

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ЗАДАЧА ИЗМЕРЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ И ПЛОТНОСТИ
ВЫСОКИХ СЛОЕВ АТМОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ
ИСКУССТВЕННОГО СПУТНИКА ЗЕМЛИ**

*Б. С. Данилин, В. В. Михневич, А. И. Репнев,
Е. Г. Швидковский*

Выяснение законов распределения давления, плотности, температуры и состава земной атмосферы по высоте является одной из важнейших задач современной физики атмосферы.

В настоящее время характер изменения этих параметров с высотой известен благодаря ракетным исследованиям приблизительно до 160 км. Для более высоких областей атмосферы существуют только весьма общие и в значительной мере противоречивые представления. Можно предполагать, что использование в качестве измерительного инструмента искусственного спутника Земли позволит внести некоторую ясность и в этот вопрос.

Настоящая статья посвящена анализу физического содержания проблемы измерения давления и плотности высоких слоев атмосферы при использовании спутника для целей измерений. Под инструментом для измерения давления и плотности в дальнейшем подразумевается «манометр» любого подходящего типа, каковым, в частности, может служить ионизационный манометр, или омеготрон.

§ 1. МОДЕЛИ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ

Как уже сказано, до настоящего времени строение атмосферы на высотах 200—500 км почти не известно. Теоретические расчеты, ионосферные и спектроскопические наблюдения пока позволяют установить лишь пределы возможных средних значений параметров атмосферы.

По мере развития знаний о физических процессах в атмосфере при определении давления и плотности атмосферы из косвенных измерений делались те или иные предположения.

Исторически первая модель верхней атмосферы была предложена Джинсом (1916 г.)¹, исходя из предположения, что перемешивание газов в атмосфере отсутствует, молекулы не диссоциируют, а температура постоянная и равна 219° С.

Герзон (1951 г.)² в результате анализа ряда ионосферных и спектроскопических исследований, проведенных до 1951 г., построил другую модель атмосферы. Значения температуры, принятые Герзоном, являются верхним пределом величин, найденных разными исследователями, и относятся к 45° северной широты для января и августа месяцев. При этом Герзон предполагал, что диссоциация кислорода начинается на высоте 94 км и достигает 100% на высоте 100 км. Азот диссоциирует, начиная с высоты 200 км. Атмосфера перемешана полностью. Давление

определялось по уравнению гидростатики с учетом изменения ускорения силы тяжести с высотой.

Основываясь на данных ракетных исследований и на сведениях о спектрах свечения неба, Кальман (1956 г.)³ рассчитала, пользуясь барометрической формулой, физическую модель атмосферы до 300 км. При

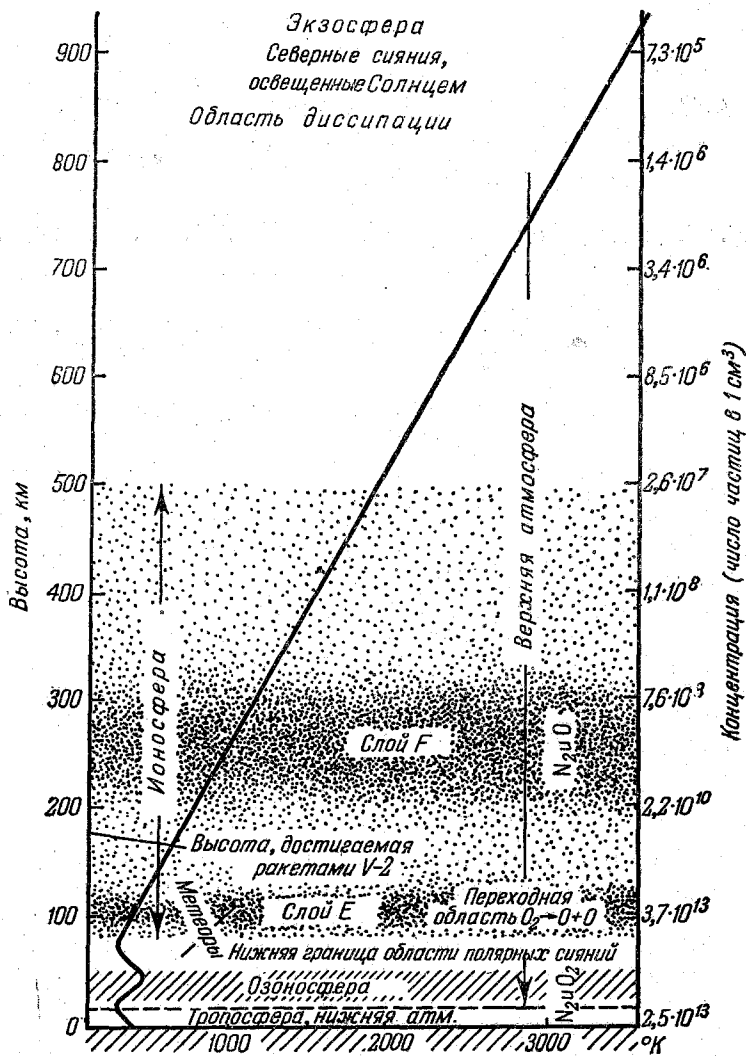


Рис. 1.

этом она исходила из следующих предположений: кислород диссоциирует выше 90 км; вблизи 130 км около 30% кислорода находится в недиссоциированном состоянии; азот начинает диссоциировать выше 220 км; концентрации молекулярных кислорода и азота уменьшаются с высотой экспоненциально; в области экзосферы (выше 360 км) наблюдается изотермия, плотность частиц на критическом уровне не должна быть меньше чем 10^7 см; диффузное разделение до высот 300 км не учитывается. В таблице I приведены параметры атмосферы, полученные Кальман.

Таблица I

Высота, км	Температура, °К	Давление, мм рт. ст.	Плотность, г/см ³	Общая концентрация частиц, см ⁻³	N (N ₂), см ⁻³	N (O), см ⁻³	N (N), см ⁻³
100	237	4,18 · 10 ⁻⁴	8,29 · 10 ⁻¹⁰	1,74 · 10 ¹³	1,35 · 10 ¹³	4,58 · 10 ¹¹	—
120	301	3,95 · 10 ⁻⁵	5,61 · 10 ⁻¹¹	1,28 · 10 ¹²	9,02 · 10 ¹¹	2,46 · 10 ¹¹	—
140	380	7,29 · 10 ⁻⁶	7,57 · 10 ⁻¹²	1,85 · 10 ¹¹	1,22 · 10 ¹¹	5,72 · 10 ¹⁰	—
160	461	1,94 · 10 ⁻⁶	1,65 · 10 ⁻¹²	4,13 · 10 ¹⁰	2,68 · 10 ¹⁰	1,41 · 10 ¹⁰	—
180	553	6,8 · 10 ⁻⁷	4,73 · 10 ⁻¹³	1,19 · 10 ¹⁰	7,68 · 10 ⁹	4,11 · 10 ⁹	—
200	647	2,8 · 10 ⁻⁷	1,66 · 10 ⁻¹³	4,18 · 10 ⁹	2,70 · 10 ⁹	1,45 · 10 ⁹	—
220	732	1,3 · 10 ⁻⁷	6,82 · 10 ⁻¹⁴	1,72 · 10 ⁹	1,11 · 10 ⁹	5,95 · 10 ⁸	—
240	798	6,51 · 10 ⁻⁸	3,11 · 10 ⁻¹⁴	7,94 · 10 ⁸ · 10 ⁸	4,81 · 10 ⁸	2,69 · 10 ⁸	3,82 · 10 ⁷
250	827	4,78 · 10 ⁻⁸	2,15 · 10 ⁻¹⁴	5,59 · 10 ⁸ · 10 ⁸	3,16 · 10 ⁸	1,84 · 10 ⁸	5,48 · 10 ⁷
260	853	3,51 · 10 ⁻⁸	1,52 · 10 ⁻¹⁴	4,03 · 10 ⁸	2,07 · 10 ⁸	1,28 · 10 ⁸	6,44 · 10 ⁷
280	887	2,06 · 10 ⁻⁸	7,93 · 10 ⁻¹⁵	2,23 · 10 ⁸	8,90 · 10 ⁷	6,58 · 10 ⁷	6,73 · 10 ⁷
300	901	1,24 · 10 ⁻⁸	4,42 · 10 ⁻¹⁵	1,34 · 10 ⁸	3,86 · 10 ⁷	3,63 · 10 ⁷	5,81 · 10 ⁷

На какой высоте в действительности происходит диффузное разделение газов, пока неизвестно. Поэтому авторы в своих расчетах либо совсем пренебрегают этим явлением, либо, основываясь на различных, более или менее обоснованных соображениях, задают высоты, начиная с которых имеет место диффузное разделение.

