

4(16)

ВРЕМЕНИК



ГЛ

Wro

Содержание
греческого
М. Ф.
иорм
Биография
Уста
СССР
это
Определение
и том
сфер
дальнейшего
вопрос
— Т.
дан
дан
К. П.
эта
за
ча

ГЛАВНАЯ ПАЛАТА МЕР И ВЕСОВ



Chambre Centrale des Poids et Mesures

ВРЕМЕННОК

ГЛАВНОЙ ПАЛАТЫ МЕР И ВЕСОВ

1930 — Выпуск 4 (16)

Wremennik (Annales) de la Chambre Centrale des Poids et Mesures
Livraison 4 (16)

Содержание. — *И. П. Афанасьев.* Исследование триметрового геодезического жала М15 — *М. Ф. Ломкин и А. К. Колосов.* Сравнение нормальных эллипсов в Главной Палате и в Бюро Стандартов в 1929 г. — *Д. В. Тихомир.* Установление верхнего эталона люмена СССР, его основной копии (исторического эталона) эталона свидетелей люмена. — *С. П. Будрин.* Определение баллистическим методом коэффициента различия цилиндрических конических с плоскими и закругленными концами. — *Т. И. Даринг.* Точность интерференционного измерения длины плоских концевых мер. — *Т. И. Крылова.* К вопросу об определении разности между механической и оптической длиной плоских концевых мер. — *В. Н. Боров.* К вопросу об установлении акустического эталона. — *Ю. Н. Мороз.* Применение фотоэлемента для осуществления шкалы звуковых частот.

Sommaire: — *N. I. Afanassiev.* Etude de Pétafon géodésique M15 de 3 mètres. — *M. F. Lomkine et A. C. Kolosov.* Comparaisons d'éléments normaux, faites à la Chambre Centrale des Poids et Mesures de l'URSS et au Bureau of Standards en 1929. — *D. W. Tikhomir.* Etablissement de l'étalon primaire de lumen de l'URSS, sa copie principale et ses étalons-témoins. — *S. P. Budrin.* Détermination des facteurs de magnification des barreaux cylindriques à bouts plats et à bouts arrondis, faite par la méthode balistique. — *G. W. Wainrib.* Précision des mesures interférentielles de la longueur d'étalons à bout. — *T. I. Krylova.* Etude sur la détermination de la différence entre la valeur mécanique et la valeur optique d'étalons à bout. — *J. N. Borow.* Sur l'établissement d'un étalon acoustique. — *J. N. Borow.* Application du photoélément à la réalisation d'une échelle de fréquences acoustiques.

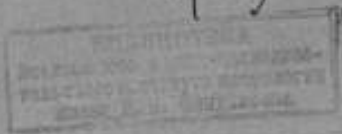


ГОСУДАРСТВЕННОЕ ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
Ленинград—1930

5
И,
СИ
ИХ
ОС
Ю
У-
Ю
О-
И
И
И
И
И

Ленинградский Областзвт № 62462. Зак. № 1114. Тираж 1000 экз. 11 л. з.
Типография «Красный Печатник» Гостехиздат, Ленинград, Международный пр. 75а.

Враменик ...
4(16) - 1930.



5
ны,
тсн
их
юс
по
у-
ю

ИССЛЕДОВАНИЕ ТРЕХМЕТРОВОГО ГЕОДЕЗИЧЕСКОГО ЖЕЗЛА N15.

П. И. Адамович.

Трехметровый геодезический жезл, обозначенный литерой N15, принадлежит к той коллекции геодезических жезлов, которые были приобретены в 1907 г. Военно-Топографическим Управлением через Женевское Общество и в 1908 г. исследованы в Международном Бюро мер и весов (в Севре).

Означенный жезл изготовлен из сплава никеля и стали с содержанием 42% никеля, называемого платинитом на основании того, что термическое расширение этого сплава близко к расширению платины. На нейтральной плоскости жезла имеются четыре зеркально полированные площадки длиной около 18 см с нарезанными на них группами штрихов. В каждой группе имеются две продольных черты для определения опоры (с расстоянием между ними от 0,4 до 0,5 мм) и 11 поперечных, из которых средняя в каждой группе отмечена цифрами 0, 1, 2 или 3. Расстояние между соседними поперечными штрихами в каждой группе равно 0,2 мм.

