежом. М., Гостехиздат, 1960.

222. Шварц Я. А. Подъем цементной пробки выше упорного кольца эксплуатационной колонны в период схватывания и твердения цемента. Докл. АН АзербССР, т. X, № 5, 1954.

223. Шейдеров А. И. Геотермические наблюдения в Новогрозненском районе. «Азербайджанское нефтяное хозяйство», 1929, № 4.

224. Шейман А. Б. и др. Электротепловая обработка призабойной зоны нефтяных скважин. М., Гостехиздат, 1962.

225. Шихалиев Ф. А., Абдуллаев М. А. Изменение гидродинамического давления на стенки скважин при спуско-подъемных операциях в зависимости от температурных условий. «Азербайджанское нефтяное хозяйство», 1963, № 7.

226. Шор Я. Б. Статистические методы анализа и контроля качества и надежности. М., изд-во «Советское радио», 1962.

227. Шрейнер Л. А. Физические основы механики горных пород. М., Гостехиздат, 1950.

228. Эдварсон М. Дж. и др. Определение влияния циркуляции промыслового раствора на температуру пласта. Экспресс-информация, «Нефтепромышленное дело», реф. 243, № 31, 21 августа 1962 г.

229. Энштейн Е. Ф. Новые методы разрушения горных пород. М., Гостехиздат, 1960.

230. Ягуцов А. В. Станок огневого бурения. «Горный журнал», 1959, № 5.

231. Ядерная геология. М., ИЛ, 1959.

232. Янке Е. и др. Специальные функции. М., изд-во «Наука», 1964.

233. Ячевский Л. В. Материалы по геотермии. Изв. Русск. геогр. об-ва, XVIII, вып. 1, 2 и 3, 1912.

234. Ячевский Л. В. Опыт применения металлического термографаллпшута к производству геотермических наблюдений. «Горный журнал», 1912, № 8.

235. Badenholzer R. A., Botkin D. F., Sage B. H. and Lacey W. N. Joule-Tomson coefficients in the methane-propane system. Ind. and Eng. Chem., 1942, 34.

236. Burkhardt I. A. Wellbore pressure surges produced by pipe movement. J. of Petrol. Techn., v. 13, 1961, № 6.

237. Clark E. H. Bottom-hole pressure surges while running pipe. Petrol. Engr., January, 1955.

238. Deepest cement job is routine despite 380° F at 25,340 ft. Oil and Gas, v. 57, 1959, No. 2.

239. Haddenhorst H. G., Graf R. Температурные процессы в действующей нефтяной скважине. Erdol Zeitschrift, 1957, X, т. 73 № 10. Реферативный сборник, сер. «Нефтепромышленное дело», вып. 9 (164), 1958.

240. Himstedt F. Über die radioactive Emanation der Wasser und Olquellen. Phys. Z., 1904, 5, 210.

241. Holmes A. Radioactivity and the Earth's thermal history. Geol. Mag., 2, 3, 1915—1916.

242. Joly J. Geologie and radioactivity. Phys. Mag., 694, 1903, 24.

243. Morrison H. L., Rogers F. T. Significance of flow-patterns for initial convection in porous media. *J. of Appl. Phys.*, v. 23, 1952.
244. Ramey H. J. How to calculate heat transmission in hot fluid injection. *Petrol. Engr.*, v. 36, 1964, No 12.
245. Rogers F. T., Schieberg H. S., Morrison H. L. Convection current in porous media. IV. «Remarks on the theory». *J. of Appl. Phys.*, v. 22, 1951.
246. Rogers F. T. Convection current in porous media. V. «Variational form of the theory». *J. of Appl. Phys.*, v. 23, 1953.
247. Rogers F. T., Morrison H. L. Convection current in porous media. III. «Extended theory of the critical gradient». *J. of Appl. Phys.*, v. 21, 1950.
248. Roof J. G. Variation of fluid properties with elevation in high-relief oil reservoirs. *J. of the Inst. Petrol.*, v. 45, December, 1959, No. 432.
249. Sanders C. D. and Jopping A. D. Thermal stresses around an uncased well. *World Oil*. January, 1951.
250. Strutt R. J. On the distribution of radium in the Earth's crust and the Earth's internal heat. *Proc. Royal Soc., A.*, 77, London, 1906.
251. Tangen R. F., Dodge C. N., Seifert H. S. Compressibility effect in two-phase flow. *J. of Appl. Phys.*, v. 20, 1947, N 7.
252. Urry W. D. Significance of radioactivity in geophysics thermal history of the Earth. *Trans. Am. Geoph.*, 1949., union 30, 171.