Николе⁴ считает, что этой высотой является 160 км. Используя результаты ракетных измерений до высоты 220 км и предполагая, что кислород на высотах выше 160 км полностью диссоциирован, а азот диссоциирован незначительно, Николе получил распределение давления, числа частиц в единице объема и температуры с высотой, приведенные в таблице II.

Таблица II

Модель атмосферы по Николе

Высота, км	Шкала высот, км	Давление, мм рт. ст.	Концентрация, см ⁻³		Температура, °К
			O	N ₂	
160	18,0	1,85 · 10 ⁻⁶	1,24 · 10 ¹⁰	2,47 · 10 ¹⁰	482
200	29,3	3,26 · 10 ⁻⁷	2,54 · 10 ⁹	2,03 · 10 ⁹	688
220	35,5	1,75 · 10 ⁻⁷	1,38 · 10 ⁹	7,68 · 10 ⁸	789
240	41,9	1,04 · 10 ⁻⁷	8,05 · 10 ⁸	3,28 · 10 ⁸	888
260	48,4	6,7 · 10 ⁻⁷	5,00 · 10 ⁸	1,54 · 10 ⁸	987
280	55,0	4,55 · 10 ⁻⁸	3,26 · 10 ⁸	7,85 · 10 ⁷	1085
300	61,6	3,22 · 10 ⁻⁸	2,21 · 10 ⁸	4,24 · 10 ⁷	1181
350	77,9	1,57 · 10 ⁻⁸	9,48 · 10 ⁷	1,12 · 10 ⁷	1416
400	93,9	8,71 · 10 ⁻⁹	4,77 · 10 ⁷	3,7 · 10 ⁶	1645
450	109,7	5,18 · 10 ⁻⁹	2,52 · 10 ⁷	1,43 · 10 ⁶	1866
500	125,3	3,48 · 10 ⁻⁹	1,54 · 10 ⁷	6,14 · 10 ⁵	2080

Митра⁵, исходя из другого распределения температуры и степени перемешивания атмосферы на различных высотах, получил несколько иное распределение параметров атмосферы. Модель атмосферы по Митра представлена на рис. 1.

Следует полагать, что последние две модели наиболее близки к реальному распределению давления и плотности в атмосфере. Естественно, что в зависимости от тех или иных предположений об изменении температуры и состава воздуха с высотой, степени его перемешивания и диссоциации получаются различные значения давления и плотности, отличающиеся на несколько порядков (см. табл. III и рис. 2).

Таблица III
Концентрации и давление по различным моделям атмосферы

Высота, км	Концентрация (число частиц в $см^{-3}$)				Пределы расхо- ждения по различным моделям
	Николе	Митра	Герзон	Кальман	
Кислород, азот					
100		$3,6 \cdot 10^{13}$	$3,6 \cdot 10^{13}$	$1,74 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^9 - 2 \cdot 10^{11}$
200	$4,6 \cdot 10^9$	$2,2 \cdot 10^{10}$	$1,9 \cdot 10^{11}$ (авг.) $1,3 \cdot 10^{11}$ (январь)	$4,18 \cdot 10^9$	
300	$2,6 \cdot 10^8$	$7,6 \cdot 10^8$	$3,1 \cdot 10^{10}$ (авг.) $1,5 \cdot 10^{10}$ (январь)	$1,34 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^8 - 3 \cdot 10^{10}$
400	$5,1 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^8$	$1,1 \cdot 10^{10}$ (авг.) $3,9 \cdot 10^9$ (январь)		$5 \cdot 10^7 - 1 \cdot 10^{10}$
500	$1,6 \cdot 10^7$	$2,6 \cdot 10^7$	$6,6 \cdot 10^9$ (авг.) $2 \cdot 10^9$ (январь)		$2 \cdot 10^{-7} - 7 \cdot 10^9$
Высота, км	Давление, мм рт. ст.				Пределы расхо- ждения по различным моделям
	Николе	Митра	Герзон	Кальман	
100		$1,00 \cdot 10^{-3}$	$1,12 \cdot 10^{-3}$	$4,18 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-5} - 8 \cdot 10^{-7}$
200	$3,26 \cdot 10^{-7}$	$7,51 \cdot 10^{-7}$	$2,9 \cdot 10^{-5}$ (авг.) $1,6 \cdot 10^{-6}$ (январь)	$2,8 \cdot 10^{-7}$	
300	$3,22 \cdot 10^{-8}$	$3,83 \cdot 10^{-8}$	$8,57 \cdot 10^{-6}$ (авг.) $2,99 \cdot 10^{-6}$ (январь)	$1,24 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-6} - 3,2 \cdot 10^{-8}$
400	$8,71 \cdot 10^{-9}$	$7,23 \cdot 10^{-9}$	$4,27 \cdot 10^{-6}$ (авг.) $1,16 \cdot 10^{-6}$ (январь)		$1 \cdot 10^{-6} - 7 \cdot 10^{-8}$
500	$3,48 \cdot 10^{-9}$	$2,25 \cdot 10^{-9}$	$2,4 \cdot 10^{-6}$ (авг.) $5,3 \cdot 10^{-7}$ (январь)		$3 \cdot 10^{-6} - 2 \cdot 10^{-9}$

Дальнейшее уточнение этих величин может быть произведено в первую очередь при ракетных исследованиях и измерениях на искусственном спутнике Земли. В такого рода исследованиях возникает ряд вопросов, связанных со взаимодействием быстро движущегося тела и разреженного газа. Остановимся на рассмотрении некоторых из этих вопросов.

§ 2. ПОТОКИ ЧАСТИЦ, ИМПУЛЬСА И ЭНЕРГИИ ДЛЯ СЛУЧАЯ ОДНОРОДНОГО ГАЗА

Начиная с высоты около 200 км, взаимодействие между телом, движущимся со скоростью порядка нескольких километров в секунду, и атмосферой будет происходить по законам свободно-молекулярного течения, анализу которого посвящен ряд работ⁶⁻¹¹, основывающихся на следующих предположениях.

А) Постулируется существование в среде статистического равновесия, т. е. предполагается, что распределение скоростей в фазовом пространстве описывается функцией Максвелла.

Б) Принимается, что $\frac{l}{L} \gg 1$, где l — средняя длина свободного пробега молекул и L — характеристический размер обтекаемого тела. Это условие позволяет пренебречь соударениями между молекулами набегающего потока и молекулами, покидающими движущуюся поверхность; такие соударения вызвали бы нарушение максвелловского распределения для молекул, ударяющихся о стенку.

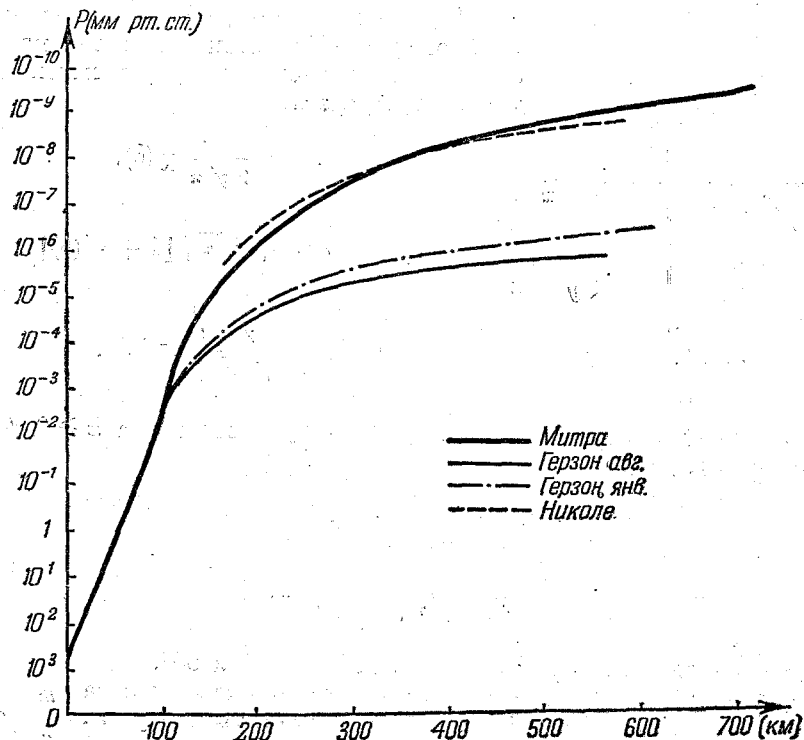


Рис. 2.