В виду устойчивости сплава, из которого изготовлен жезл N15, он служит основным эталоном для сличения с ним других трехметровых жезлов, и поэтому работа по определению длины жезла и коэффициента линейного расширения его была поставлена в первую очередь, как только начались регулярные работы на четырехметровом геодезическом компараторе.

Длина платинового жезла N15 известна из отчета Р. Бенуа и Ш. Э. Гильома, опубликованного на русском языке в XIII «Сборнике рефератов и статей по геофизическим вопросам» (Приложение к LXXIII тому «Записок Военно-Топографического Управления») и определяется выражением:

$$N15 (0 - 3) \text{ м} = 3 \text{ м} + 32,9 \text{ микрона} \dots \dots \dots (1)$$

Что касается коэффициента расширения этого жезла, то Международное Бюро мер и весов не определяло его непосредственно, а приняло для него среднюю величину, полученную для однометровых жезлов, обозначенных: a16, c18 и f21, которые изготовлены из того же сплава, что и жезл N15.

Для расширения указанных трех жезлов в Международном Бюро были найдены непосредственными сличениями следующие величины

- для a16: $(7,336 - 0,00331T)10^{-6}$
- c18: $(7,351 - 0,00366T)10^{-6}$
- f21: $(7,327 - 0,00323T)10^{-6}$

Среднее арифметическое из этих величин равняется:

$$(7,338 - 0,00340)10^{-6}$$

Утраивая эту величину, получили коэффициент расширения трехметрового жезла:

$$\alpha_{\text{н}} = (22,014 - 0,0102T)10^{-6} \dots \dots \dots (2)$$

Таким образом, при температуре T длина жезла И15 выражается формулой:

$$\text{И15 } (0 - 3) \text{ м} = 3 \text{ м} + 32,9 \text{ мк} + 22,014 \text{ мк} T - 0,0102 \text{ мк} T^2,$$

где температура T дана по стоградусной шкале водородного термометра.

Вышеуказанное допущение о тождестве сплава, из которого изготовлены однометровые эталоны $\alpha 16$, $\epsilon 18$, $f 21$ и трехметровый жезл И15, не давало полной гарантии, что коэффициент расширения, экспериментально найденный для однометровых эталонов, вполне надежно может быть принят и для трехметрового жезла И15. Это обстоятельство послужило основанием для исследования, предпринятого в 1926 г. лабораторией мер длины. Коэффициент расширения жезла И15 был определен путем непосредственного сличения его с инварным трехметровым жезлом $D 11$. Для этой цели жезл $D 11$ был установлен в малой ванне (с двойными стенками) геодезического компаратора на двух катках, расстояние между которыми равнялось 1740 мм. На уровне нейтральной плоскости стержня, рядом с ним, были расположены два термометра Бодена № 13 881 и № 13 882. Эти два термометра имеют деления на $0,05^\circ$, что дает возможность при помощи длиннофокусного микроскопа производить отчеты до $0,005^\circ$.

В большую ванну четырехметрового компаратора (также с двойными стенками) был помещен жезл И15 на двух катках, отстоящих друг от друга также на 1740 мм. Рядом с жезлом были положены три термометра Бодена № 15 658, № 15 659 и № 15 660 (с делениями на $0^\circ, 1$).

Показания всех термометров считывались за время одного наблюдения четыре раза: перед началом наблюдения, в течение наблюдения (2 раза), и по окончании наблюдения, при чем после второго отчета термометров пускались в действие турбины, перемещающие воду в обеих ваннах, и по истечении одной или двух минут производился третий отчет термометров. При обработке (средних) температур вводились все необходимые поправки и полученные для каждого термометра результаты перечислялись на стоградусную шкалу водородного термометра.

Первая серия из 4-х наблюдений была произведена в ночь с 9 на 10 ноября 1926 г., при чем жезл И15 находился в ванне с водой, температура которой была близка к $1^\circ, 38$.

На охлаждение воды в ванне с жезлом И15 до вышеуказанной температуры пришлось затратить около одной тонны льда, и так как в эту пору запасы льда были на исходе и их необходимо было экономить, не удалось получить более низкую температуру, как было намечено.

Большая масса льда, находящегося в двойных стенках большой ванны, достаточно гарантирует постоянство температуры воды, находящейся в ней, чего нельзя сказать о других температурах, напр., близких к 10° или к 40° : при температурах близких к 10° происходит быстрое нагревание ее, а при высоких температурах—охлаждение. Само собою разумеется, что наилучшие температурные условия для сличений получаются, когда вода в ванне компаратора имеет температуру тождественную с температурой воздуха в компараторном зале.