# О Г Л А В Л Е Н И Е

	Стр.
Предисловие . . . . .	3
<b>Г л а в а I. Температурный режим эксплуатирующихся и бурящихся нефтяных, газовых и газоконденсатных скважин . . . . .</b>	<b>5</b>
I.1. О тепловой конвекции в эксплуатирующихся и бурящихся скважинах и пластах . . . . .	5
I.2. Влияние температуры на гидравлическую характеристику потока в бурящейся скважине . . . . .	26
I.3. Влияние температуры на работу обсадных труб . . . . .	31
I.4. Термический разрыв пласта в процессе бурения скважин . . . . .	35
I.5. Температурные напряжения в пластах при эксплуатации нефтяных скважин . . . . .	45
I.6. Влияние температурного поля на некоторые осложнения при проходке скважины и контроль процесса проходки . . . . .	47
I.7. Распределение температуры в эксплуатирующихся газовых, газоконденсатных и нефтяных скважинах . . . . .	52
I.8. Влияние температуры на движение гомогенных и гетерогенных систем в эксплуатационных скважинах . . . . .	60
I.9. Изменение температуры на выходе штуцера при движении газоконденсатных систем . . . . .	69
I.10. Термические способы добычи нефти . . . . .	75
<b>Г л а в а II. Геотермия в разработке нефтяных, газовых и газоконденсатных месторождений и в нефтепромысловой геологии . . . . .</b>	<b>83</b>
II.1. Влияние температуры на физико-механические свойства гомогенных и гетерогенных систем . . . . .	83
II.2. Влияние температуры на фильтрацию гомогенных и гетерогенных систем . . . . .	88
II.3. Термические способы воздействия на призабойную зону скважин . . . . .	98
II.4. О естественном тепловом поле земной коры . . . . .	110
<b>Г л а в а III. Элементы термических исследований . . . . .</b>	<b>121</b>
III.1. Подготовка скважин к термическим исследованиям . . . . .	121
III.2. Тепловая инерция электрических термометров . . . . .	125
<b>Г л а в а IV. Статистические методы в геотермии . . . . .</b>	<b>129</b>
IV.1. Некоторые сведения из математической статистики . . . . .	129
IV.2. К определению температуры пластов . . . . .	132
IV.3. Оценка математического ожидания стационарного распределения температуры в скважине . . . . .	134
IV.4. О надежности термометров . . . . .	138
<b>Г л а в а V. Геотермические исследования нефтегазоносных областей Южно-Каспийской депрессии . . . . .</b>	<b>141</b>
V.1. Апшеронская область . . . . .	144
V.2. Месторождения восточной части Прикуринской нефтегазоносной области . . . . .	158
V.3. Нефтяное месторождение Спазань . . . . .	171
V.4. Кировабадская газонефтеносная область . . . . .	172
V.5. Некоторые сведения о геотермии Апшероно-Прибалханской нефтеносной области . . . . .	174
<b>Г л а в а VI. Факторы, влияющие на изменение температурного режима в недрах нефтегазоносных месторождений . . . . .</b>	<b>182</b>
Условные обозначения . . . . .	201
Литература . . . . .	205

157

1791