Выполнимость второго условия на высотах 200—500 км, где $l > 10^3$ см, не вызывает сомнения. Что касается первого предположения, то с ним связана возможность вычисления средних значений функций от скорости. Из статистической физики известно, что относительная флуктуация δ любой аддитивной функции состояния системы N частиц по порядку величины равна $N^{-1/2}$. Если δ мало, то мало отклонение от среднего, т. е. число соударений между молекулами достаточно для обеспечения статистического равновесия в среде. На высоте 400 км можно ожидать, что N порядка $10^{8,5,7}$. Следовательно, ниже 400 км $\delta < 10^{-4}$ и, по-видимому, в атмосфере существует статистическое равновесие. Выше 500 км δ , вероятно, больше чем 10^{-3} или 10^{-2} , поэтому осуществимость максвелловского распределения становится сомнительной.

Рассмотрим площадку Π , движущуюся со скоростью U относительно Земли. Введем координаты x, y, z , связанные с площадкой так, чтобы ось x была перпендикулярна плоскости площадки (рис. 3). В этих координатах вектор U означает скорость упорядоченного движения газа

относительно II . Пусть θ — угол между осью y , лежащей в плоскости площадки II , и вектором \mathbf{U} , лежащим в плоскости xy , v — наимвероятнейшая скорость теплового движения частицы, m — ее масса, T — температура газа, k — постоянная Больцмана, N — число частиц в единице объема,

$$\beta = \frac{U \sin \theta}{v}. \quad (1)$$

В рамках сформулированных предположений с помощью хорошо известных методов кинетической теории газов можно получить нижеследующие выражения.

Для числа частиц, падающих на единицу площадки II в единицу времени из области полупространства $x \leq 0$ (набегающий поток), будем иметь:

$$n_+ = \frac{Nv}{2\sqrt{\pi}} \chi(\beta), \quad (2)$$

$$\chi(\beta) = e^{-\beta^2} + \sqrt{\pi} \beta [1 + \Phi(\beta)] \quad (3)$$

$$\Phi(\beta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\beta e^{-s^2} ds. \quad (4)$$

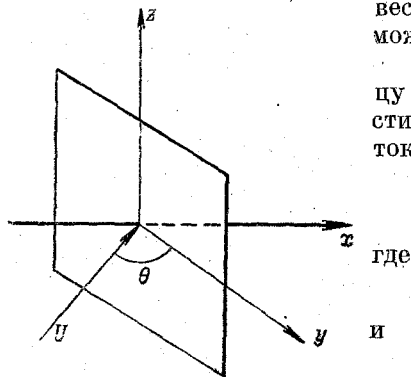


Рис. 3.

Число частиц, падающих из области полупространства $x \geq 0$ (догоняющий поток), равно

$$n_- = \frac{Nv}{2\sqrt{\pi}} \chi'(\beta), \quad (5)$$

где

$$\chi'(\beta) = e^{-\beta^2} - \sqrt{\pi} \beta [1 - \Phi(\beta)]. \quad (6)$$

Графики функций χ и χ' приведены на рис. 4 и 5¹⁰.

Из общего выражения тензора плотности потока импульса p_{ik} нас в дальнейшем будут интересовать лишь компоненты типа p_{ix} , соответствующие переносу различных компонент импульса через выбранную площадку II из области полупространства $x \leq 0$ (набегающий поток).

Как можно показать, компонента тензора p_{xx} , представляющая собой поток компоненты импульса, направленной вдоль положительной оси x , через единицу поверхности площадки II , выражается следующим образом:

$$p_{xx} = \frac{P\beta}{\sqrt{\pi}} x(\beta), \quad (7)$$

где

$$x(\beta) = \sqrt{\pi} \left(\beta + \frac{1}{2\beta} \right) [1 + \Phi(\beta)] + e^{-\beta^2}, \quad (8)$$

а $P = \frac{Nmv^2}{2} = NkT$ — давление в покоящейся среде.

Компонента тензора p_{yx} , представляющая собой поток тангенциальной y -компоненты импульса через ту же площадку, имеет вид

$$p_{yx} = \frac{P\beta U \cos \theta}{v} \lambda(\beta), \quad (9)$$

где

$$\lambda(\beta) = \frac{e^{-\beta^2}}{\sqrt{\pi}\beta} + [1 + \Phi(\beta)], \quad (10)$$

$p_{zx} = 0$, так как $U_z = 0$, а тепловое движение является хаотическим.

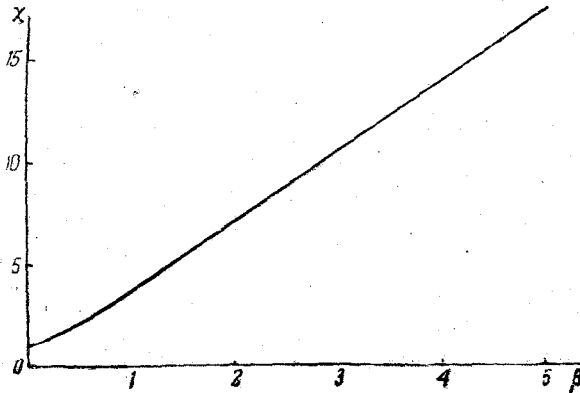


Рис. 4.

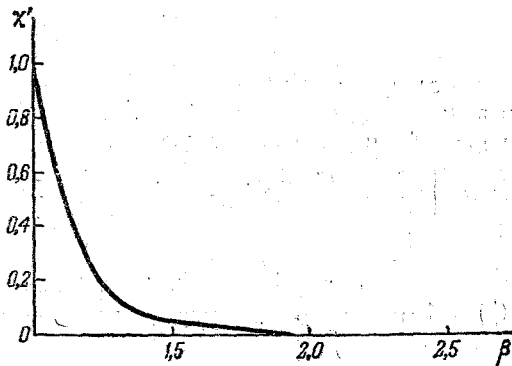


Рис. 5.

Выражения, приведенные для p_{xx} и p_{yx} , совпадают с результатами Тзяна⁸.

Для компонент тензора потока импульса со стороны полупространства $x \geq 0$ (догоняющий поток) p'_{xx} и p'_{yx} получаются следующие выражения:

$$p'_{xx} = \frac{P\beta}{\sqrt{\pi}} \chi'(\beta), \quad (11)$$

где

$$\chi'(\beta) = \sqrt{\pi} \left(\beta + \frac{1}{2\beta} \right) [1 - \Phi(\beta)] - e^{-\beta^2}, \quad (12)$$

и

$$p'_{yx} = \frac{P\beta U \cos \theta}{v} \lambda'(\beta), \quad (13)$$

где

$$\lambda'(\beta) = \frac{e^{-\beta^2}}{\sqrt{\pi}\beta} - [1 - \Phi(\beta)] \quad (14)$$

$p'_{zz} = 0$.

Эти выражения совпадают с результатами Зангера⁹.
Функции x и x' , λ и λ' изображены на рис. 6 и 7.

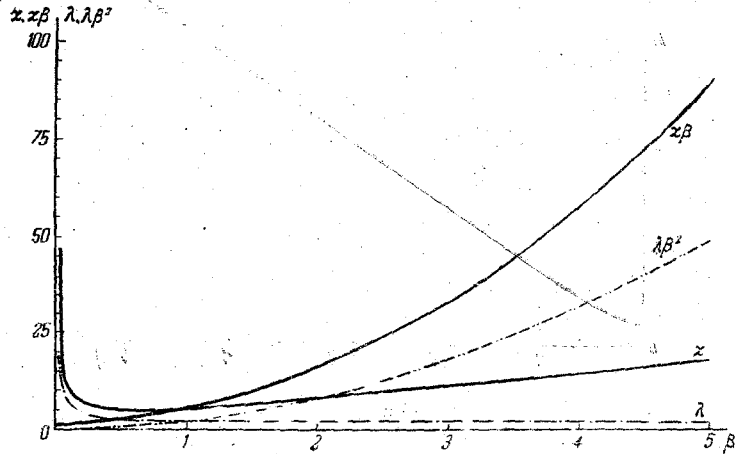


Рис. 6.