По удалении льда из ванны компаратора, когда вода к вечеру 11 ноября приняла температуру около 8° , произвели вторую серию сличений при этой температуре.

Прибавляя постепенно в наружный резервуар большой ванны небольшое количество воды комнатной температуры, довели ее до 17° и 15 ноября произвели третью серию сличений.

Действуя аналогичным путем, 17 ноября были произведены сличения при 25° , а 18 ноября—при 30° .

Числовые данные, полученные при непосредственных сличениях жезлов Н15 и D11, представлены таблицей I, в которой даны температуры воды в ваннах, содержавших сличаемые меры и разность их длин при различных температурах.

Таблица I—Tableau I

Средняя температура Température moyenne		ΔT	Наблюденная разность (Н15—D11) в микролах Différences ob- servées (Н15—D11) en microns	ΔT_2	Разность (Н15—D11) после про- ведения меры D11 к средней тем- пературе $16^{\circ}, 746$ Différence (Н15—D11) après la réduction de la règle D11 à la température moyenne $16^{\circ}, 746$
мера Н15 règle Н15	мера D11 règle D11				
1,384	16,586	-0,100	+ 11,47	-0,41	11,06
1,385	16,594	-0,152	+ 11,80	-0,39	11,41
1,402	16,602	-0,144	+ 12,20	-0,37	11,83
1,421	16,604	-0,142	+ 12,98	-0,36	12,62
7,728	16,636	-0,110	+ 150,55	-0,28	150,27
7,974	16,655	-0,091	+ 156,12	-0,23	155,89
8,169	16,660	-0,086	+ 160,27	-0,22	160,05
8,397	16,679	-0,067	+ 164,79	-0,17	164,62
16,838	16,662	-0,084	+ 350,51	-0,21	350,30
16,862	16,697	-0,049	+ 351,56	-0,12	351,44
16,885	16,722	-0,024	+ 351,74	-0,06	351,68
16,919	16,558	+ 0,012	+ 352,51	+ 0,03	352,54
25,471	16,838	+ 0,092	+ 537,34	+ 0,23	537,57
25,357	16,880	+ 0,134	+ 535,16	+ 0,34	535,50
25,248	16,918	+ 0,172	+ 532,87	+ 0,44	533,31
25,134	16,966	+ 0,220	+ 530,86	+ 0,56	531,42
30,069	16,770	+ 0,024	+ 636,65	+ 0,06	636,71
29,865	16,827	+ 0,081	+ 632,46	+ 0,21	632,67
29,687	16,904	+ 0,158	+ 627,22	+ 0,40	627,62
29,470	16,990	+ 0,214	+ 624,03	+ 0,53	624,58
Среднее	16,746	—	—	—	—

Жезл D11 находился при сличении с ним жезла H15 во все время работы в ванне, температура которой оставалась приблизительно одинаковой и в среднем равной $16^{\circ},746$. Те небольшие отклонения от этой средней температуры, которые были обнаружены при каждом отдельном наблюдении, показаны в таблице I в столбце, отмеченном знаком ΔT , при чем величина его составлялась в смысле «наблюденная температура минус средняя». На величину этого отклонения исправлялась наблюдаемая разность в длине мер, т.е. H15—D11 по известному расширению меры D11, определенному предварительным исследованием, которое было выполнено в 1926 г. и дало средний коэффициент расширения:

$$\alpha_p = (2,356 + 0,0057 T) 10^{-6}$$

На основании этого определялся истинный коэффициент расширения меры D11 для температуры $16^{\circ},746$ по формуле:

$$\frac{dL}{dt} = \alpha + 2\beta T,$$

откуда непосредственно получали в данном случае постоянную величину:

$$\Delta\mu = 2,356 + (2 \times 0,0057) 16,746,$$

которая при умножении на соответственное отклонение ΔT для каждого наблюдения давала поправку, вносимую со своим знаком в наблюдаемую разность H15—D11. В результате этой операции получились числа, указанные в последнем столбце таблицы I.