Наконец, количества энергии поступательного движения частиц, переносимые через площадку со стороны $x \leq 0$ и со стороны $x \geq 0$ и обозначаемые через E_+ и E_- соответственно, выражаются формулами:

$$E_+ = mn_+ \left[\frac{U^2}{2} + \frac{v^2}{2} \Psi(\beta) \right] = n_+ \left[\frac{mU^2}{2} + \Psi kT \right], \quad (15)$$

где

$$\Psi(\beta) = 1 + \frac{e^{-\beta^2} + \frac{3}{2} \sqrt{\pi}\beta [1 + \Phi(\beta)]}{e^{-\beta^2} + \sqrt{\pi}\beta [1 + \Phi(\beta)]} \quad (16)$$

и

$$E_- = mn_- \left[\frac{U^2}{2} + \frac{v^2}{2} \Psi'(\beta) \right] = n_- \left[\frac{mU^2}{2} + \Psi' kT \right], \quad (17)$$

где

$$\Psi'(\beta) = 1 + \frac{e^{-\beta^2} - \frac{3}{2} \sqrt{\pi}\beta [1 - \Phi(\beta)]}{e^{-\beta^2} - \sqrt{\pi}\beta [1 - \Phi(\beta)]} \quad (18)$$

На рис. 8 и 9¹⁰ представлена зависимость Ψ и Ψ' от β .

Многоатомные молекулы, кроме энергии поступательного движения, будут нести энергию вращения и колебаний. При существующих в верхних слоях атмосферы температурах вращательные степени свободы полностью возбуждены, и средняя энергия вращения определяется теоремой равномерного распределения энергии по степени свободы. Колебательные степени свободы могут быть возбуждены не полностью. Здесь нельзя пренебречь квантовыми эффектами: хотя вибрационные частоты молекул O_2 и N_2 лежат в инфракрасной области, тем не менее температура может оказаться недостаточно высокой для их возбуждения.

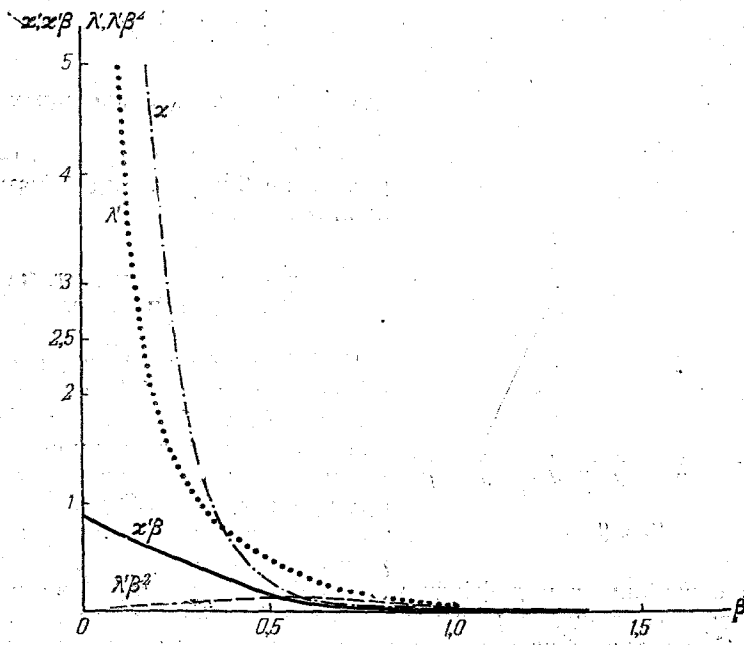


Рис. 7.

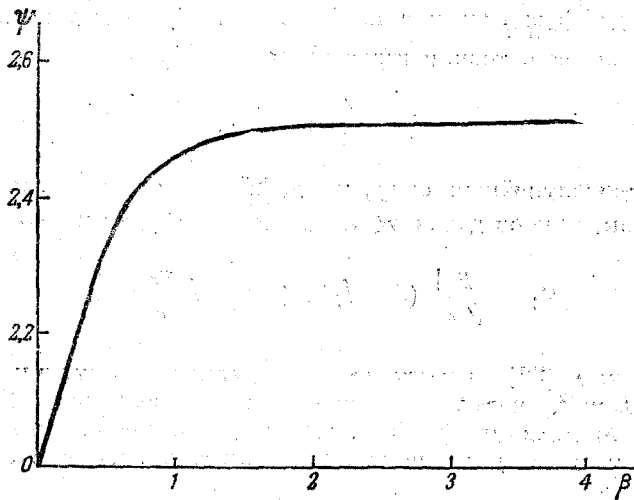


Рис. 8.

Вследствие независимости вращательной энергии от относительной поступательной скорости молекул, для количества вращательной энергии, переносимой через площадку Π , будем иметь:

$$E_R = \frac{1}{2} j k T n_{\pm}, \quad (19)$$

где j — число вращательных степеней свободы.

Вибрационную энергию рассматривать не будем по причинам, изложенным ниже.

§ 3. ДАВЛЕНИЕ ПОТОКА ОДНОРОДНОГО ГАЗА

Будем рассматривать введенную выше площадку Π как непроницаемую для частиц пластинку. Нормальное давление, создаваемое частицами, упавшими на Π из области полупространства $x \leq 0$ будет состоять из трех слагаемых, отвечающих изменению потока импульса поглощенных,

зеркально отраженных и диффузно отраженных частиц. Изменение потока импульса поглощенных частиц численно равно самому потоку, для зеркально отраженных частиц оно равно удвоенному потоку импульса. Обозначив нормальное давление на площадку через P_+ , будем иметь:

$$P_+ = f p_{xx} + 2(1-f)p_{xx} + P_r = (2-f)p_{xx} + P_r, \quad (20)$$

где f — доля диффузно отраженных частиц и P_r — их давление.

Из кинетической теории газов известно, что

$$P_r = \frac{\sqrt{\pi}}{2} m v_r f n_{\pm}, \quad (21)$$

где v_r — наивероятнейшая скорость диффузно отраженных частиц. Таким образом, полное давление на пластинку будет равно

$$P_+ = \frac{P}{\sqrt{\pi}} \left[(2-f) \beta_x + \frac{\sqrt{\pi}}{2} f \frac{v_r}{v} \chi \right]. \quad (22)$$

Из формулы (22) следует, что при движении спутника со скоростью ~ 8 км/сек¹², среднем молекулярном весе воздуха $\cong 20$ и зеркальном отражении молекул ($f=0$) лобовое давление на его поверхность $P_+ \cong 10^2 P$, т. е. на два порядка превышает давление в свободной атмосфере.

Касательное напряжение за счет потока импульса p_{yx} на боковую поверхность движущегося тела при зеркальном отражении, конечно, будет равно нулю. В случае же полного поглощения частиц ($f=1$) с последующим диффузным излучением касательное напряжение на боковой поверхности за счет p_{yx} будет $\sim 5P$.

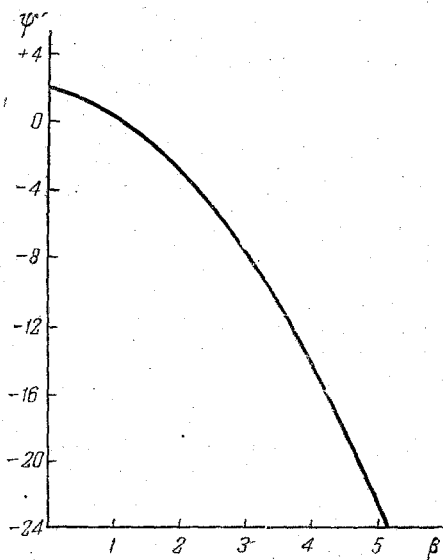


Рис. 9.

§ 4. ЯВЛЕНИЕ АККОМОДАЦИИ

Количество энергии поступательного движения молекул, приносимое на площадку Π , определяется формулами (15) и (17). Наличие в них слагаемого $n_{\pm} \frac{mU^2}{2}$ позволяет ввести, по аналогии с газодинамикой, температуру торможения, т. е. температуру заторможенного газа, поступательная энергия которого израсходована на его нагревание. Введение температуры торможения означает, по существу, замену свойств газа большой скорости свойствами газа эквивалентной высокой температуры.

В процессе взаимодействия со стенкой может произойти перераспределение энергии между степенями свободы. Часть энергии поступательного движения молекул может перейти во вращательную и вибрационную энергии их; на установление нового равновесного распределения потребуется некоторое время. Известно, что возбуждение вибрационных степеней свободы требует множества ($10^4 - 10^5$) соударений. В силу этого в условиях разреженного газа для установления равновесного распределения энергии между поступательными и вибрационными степенями свободы потребуется длительное время. Мы исключим из рассмотрения этот процесс, приняв, что коэффициент аккомодации для вибрационных степеней свободы молекул равен нулю.

Напомним, что коэффициентом аккомодации называется отношение $\alpha = \frac{E - E_r}{E - E_w}$, где E — энергия поступательных или вибрационных, или вращательных степеней свободы, несомая ударяющимися молекулами, E_r — энергия соответствующих степеней свободы после отражения и E_w — энергия этих степеней свободы после отражения в том случае, если бы она соответствовала температуре стенки T_w . Коэффициент аккомодации тех или иных степеней свободы показывает эффективность обмена энергией соответствующих степеней свободы молекулы со стенкой в единичном соударении. Для вибрационных степеней свободы коэффициент аккомодации мал. Таким образом, в дальнейшем будет рассматриваться перераспределение энергии лишь между поступательными и вращательными степенями свободы.

Ограничимся для краткости случаем взаимодействия молекул с площадкой Π со стороны $x < 0$.

Пусть в результате перераспределения энергии на долю поступательных степеней свободы придется часть количества энергии поступательного движения, равная ηE_+ , а на долю вращательных степеней свободы — часть этой энергии, равная $(1 - \eta) E_+$. Поток энергии поступательного движения при $U = 0$, согласно (15) и (16), равен $2n_+ kT$; поэтому температуру торможения трансляционных степеней свободы T_{et} определим соотношением

$$\eta E_+ = 2n_+ kT_{et}. \tag{23}$$

Энергия вращательного движения, приносимая падающими на площадку молекулами, согласно (19), равна $\frac{j}{2} n_+ kT$; поэтому для определения температуры торможения вращательных степеней свободы T_{eR} следует принять выражение

$$(1 - \eta) E_+ + \frac{j n_+ kT}{2} = \frac{j n_+ kT_{eR}}{2}. \tag{24}$$

Вообще говоря, температуры T_{et} и T_{eR} не являются равновесными относительно обмена энергией между степенями свободы. Если в результате соударений со стенкой произойдет полный обмен энергией между поступательными и вращательными степенями свободы и установится

равновесное распределение энергии, отвечающее температуре $T_e = T_{eR} = T_{et}$, то из двух последних уравнений при помощи (15) получим значение η , отвечающее равновесию,

$$\eta = \frac{2jT + 4\left(\frac{mU^2}{2k} + \Psi T\right)}{(4+j)\left(\frac{mU^2}{2k} + \Psi T\right)} \quad (25)$$

Равновесная, в указанном выше смысле, температура торможения определится после подстановки найденного значения η в (23) и замены T_{et} на T_e :

$$T_e = \frac{jT + 2\left(\frac{mU^2}{2} + \Psi T\right)}{4+j} \quad (26)$$

Коэффициент аккомодации поступательных степеней свободы определим соотношением

$$\alpha = \frac{\eta E_+ - E_r}{\eta E_+ - E_w} \quad (27)$$

где E_r — энергия отраженных молекул, состоящая из энергии молекул, испытавших зеркальное отражение $(1-f)\eta E_+$, и энергии диффузно отраженных (излученных) молекул при трансляционной температуре T_{rt} (энергия последних равна $2jn+kT_{rt}$); $E_w = 2n+kT_w$ — энергия диффузно излученных молекул при температуре стенки T_w ¹³. Отсюда найдем

$$\alpha = \frac{T_{et} - T_{rt}}{T_{et} - T_w} f \quad (28)$$

Коэффициент аккомодации для вращательной энергии, как можно показать, определится аналогичным образом:

$$\alpha_R = \frac{T_{eR} - T_{rR}}{T_{eR} - T_w} f \quad (29)$$

где T_{rR} — ротационная температура диффузно отраженных излученных молекул.

Для вибрационных степеней свободы, в соответствии со сказанным выше, примем

$$\alpha_v = 0 \quad (30)$$

Измерения коэффициента аккомодации показали, что он зависит от рода газа, его температуры, температуры и вида поверхности, наличия примесей¹⁴⁻¹⁷. Численные значения коэффициента аккомодации могут меняться в пределах от 0,1 до 1. Коэффициенты аккомодации поступательных и вращательных степеней свободы в обычных условиях оказываются близкими по величине¹⁸. Имеются указания^{19,20} на то, что коэффициент аккомодации растет с увеличением степени покрытия поверхности молекулами газа. С течением времени, в процессе обезгаживания поверхностей спутника, коэффициент аккомодации их будет уменьшаться. Сами свойства поверхности будут меняться под воздействием бомбардировки молекул и ионов большой скорости, а также микрометеоритов. В высокоскоростном потоке разреженного газа, где, несмотря на малую плотность частиц, их поток на поверхность велик, единичный процесс аккомодации может быть нарушен ударом новой молекулы большой скорости. Это в особенности относится к диффузно рассеивающим поверхно-

стям, для которых время пребывания молекулы на поверхности сравнительно велико. В этом случае коэффициент аккомодации может зависеть от скорости и угла падения молекул на поверхность.

§ 5. РАВНОВЕСНОЕ ДАВЛЕНИЕ В ПОЛОСТИ МАНОМЕТРА

Предыдущее рассмотрение свойств свободно-молекулярного течения позволяет установить связь между давлением и числом частиц в единице объема в полости манометра и соответствующими параметрами окружающей среды.

Рассмотрим простейший случай: полость манометра соединяется с атмосферой через диафрагму радиуса r (без соединительной трубки). Пусть спутник движется со скоростью U в среде с параметрами N, T, P ; параметры газа в полости пусть будут N_1, T_1, P_1, v_1 .

Изменение давления в объеме манометра W за время dt , вызванное потоком частиц внутрь объема, равным $n_+ S dt$, составит

$$\frac{kT_1}{W} n_+ S dt = \frac{Nv}{2\sqrt{\pi}} \chi S dt \frac{kT_1}{W} \tag{31}$$

Изменение давления за то же время, вызванное потоком частиц из объема манометра, равным $\frac{N_1 v_1}{2\sqrt{\pi}} S dt$, составит

$$\frac{N_1 v_1}{2\sqrt{\pi}} S dt \frac{kT_1}{W}, \tag{32}$$

где S — площадь отверстия манометра и v_1 — наивероятнейшая скорость частиц в манометре.

Общее изменение давления

$$dP_1 = \frac{Nv\gamma S k T_1}{2\sqrt{\pi} W} dt + kN_1 \cdot dT_1 - \frac{N_1 v_1 S k T_1}{2\sqrt{\pi} W} dt. \tag{33}$$

Второе слагаемое характеризует изменение давления за счет выравнивания температуры частиц, влетающих в манометр и уже имеющихся там. Условие равновесия по давлению $\frac{dP_1}{dt} = 0$ приводит к выражению

$$N = N_1 \frac{v_1}{v\gamma} (1 - \xi), \tag{34}$$

где

$$\xi = \frac{2\sqrt{\pi} W}{S v_1 T_1} \frac{dT_1}{dt}. \tag{35}$$

Оценка величины ξ может быть сделана лишь очень грубо. Существуют два процесса выравнивания температуры: 1) путем соударений частиц со стенкой манометра, 2) вследствие соударений между частицами в полости манометра.