Если длину трехметрового жезла для любой температуры T выразим формулой:

$$L_T = L_0(1 + \alpha T + \beta T^2),$$

то, например, первое сличение, при котором жезл H15 имел температуру $1^{\circ},384$, даст следующий результат:

$$D_0 + 1,384 D_0 \alpha + (1,384)^2 D_0 \beta - H = 11,06$$

Если введем обозначения:

$$\begin{aligned} D_0 - H &= x \\ D_0 \alpha &= y \\ D_0 \beta &= z, \end{aligned}$$

то на основании таблицы I можно написать систему из 20 уравнений с тремя неизвестными вида:

$$x + Ty + T^2 z = (H15 - D11)$$

Решение этой системы по способу наименьших квадратов дает следующие значения для неизвестных:

$$\begin{aligned} x &= -19,462 \pm 0,193 \\ y &= +22,114 \pm 0,0310 \\ z &= -0,0091 \pm 0,00096 \end{aligned}$$

Отсюда следует, что искомый коэффициент расширения трехметрового жезла N15 равняется:

$$\alpha = (22,114 - 0,0091 T) 10^{-6} \dots \dots \dots (3)$$

Сравнивая величины (2) и (3), обнаруживаем некоторое расхождение между величинами, приписанную Международным Бюро жезлу N15, и величинами, найденную эталонной лабораторией мер длины Главной Палаты непосредственными сличениями, а именно, для α получено на 0,1 больше, а для β — на 0,001 меньше. Указанные расхождения можно было бы объяснить, с одной стороны, недостаточным числом наблюдений, а с другой, — отсутствием сличений при температуре более близкой к нулю. Поэтому было решено повторить определение коэффициента расширения этого жезла, что и было выполнено в первой половине февраля 1927 года, когда имелась записка чистого льда.

В этой работе, благодаря использованию значительного количества льда, удалось температуру воды в большой ванне, в которой находился жезл N15, понизить до $0,5^\circ$.

В качестве меры сравнения был использован тот же жезл D11, установленный в малой ванне, вода которой севалась при температуре равной в среднем $18^\circ,364$.

В процессе работы было сделано 30 наблюдений, результаты которых представлены таблицей II.

Составив по данным таблицы II систему из 30 условных уравнений с тремя неизвестными и решив эту систему по способу наименьших квадратов, находим следующие значения для неизвестных:

$$\begin{aligned} x &= -22,956 \pm 0,101 \\ y &= +22,064 \pm 0,005 \\ z &= -0,0093 \pm 0,0005 \end{aligned}$$

Отсюда искомый коэффициент для жезла N15:

$$\alpha_n = (22,064 - 0,0093 T) 10^{-6} \dots \dots \dots (4)$$

Хотя найденный коэффициент расширения оказался ближе к тому, который был приписан жезлу N15 Международным Бюро мер и весов, однако он всетаки превысил его на 0,05. Кроме того, еще в большей степени он отошел от величины (3), найденной лабораторией в 1926 г. Этот последний факт наводит на мысль о существовании какой-то систематической ошибки. Не исключалась возможность также влияния термических последствий, которые можно предполагать в платините. Эти обстоятельства побудили лабораторию еще раз непосредственными измерениями определить коэффициент расширения жезла N15, что и было выполнено весной 1928 года. При этом было использовано два ряда температур: ряд температур от $0^{\circ},8$ до 31° в восходящем порядке и приблизительно такой же ряд температур

от 31° до 0°, 8 в нисходящем порядке. Желез Н15 сличался с тем же трехметровым железом D11, который применялся и в предыдущих работах.

Данные, полученные при указанных сличениях, представлены в таблице III.

Составив по предыдущему систему условных уравнений и решив ее находим следующие значения неизвестных:

$$x = -22,504 \pm 0,085$$

$$y = +22,1370 \pm 0,0137$$

$$z = -0,0109 \pm 0,000042$$

Отсюда коэффициент расширения железа Н15:

$$\alpha_{\text{H}} = (22,137 - 0,0109 T) 10^{-6} \dots \dots \dots (5)$$

Таблица II—Tableau II

Средняя температура Temperature moyenne		ΔT	Наблюдаемая разность (H15 - D11) в микролах Différences obser- vées (H15-D11) en microns	$\Delta T_{\text{ар}}$	Разность (H15-D11) после при- ведения меры D11 к средней тем- пературе 18,304 Différences (H15-D11) après la réduction de la règle D11 à la température moyenne 18,304
мера H15 règle H15	мера D11 règle D11				
0,624	18,502	-0,138	- 9,51	+ 0,35	- 9,16
0,617	18,498	-0,134	- 9,59	+ 0,34	- 9,25
0,597	18,490	-0,132	- 10,24	+ 0,34	- 9,90
0,593	18,486	-0,122	- 10,05	+ 0,31	- 9,74
0,598	18,491	-0,127	- 9,85	+ 0,33	- 9,52
0,590	18,484	-0,120	- 10,21	+ 0,31	- 9,90
6,948	18,137	+ 0,227	+ 130,94	- 0,58	+ 130,36
7,168	18,126	+ 0,238	+ 134,38	- 0,61	+ 133,77
7,337	18,126	+ 0,238	+ 139,18	- 0,61	+ 138,57
7,504	18,126	+ 0,238	+ 142,11	- 0,61	+ 141,50
7,647	18,128	+ 0,236	+ 145,76	- 0,61	+ 145,15
7,784	18,126	+ 0,238	+ 149,51	- 0,61	+ 148,90
16,969	18,446	-0,082	+ 348,60	+ 0,21	+ 348,81
16,981	18,431	-0,067	+ 348,75	+ 0,17	+ 348,92
17,003	18,434	-0,070	+ 349,38	+ 0,18	+ 349,56
17,026	18,431	-0,067	+ 349,49	+ 0,17	+ 349,66
17,056	18,435	-0,071	+ 350,72	+ 0,18	+ 350,90
17,081	18,435	-0,071	+ 350,57	+ 0,18	+ 350,75
24,428	18,351	+ 0,013	+ 510,59	- 0,03	+ 510,56
24,331	18,351	+ 0,013	+ 508,64	- 0,03	+ 508,61
24,259	18,355	+ 0,009	+ 506,78	+ 0,02	+ 506,76
24,176	18,365	-0,001	+ 505,44	+ 0,00	+ 505,44
24,102	18,368	-0,004	+ 503,57	+ 0,01	+ 503,58
24,030	18,377	-0,013	+ 502,12	+ 0,03	+ 502,15
31,216	18,355	+ 0,009	+ 656,40	- 0,02	+ 656,38
31,008	18,369	-0,005	+ 651,09	+ 0,01	+ 651,70
30,831	18,386	-0,022	+ 648,88	- 0,06	+ 648,74
30,610	18,414	-0,050	+ 644,02	+ 0,13	+ 644,15
30,375	18,442	-0,078	+ 638,12	+ 0,20	+ 638,32
30,191	18,459	-0,095	+ 634,26	+ 0,24	+ 634,50
Среднее	18,364	-	-	-	-