Первый процесс полностью определяется аккомодацией. Из уравнения (28) при $f=1$ и $T_{et} = T_e$, полагая $T_w = \text{const}$ (что отвечает интенсивному теплоотводу от поверхности стенки) и заменяя T_{rt} на T_1 , имеем

$$\frac{\delta T_1}{\delta t} = (1 - \alpha) \frac{\delta T_e}{\delta T_1}. \tag{36}$$

Здесь символ δ имеет смысл среднего на частицу изменения в акте соударения, так что δt — время соударения. T_e определяется формулой (26). Заменяя в (35) $\frac{dT_1}{dt}$ на $\frac{\delta T}{\delta t}$, видим, что при $\alpha = 1$ $\xi = 0$. В случае

$\alpha = 0$ происходит зеркальное отражение потока молекул, при котором U^2 (квадрат скорости потока относительно площадки) в процессе соударения остается неизменным, и тогда из (27) и (25) находим

$$\frac{j}{4} \frac{\delta T_1}{\delta t} = \frac{j + 2\Phi}{j + 4} \frac{\delta T}{\delta t}. \quad (37)$$

Так как $2 \leq \Phi \leq 2,5$, то $\frac{\delta T_1}{\delta t} \cong \frac{\delta T}{\delta t}$. Среднее изменение температуры потока при его взаимодействии со стенкой $\cong 10^3$ °К, что приводит к результату $\xi \cong 10^{-3}/\delta t$.

При многократных зеркальных отражениях будут иметь место соударения между частицами в полости манометра. Для этого (второго) процесса δt имеет смысл времени релаксации. Тогда вместо (37) будем иметь полное выражение для $\frac{\delta T_1}{\delta t}$. Полагая в нем $\delta \frac{mU^2}{2k} \cong \frac{mU^2}{2k}$ и, следовательно, $T_1 \cong \frac{mU^2}{2k}$, в результате оценочного расчета получим $\xi \delta t \cong \cong 10^{-2} - 10^{-3}$.

Таким образом, можно считать, что в обоих механизмах выравнивания температуры

$$\xi \delta t \cong 10^{-2} - 10^{-3}. \quad (38)$$

Чтобы можно было пренебречь величиной ξ в (34), необходимо иметь $\delta t > 10^{-1} - 10^{-2}$.

В реальных условиях время релаксации поступательных степеней свободы и время соударения со стенкой будут, вероятно, велики из-за малой плотности частиц и большого коэффициента аккомодации внутри полости манометра. Поэтому в дальнейшем пренебрегаем вторым членом в формуле (34).

В этом случае соотношения, связывающие число частиц N в единице объема атмосферы и атмосферное давление P с числом частиц N_1 в единице объема и давлением P_1 в манометре, имеют вид:

$$N = N_1 \frac{v_1}{v} \frac{1}{\chi}, \quad (39)$$

$$P = P_1 \frac{T v_1}{T_1 v \chi}. \quad (40)$$

Наиболее интересным является случай больших β , при котором, в соответствии с формулами (3) и (4),

$$\chi \cong 2 \sqrt{\pi} \beta. \quad (41)$$

Тогда для N и P получаем

$$N = N_1 \sqrt{\frac{kT_1}{2\pi m}} \frac{1}{U \sin \theta}, \quad (42)$$

$$P = P_1 \sqrt{\frac{k}{2\pi m}} \frac{T}{\sqrt{T_1} U \sin \theta}. \quad (43)$$

Напомним, что рассмотрение свойств свободно-молекулярного потока было сделано для случая однородного газа. Поэтому написанные формулы относятся к парциальным величинам.

На основании вышеизложенного можно заключить, что задача интерпретации показаний манометров довольно сложна, поскольку для ее

решения требуется знание таких характеристик атмосферы, как ее состав и температура. Определение плотности представляется более простой задачей, так как не требуется знания температуры среды. В случае градуировки манометра на число частиц в единице объема используется формула (42). При градуировке манометра на давление число частиц в единице объема определяется по формуле

$$N = P_1 \sqrt{\frac{1}{2\pi mk}} \frac{1}{\sqrt{T_1} U \sin \theta} \quad (44)$$

Во всех случаях для пересчета необходимо знать скорость спутника, угол между скоростью и нормалью к срезу манометрического отверстия ($90^\circ - \theta$) и температуру газа в манометре.

При $\theta \approx 0$, как видно из (3) и (4), $\chi \approx 1$ и для N и P соответственно имеем (термическая эффузия)

$$N = N_1 \sqrt{\frac{T_1}{T}}, \quad (45)$$

$$P = P_1 \sqrt{\frac{T}{T_1}}. \quad (46)$$

Однако этот случай наименее благоприятен в отношении влияния ошибок в определении θ на измеряемые N и P .

Если между полостью манометра и наружной атмосферой имеется не только диафрагма, но и трубопровод значительной длины, то давление внутри манометра должно возрасти. Действительно, если прибор ориентирован осью трубки вдоль вектора U (набегающий поток, $\theta = 90^\circ$), то обратный поток частиц из полости манометра в атмосферу являлся бы кнудсеновским течением, для которого трубка представляет более значительное по сравнению с диафрагмой сопротивление²¹. При отклонении оси трубки от направления потока процесс станет более сложным вследствие возникновения дополнительного сопротивления и для набегающего потока, которое к тому же зависит от молекулярного веса газов (массовая селекция).

§ 6. ПОСТОЯННАЯ ВРЕМЕНИ МАНОМЕТРА

Измерения давления или числа частиц в единице объема атмосферы невозможны, когда отверстие манометра находится на тыльной стороне спутника. Число влетающих в манометр частиц будет ничтожно мало. Это следует из формул (5) и (6) при больших β . Однако будет существовать поток частиц из манометра, попавших в него в то время, когда отверстие было на лобовой стороне спутника.

Число частиц, вылетающих в единицу времени, согласно (32) будет равно

$$n_1 = \frac{N_1(t) v_1 S}{2 \sqrt{\pi}}, \quad (47)$$

и соответствующее изменение давления за время dt определится величиной

$$-\frac{dP_1}{P_1} = \frac{v_1 S}{2 \sqrt{\pi} W} dt. \quad (48)$$

В результате давление в полости будет уменьшаться по закону

$$P_1(t) = P_{10} e^{-at}, \quad (49)$$

где P_{10} — давление в полости к моменту, когда прекращается поток частиц в манометр, и

$$a = \frac{v_1 S}{2 \sqrt{\pi W}} = \sqrt{\frac{k}{2\pi m}} \frac{S \sqrt{T_1}}{W}. \quad (50)$$

Постоянная времени $t_0 = \frac{1}{a}$ будет порядка $2 \cdot 10^{-3}$ сек. при $S = 3,14 \text{ см}^2$, $W = 100 \text{ см}^3$, $T_1 = 300^\circ \text{К}$ и $m = 2,66 \cdot 10^{-23} \text{ г}$ (атомарный кислород). Таким образом, давление в полости быстро упадет до значений, не измеримых даже очень чувствительным манометром. Поэтому возможно, что в течение примерно половины времени оборота спутника около собственных осей манометр работать не будет. В это время будет происходить интенсивное обезгаживание внутренней поверхности манометра.

§ 7. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ, СВЯЗАННЫЕ С ИЗМЕРЕНИЕМ ДАВЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ РАКЕТ И ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ

При измерении давления атмосферы с помощью ракет и искусственных спутников Земли возникает ряд специфических вопросов. Кратко остановимся на некоторых из них.

а) «Ударная» ионизация. При скорости движения спутника $\sim 8 \text{ км/сек}$ температура торможения составляет десятки тысяч градусов.

Пользуясь методом Саха^{22, 23} можно рассчитать возможную ионизацию при этой температуре, полагая существование термического равновесия. В этом случае атомарный кислород оказывается ионизированным вплоть до третьего ионизационного потенциала. В то же время простое сопоставление кинетических энергий частиц при скорости $\sim 8 \text{ км/сек}$ (5,5 и 10 эв для O и N₂) и потенциалов ионизации (13, 55 и 15, 51 эв соответственно) показывает, что эти энергии недостаточны для возникновения даже однократной ионизации. Объяснение противоречия следует искать в невыполнимости условия термического равновесия. Температура торможения в макроскопическом смысле развиваться не будет. Энергию, достаточную для ионизации, будут иметь только те из частиц, у которых x -компонента тепловой скорости (см. рис. 3) будет превышать величину, соответствующую разности между энергией ионизации и энергией частиц при скорости спутника 8 км/сек (5–8 эв). Число таких частиц будет равно:

$$N_x = \frac{N}{2} \left[1 - \Phi \left(\frac{v'_x}{v} \right) \right]. \quad (51)$$

Тепловая скорость v'_x , соответствующая энергии 5 эв, равна 7,3 км/сек. Даже при наимвероятнейшей скорости частиц $v = 1,5 \text{ км/сек}$ число таких молекул будет составлять лишь около $10^{-9}\%$. Тем самым совершенно очевидно, что «ударную» ионизацию можно не учитывать.

б) «Ударная» диссоциация. Атмосфера на больших высотах состоит в основном из атомарного кислорода и атомарного и молекулярного азота.

В результате соударений молекул азота с телом спутника возможна диссоциация азота. Энергия движения молекулы N₂ при скорости $\sim 8 \text{ км/сек}$ составляет 9–10 эв, энергия диссоциации ее 9,764 эв (Гейдон) или 7,347 эв (Гердберг). Обычная, термическая диссоциация есть результат сильного возбуждения колебательных уровней, получающегося за счет множества соударений, что является сравнительно длительным процессом. Если не произойдет диссоциации молекулы при ударе ее о по-

верхность, диссоциация в результате соударений молекул газа не успеет произойти за время их пребывания в полости манометра (которое будет определяться скоростью вращения спутника около собственных осей), и, по-видимому, нет нужды учитывать ее влияние на показания манометра. Число молекул, способных к диссоциации, также можно оценить с помощью формулы (51), выбрав соответствующую v_x .

в) Газовыделение. В течение некоторого времени поверхность спутника будет выделять газы, захваченные из нижних слоев атмосферы. Этот процесс будет, по-видимому, достаточно активен из-за малой плотности окружающей среды. Масса спутника будет недостаточно велика, чтобы он образовал сколько-нибудь заметную собственную «атмосферу». Поэтому можно считать, что после истечения определенного промежутка времени газовыделение сильно уменьшится и перестанет влиять на показания манометра. Последовательные отсчеты, относящиеся к одной высоте, будут стремиться к некоторому предельному значению. Время обезгаживания поверхности спутника будет зависеть от его герметичности и выбора материала поверхности. Внешняя оболочка спутника должна быть сделана из материалов, имеющих низкую упругость паров.

г) Электрический заряд спутника. Спутник будет приобретать заряд под действием ряда противоположных факторов. Соударения с электронами будут создавать отрицательный заряд. Соударения с положительными ионами, а также фотоэлектрический эффект под действием ультрафиолетового излучения Солнца будут сообщать телу положительный заряд. Микрометеориты, которые по тем же причинам будут заряжены, при соударениях со спутником могут изменять его потенциал.

В одном из ракетных экспериментов на высоте 140 км потенциал ракеты достигал $-17e^{24}$. При этом было обнаружено резкое увеличение потенциала в области слоя E.

Следует ожидать изменения потенциала спутника при каждом прохождении слоя F.

В зависимости от знака и величины заряда тела будут изменяться потоки ионов и электронов в манометре.

д) Выбивание атомов из поверхности спутника. Энергия сублимации большинства металлов составляет 3—4,5 эв. Частица, движущаяся со скоростью ~ 8 км/сек, имеет энергию 5—10 эв. Поэтому возникает возможность интенсивного выбивания атомов из поверхности, что может повлиять на работу манометра. Исследования²⁵ показали, что вплоть до чрезвычайно высоких энергий электроны не могут выбивать атомов, а вырывание атомов ионами не носит термического характера.

Возможны два механизма процесса вырывания:

1) химический, который имеет место при образовании летучих поверхностных химических соединений;

2) физический, зависящий от двух групп параметров: а) давления газа, природы ионов, их энергии, плотности их потока, угла падения; б) природы материала мишени, ее температуры, поверхностной конфигурации бомбардируемых кристаллических поверхностей.

При энергиях ионов в несколько десятков эв вырывание ничтожно мало; оно становится заметным лишь при энергиях порядка сотен электрон-вольт. Все это в основных чертах можно отнести и к бомбардировке поверхности нейтральными атомами и молекулами.

е) Естественная ионизация атмосферы. Наличие значительной ионизации верхних слоев атмосферы (до 10^6 ион/см³) может внести погрешности в измерение давлений. При скорости перемеще-

ния спутника 8 км/сек , диаметре входного отверстия манометра 2 см и ионизации 10^6 ион/см^3 максимальное значение ионного тока, вызванного естественной ионизацией, может достигнуть величины порядка 10^{-7} а . Для того чтобы эти ионы не попадали в рабочую полость манометра и тем самым не искажали измерений, целесообразно установить на входе манометра специальные ионные ловушки, которые могут быть изготовлены в виде простейших конденсаторов.

Размеры конденсаторных пластин и подаваемое между ними напряжение должны быть так рассчитаны, чтобы все ионизированные частицы оставались внутри ионной ловушки.

При этом искажение измеряемого давления атмосферы будет невелико, так как концентрация заряженных частиц составляет не более 1% от концентрации нейтральных частиц.

ж) **Фотомиссия.** Фототоки с электродов манометра, возникающие за счет ультрафиолетовой радиации Солнца, могут исказить результаты измерения давления.

Как показывает ориентировочный расчет, на высоте 100 км максимальная величина фототока с квадратного сантиметра облучаемой металлической поверхности не превышает $2 \cdot 10^{-8} \text{ а}$. На больших высотах хотя и присутствуют более жесткие компоненты солнечной радиации, однако ввиду их малой интенсивности вряд ли следует ожидать существенного увеличения фототоков. Вместе с тем добиться значительного снижения фототоков за счет использования материалов, обладающих большой работой выхода, в данном случае не представляется возможным, так как все проводящие поверхности в области жесткого ультрафиолета ($\lambda < 1500 \text{ \AA}$) имеют квантовый выход примерно одного порядка величины. С целью уменьшения фототоков лучше всего размещать манометры так, чтобы они не подвергались воздействию прямой солнечной радиации, а если это невозможно, то нужно стремиться максимально уменьшить облучаемые поверхности электродов.

§ 8. АППАРАТУРА

Задача измерения давления атмосферы с помощью искусственного спутника Земли предъявляет к приборам целый ряд специфических требований, к которым в первую очередь относятся малая инерционность, малые габариты и вес, малая чувствительность к температурным воздействиям, малый расход мощности на электропитание, большая вибропрочность и нечувствительность к значительным перегрузкам, устойчивость градуировочной кривой во времени, простота обслуживания и надежность автономной работы.

При ракетных исследованиях атмосферы до высот 200 км для измерения давления применялись мембранные, тепловые, радиоактивные, магнитно-электроразрядные и ионизационные манометры с горячим катодом. Два последних манометра были предназначены для измерения наиболее низких давлений²⁶.

Обычные магнитные манометры пригодны для измерения давления в диапазоне $10^{-2} - 10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$, однако при соответствующем подборе электрического и магнитного полей и геометрии электродов диапазон давлений, измеряемый манометрами этого типа, может быть расширен вплоть до $1 \cdot 10^{-7} \text{ мм рт. ст.}$ ²⁷.

Ионизационными манометрами обычной конструкции, широко используемыми в лабораторных исследованиях, практически не удается измерить давление ниже $5 \cdot 10^{-8} \text{ мм рт. ст.}$ Причиной этого является так называемый «паразитный» ток коллектора, который ограничивает чувстви-

тельность ионизационного манометра. Этот ток получается за счет фотоэмиссии с коллектора под действием падающего на него мягкого рентгеновского излучения, возникающего в результате торможения эмитируемых катодом электронов в материале сетки.

В литературе²⁸⁻³¹ описано несколько специальных конструкций ионизационных манометров, способных измерять весьма низкие давления, вплоть до 10^{-10} мм рт. ст., за счет резкого уменьшения величины паразитного коллекторного тока.