Таблица III — Tableau III

Средняя температура Temperatura porceana		ΔT	Наблюденная разность (H15—D11) в микролах Différences obser- vées (H15—D11) en microns	ΔT _{ср}	Разность (H15—D11) после пре- ращения жидк. D11 в средней тем- пературе 17,776 Différence (H15—D11) après la réduction de la règle D11 à la température moyenne 17,776
мера H15 règle H15	мера D11 règle L11				
0,806	18,336	+ 0,560	— 5,60	+ 1,43	— 4,17
0,779	18,320	+ 0,544	— 6,39	+ 1,39	— 5,00
0,781	18,318	+ 0,542	— 6,51	+ 1,39	— 5,12
0,772	18,321	+ 0,545	— 5,93	+ 1,39	— 4,54
0,798	18,320	+ 0,544	— 5,78	+ 1,39	— 4,39
14,507	18,250	+ 0,480	+ 294,44	+ 1,23	+ 295,67
14,578	18,281	+ 0,505	+ 296,57	+ 1,29	+ 297,86
14,499	18,298	+ 0,522	+ 299,11	+ 1,34	+ 300,45
14,741	18,306	+ 0,530	+ 300,29	+ 1,36	+ 301,65
18,901	17,920	+ 0,144	+ 399,15	+ 0,37	+ 399,52
18,902	17,946	+ 0,170	+ 399,00	+ 0,43	+ 399,43
18,973	17,988	+ 0,212	+ 399,25	+ 0,54	+ 399,79
18,980	18,008	+ 0,232	+ 399,63	+ 0,59	+ 399,22
18,994	18,032	+ 0,258	+ 399,34	+ 0,66	+ 399,00
25,678	18,126	+ 0,350	+ 537,39	+ 0,90	+ 538,29
25,433	18,183	+ 0,407	+ 532,88	+ 1,04	+ 533,92
25,342	18,206	+ 0,430	+ 530,70	+ 1,12	+ 531,82
25,250	18,228	+ 0,452	+ 529,66	+ 1,16	+ 529,52
25,164	18,219	+ 0,443	+ 526,19	+ 1,13	+ 527,32
31,452	18,376	+ 0,600	+ 661,78	+ 1,54	+ 663,32
31,255	18,424	+ 0,648	+ 657,74	+ 1,66	+ 659,40
30,974	18,436	+ 0,660	+ 651,00	+ 1,69	+ 652,69
30,843	18,463	+ 0,687	+ 648,27	+ 1,76	+ 650,03
30,420	18,526	+ 0,750	+ 638,73	+ 1,91	+ 640,04
30,689	18,812	+ 1,036	+ 643,84	+ 2,65	+ 646,49
30,468	18,818	+ 1,042	+ 639,72	+ 2,67	+ 642,39
30,271	18,878	+ 1,102	+ 634,79	+ 2,82	+ 637,61
30,035	18,866	+ 1,090	+ 630,43	+ 2,79	+ 633,22
29,675	18,908	+ 1,132	+ 621,69	+ 2,90	+ 624,59
26,123	19,389	+ 1,613	+ 543,75	+ 4,13	+ 547,88
25,860	19,418	+ 1,642	+ 538,83	+ 4,20	+ 543,03
25,799	19,432	+ 1,656	+ 536,73	+ 4,24	+ 540,97
25,723	19,446	+ 1,670	+ 535,10	+ 4,27	+ 539,37
17,374	17,319	— 0,457	+ 359,66	+ 1,17	+ 358,49
17,372	17,315	— 0,461	+ 359,88	+ 1,18	+ 358,70
17,376	17,318	— 0,458	+ 359,99	+ 1,17	+ 358,82
17,373	17,316	— 0,460	+ 359,76	+ 1,18	+ 358,58
17,377	17,320	— 0,456	+ 360,04	+ 1,16	+ 358,88
17,378	17,316	— 0,460	+ 359,71	+ 1,18	+ 358,53
12,057	16,033	— 1,743	+ 247,00	+ 4,46	+ 242,54
12,092	16,029	— 1,747	+ 247,37	+ 4,47	+ 242,90
12,129	16,024	— 1,752	+ 248,33	+ 4,48	+ 243,85
12,162	16,032	— 1,744	+ 249,16	+ 4,46	+ 244,70
12,233	16,025	— 1,751	+ 250,66	+ 4,48	+ 246,18
12,242	16,022	— 1,754	+ 250,75	+ 4,49	+ 246,20
0,805	14,932	— 2,844	+ 2,33	— 7,28	— 4,95
0,830	14,914	— 2,862	+ 3,46	— 7,32	— 3,86
0,874	14,910	— 2,866	+ 4,33	— 7,33	— 3,00
0,894	14,904	— 2,872	+ 4,51	— 7,35	— 2,84
0,922	14,902	— 2,874	+ 5,63	— 7,35	— 1,72
Среднее	17,776	—	—	—	—

Сопоставляя все результаты определения коэффициента расширения жезла H15, найденные в Главной Палате мер и весов в 1926, 1927 и 1928 г.г., получаем таблицу IV, которая говорит, повидимому, о некоторой изменчивости искомой величины.

Таблица IV. — Tableau IV.

Год Date	y	Вероятная ошибка Erreur probable	z	Вероятная ошибка Erreur probable
1926	+22,114	± 0,031	- 0,0001	± 0,001
1927	+22,064	± 0,005	- 0,0063	± 0,0005
1928	+22,137	± 0,014	- 0,0109	± 0,0005

В виду того, что приведенные в таблице величины обладают сравнительно малыми вероятными ошибками, характеризующими точность произведенных определений, можно думать, что обнаруженный ход величины расширения представляет собою действительно новое явление, дополняющее установившиеся представления о платинете, как сплаве, свободном от вековых изменений. Само собою разумеется, что для обоснования этой гипотезы потребуется проследить в течение еще нескольких лет за расширением других платинитовых жезлов, которые от времени до времени исследуются в лаборатории.