Один из возможных вариантов конструкции изображен на рис. 10. Внутри цилиндрической сетки 1 вдоль ее оси натянута тонкая проволока, выполняющая роль коллектора ионов 2, а снаружи сетки параллельно коллектору укреплен прямоканальный катод 3. Благодаря тому, что коллектор имеет чрезвычайно малую облучаемую поверхность, фотоэмиссия с нее значительно уменьшается. Кроме того, с целью уменьшения энергии квантов рентгеновского излучения, возникающего при торможении электронов на поверхности сетки, последняя изготавливается из материала с малым атомным номером.

Ионизационный манометр требует стабилизации тока эмиссии накаливаемого катода. Стабилизация нужна потому, что в процессе работы манометра ток эмиссии вследствие местных отравлений катода не остается постоянным даже при неизменной величине тока накала. Наиболее простым приемом, с помощью которого удается стабилизировать ток эмиссии катода, является введение в манометр дополнительной сетки 4, расположенной в непосредственной близости от катода и имеющей по отношению к нему небольшой отрицательный потенциал (порядка нескольких вольт), величина которого автоматически регулируется в процессе работы прибора.

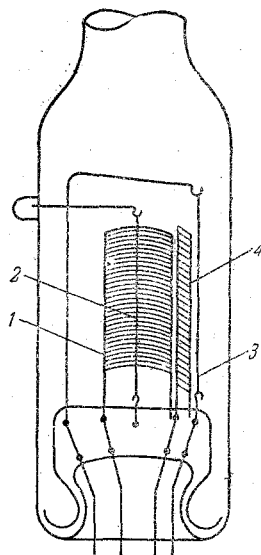


Рис. 10.

Градуировочные кривые манометров зависят от рода газа, а поэтому в том случае, если состав газа точно не известен, существенный интерес представляет прибор, способный не только измерять давление и плотность разреженного газа, но и определять его состав. Такими приборами являются радиочастотный масс-спектрометр и омегатрон³².

Несмотря на то, что абсолютное значение чувствительности омегатрона такое же, как у ионизационного манометра (порядка 10 на 1 мм рт. ст.), однако ввиду того, что ток эмиссии ионного источника омегатрона примерно в 1000 раз меньше, чем у вольфрамового катода, применяемого в ионизационном манометре, при давлении 10^{-9} мм рт. ст. в омегатроне получаются токи 10^{-13} — 10^{-14} , для измерения которых необходимо применять специальные электрометрические усилители.

Чувствительность манометров зависит от природы газа, так как различные газы имеют различные потенциалы ионизации и неодинаковый ход кривых вероятности ионизации (числа ионов, образуемых каждым электроном при длине пробега в 1 см).

В таблице IV приведены значения относительной чувствительности для ионизационного манометра при измерении давления различных газов и потенциалы ионизации этих газов. Поскольку градуировка манометра, как правило, производится по сухому воздуху, то его чувствительность в этом случае принята за единицу.

Как видно из приведенной таблицы, изменение чувствительности даже в случае полной замены воздуха азотом, аргоном или молекулярным кислородом не превышает $\pm 10\%$.

Градуировочные кривые магнитных манометров для различных газов располагаются в той же последовательности, как и для ионизационных манометров, однако чувствительность магнитного манометра не является

Таблица IV

Газ	Относительная чувствительность (по воздуху)	Потенциал ионизации
He	0,18	24,58
Ne	0,25	21,56
H ₂	0,49	15,1
O ₂	0,9	12,5
O	—	13,5
Воздух	1,0	—
N ₂	1,09	15,8
N	—	14,54
Ar	1,1	15,76

постоянной величиной, а изменяется с изменением давления, в силу чего возникает необходимость индивидуальной градуировки каждого магнитного манометра, в то время как для ионизационного манометра можно ограничиться только определением его чувствительности по воздуху.

Замена молекулярного кислорода атомарным вряд ли может привести к значительному изменению чувствительности ионизационного манометра, поскольку потенциал ионизации при этом изменяется всего лишь на 1 эв. Тем не менее наличие атомарного кислорода, химическая активность которого значительно выше молекулярного, может вызвать изменение работы выхода и эмис-

сионной способности нити накала ионизационного манометра вследствие того, что по мере увеличения давления на нити будет адсорбироваться все большее количество кислорода. Этим лишним раз подтверждается необходимость непрерывного контроля тока эмиссии.

Кроме того, накаленная нить в результате химического воздействия кислорода может достаточно интенсивно разрушаться, что ограничивает срок службы манометра. Однако можно полагать, что накаленная вольфрамовая нить толщиной 0,1 мм, работающая в атмосфере кислорода при давлении $1 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст., не должна перегореть в течение примерно 100 часов.

Что касается магнитно-электроразрядного манометра, то наличие атомарного кислорода, по-видимому, может привести к образованию поверхностных пленок окислов на катодных пластинах, что вряд ли, однако, существенно отразится на изменении чувствительности манометра, поскольку предварительные исследования показывают, что материал катодных пластин практически не влияет на характеристики манометра.

Измерения плотности можно пытаться провести и с бесприборным спутником, если наблюдать его визуально³³, или со спутником с одним лишь передатчиком, служащим для определения изменений его орбиты радиометодами³⁴.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. H. Jeans, *Dynamische Theorie der Gase*, Braunschweig, 1916.
2. N. C. Gerson, *Advances in geophysics*, т. 1, N. Y., 1952.
3. H. K. Kallman, W. B. White, H. E. Newell, *J. Geophys. Res.* **60**, № 3 (1956).
4. M. Nicolet, *The Earth as a planet*, т. 2, Chicago, 1954.
5. С. К. Митра, *Верхняя атмосфера*, ИЛ, 1955.
6. J. C. Maxwell, *Sci. Papers*, т. 2, Paris (1927).
7. L. Boltzman n, *Wiss. Abhandl.*, IV, Leipzig (1909).
8. X. Ш. Тзян, Сб. «Газовая динамика», ИЛ, 1950.
9. E. Sanger, *Schweiz. Arch. Angew. Wiss. Techn.* **16**, 43 (1950).

10. Дж. Сталдер, Д. Жуков, Сб. «Вопросы ракетной техники», № 5 (1952).
 11. M. Z. Krzywoblocki, Acta Physica Austriaca 9, № 3—4 (1955).
 12. S. F. Singer, Astronautica Acta 1, № 4 (1955); 2, № 3 (1956).
 13. Дж. Сталдер, Г. Гудвин, М. Кригер, Сб. «Механика», № 3 (1954).
 14. М. Л. Видман, П. Трумплер, Сб. «Механика», № 4 (1954).
 15. L. Tomas, F. Olmer, J. Amer. Chem. Soc. 65, 1036 (1943).
 16. L. Tomas, R. Brown, J. Chem. Phys. 18, № 10 (1950).
 17. L. Landay, Phys. Zeits. Sowjetun. 8, 489 (1935).
 18. K. Schäffer, K. Riggert, Zeits. Electrochemie 57, 751 (1955).
 19. Zacharjin, Spivak, Phys. Zeits. Sowjetun. 10, 495 (1936).
 20. J. Amdur, J. Chem. Phys. 14, № 5 (1946).
 21. P. L. Chambré, S. A. Schaaf, J. Aeronaut. Sci. 15, 735 (1948).
 22. M. N. Saha, Phil. Mag. 40, 472 (1920).
 23. M. N. Saha, Proc. Roy. Soc. A99, 135 (1921).
 24. C. V. Johnson, E. B. Meadows, J. Geophys. Res. 60, № 2 (1955).
 25. G. K. Wehner, Advances in electronics and electron physics, 7 (1955).
 26. Rocket exploration of the upper atmosphere, ed. R. L. F. Boyd and M. J. Seaton, London, 1954.
 27. Б. С. Данилин, Измерительная техника, № 1 (1957).
 28. J. J. Lander, Rev. Sci. Instr. 21, № 7 (1950).
 29. T. Bagard, D. Alpert, Rev. Sci. Instr. 21, № 6 (1950).
 30. G. N. Metson, Brit. Journ. Appl. Phys. 47, № 2 (1951).
 31. J. W. Townsend, Rev. Sci. Instr. 23, № 10 (1952).
 32. D. Alpert, J. Appl. Phys. 25, № 2 (1954).
 33. F. L. Whipple, Proc. IRE 44, № 6 (1956).
 34. J. T. Mengel, Proc. IRE 44, № 6 (1956).
-