Принимая за вероятнейшее значение величины коэффициента расширения общее арифметическое среднее по весам, обозначенным буквою y :

$$y = \frac{y_1 \cdot p_{y_1} + y_2 \cdot p_{y_2} + y_3 \cdot p_{y_3}}{p_{y_1} + p_{y_2} + p_{y_3}}$$

при чем значки y букв относятся соответственно к данным 1926, 1927 и 1928 года, получаем из величин, входящих в эту формулу, следующие значения:

$$y_1 \cdot p_{y_1} = 22,114 \times 120,6 = 2667,00$$

$$y_2 \cdot p_{y_2} = 22,064 \times 2380,9 = 52532,18$$

$$y_3 \cdot p_{y_3} = 22,137 \times 370,3 = 8197,33$$

откуда:

$$[y \times p_y] = 63396,51$$

$$[p_y] = 2871,8;$$

следовательно

$$y = \frac{63396,51}{2871,8} = +22,07553,$$

а на один метр:

$$\alpha = \frac{22,07553}{3} = +7,358.$$

Средняя ошибка M_y общего арифметического среднего y будет:

$$M_y = \pm \frac{1}{\sqrt{[p_y]}} = \pm \frac{1}{\sqrt{2871,8}} = \pm 0,019.$$

Аналогичным путем может быть найдено арифметическое среднее и для z по формуле:

$$z = \frac{z_1 p_{z_1} + z_2 p_{z_2} + z_3 p_{z_3}}{p_{z_1} + p_{z_2} + p_{z_3}}$$

Величины, входящие в эту формулу, имеют следующие значения:

$$z_1 p_{z_1} = -0,0091 \times 125916 = -1145,8$$

$$z_2 p_{z_2} = -0,0093 \times 249798 = -2323,1$$

$$z_3 p_{z_3} = -0,0109 \times 385560 = -4202,6$$

откуда:

$$[z p_z] = -7671,5$$

$$[p_z] = +761274,$$

следовательно:

$$z = -\frac{7671,5}{761274} = -0,010058,$$

а на один метр:

$$\beta = -\frac{0,010058}{3} = -0,0034$$

Средняя ошибка общего арифметического среднего z будет:

$$M_z = \pm \frac{1}{\sqrt{[p_z]}} = \pm \frac{1}{\sqrt{761274}} = \pm 0,0011.$$

Из приведенного расчета следует, что коэффициент расширения для жезла N15, равняется:

$$\alpha_H = (22,0755 - 0,010067)10^{-6}, \dots \dots \dots (6)$$

а на один метр:

$$\alpha = (7,358 - 0,00347)10^{-6}.$$

Сравнивая эту последнюю величину с той, которая дана Международным Бюро, а именно:

$$\alpha = (7,338 - 0,00347)10^{-6},$$

видим, что первые члены формулы отличаются на 0,02, вторые же совершенно тождественны.

Общая длина жезла N15 была определена в феврале 1927 г. при чем для указанной цели была использована платиноиридиевая мера П4, на которой имеется симметрично нарезанный метр, заключающийся между штрихами, определяющими $\frac{1}{3}$ и $10\frac{1}{3}$ д.м. Этот метр был в различные эпохи многократно сличен с платиноиридиевым метром № 28, служащим

основным эталоном метра СССР, при чем найдено, что при 0° длина интервала $(\frac{1}{3}-10\frac{1}{3})$ д.м. равна $1 \text{ м} - 4,7 \text{ мк}$.

Коэффициент расширения меры П4 по измерениям, произведенным в 1926 году в эталонной лаборатории мер длины Главной Палаты, равен:

$$\alpha = (8,660 + 0,00077T)10^{-6}$$

Платиноиридиевая мера П4 и жезл Н15 были установлены в большой ванне геодезического компаратора так, что можно было сличать интервал Н15 (2—3) м с симметричным метром П4. Результаты сличений, произведенных 21 февраля 1927 г., получены следующие:

Средняя температура воды в ванне с мерами	Разность [Н (2—3) м—П4] в микронах
16°,971	+ 14,09
16°,971	+ 13,75
16°,976	+ 13,74
16°,973	+ 13,71
16°,971	+ 13,63
16°,971	+ 14,15
Среднее 16°,972	+ 13,84

Длина симметричного метра на мере П4, приведенная к температуре $16^\circ,972$, равна:

$$П(\frac{1}{3}-10\frac{1}{3}) \text{ д.м.} = 1 \text{ м} + 142,45 \text{ мк}$$

а следовательно, искомый метр на жезле Н имеет при $16^\circ,972$ длину:

$$Н(2-3) \text{ м} = 1 \text{ м} + 142,48 \text{ мк} + 13,84 \text{ мк} = 1 \text{ м} + 156,32 \text{ мк}$$

Длина метра Н(2—3) при 0° , рассчитанная по коэффициенту (6), получается:

$$Н(2-3) \text{ м} = 1 \text{ м} + 32,42 \text{ мк} \pm 0,06 \text{ мк} \dots \dots \dots (7)$$

Аналогичным путем были сличены с симметричным метром на мере П4, и другие два метра на жезле Н. Для интервала Н(0—1) м при сличениях, произведенных 22 февраля 1927 года, получены результаты:

Средняя температура воды в ванне с мерами	Разность [Н (0—1) м—П4] в микронах
16°,529	- 29,32
16°,533	- 29,67
16°,536	- 29,47
16°,567	- 29,49
16°,558	- 29,30
16°,562	- 29,60
Среднее 16°,548	- 29,48

Откуда, приведя длину симметричного метра П4 к температуре 16°,548 и длину метра Н(0—1) к 0°, получаем:

$$H(1-0) \text{ м} = 1 \text{ м} - 11,51 \text{ м} \pm 0,04 \text{ м} \dots \dots \dots (8)$$

Наконец сличения, произведенные 23 февраля 1927 г., дают для длины Н(1—2):

Средняя температура воды в ванне с мерами	Разность [Н(1—2) м—П4] в микронах
16°,547	— 6,82
16°,756	— 6,64
16°,772	— 6,35
16°,780	— 6,15
16°,792	— 6,78
16°,837	— 6,18
Среднее 16°,781	— 6,49

Откуда:

$$H(2-1) \text{ м} = 1 \text{ м} + 11,81 \text{ м} \pm 0,09 \text{ м} \dots \dots \dots (9)$$

Суммируя величины (7), (8), (9), найденные для отдельных метров, получаем общую длину при 0° жезла N15, заключающуюся между крайними основными штрихами, обозначенными цифрами, 0 и 3:

$$H(0-3) \text{ м} = 3 \text{ м} + 32,7 \text{ м} \pm 0,1 \text{ м} \dots \dots \dots (10)$$

Сравнивая длину жезла Н(0—3) м, данную Международным Бюро:

$$H(0-3) \text{ м} = 3 \text{ м} + 32,9 \text{ м} \dots \dots \dots (1)$$

с величиной (10), найденной эталонной лабораторией мер длины, обнаруживаем достаточное сходжение результатов.

Однако, если при обработке наблюдений пользоваться коэффициентом расширения, данным Международным Бюро, то для отдельных метров получились бы следующие значения:

$$H(0-1) \text{ м} = 1 \text{ м} - 11,18 \text{ м}$$

$$H(1-2) \text{ м} = 1 \text{ м} + 12,15 \text{ м}$$

$$H(2-3) \text{ м} = 1 \text{ м} + 32,75 \text{ м}$$

и для общей длины жезла Н(0—3) при 0°:

$$H(0-3) \text{ м} = 3 \text{ м} + 33,7 \text{ м} \pm 0,1 \text{ м} \dots \dots \dots (10),$$

что расходится с величиной (1) на +0,8 м.

Если допустить, что жезл N15 действительно удлинился на вышеуказанную величину 0,8 м, то изменение его коэффициента расширения, повидимому, получает до некоторой степени правдоподобное объяснение.

ETUDE DE L'ÉTALON GÉODÉSIQUE H15 DE 3 MÈTRES.

Par N. I. Adamovitch.

(Résumé).

L'étalon géodésique H15 (0 — 3) m appartient à la collection de cinq règles de trois mètres de longueur et de section en H (de 35 à 36 mm de côté) dont quatre d'invar (D11, F12, F13 et G14) et la cinquième règle H15 faite en alliage contenant 42 pour 100 de nickel, possédant une stabilité satisfaisante, sert pour le contrôle des règles d'invar. Ces cinq règles ont été étudiées au Bureau International des Poids et Mesures par René Benoit et Ch. Ed. Guillaume en 1908 (Procès verbaux des Séances du Comité International des Poids et Mesures, 1909).

Le comparateur à dilatation du Bureau International n'étant pas adopté à la comparaison de règles de si forte section a permis de déterminer la dilatation de trois règles d'un mètre (section plus faible), marquées par $\alpha 16$, $c 18$ et $f 21$ et faites en même alliage et de même coulée que la règle H15. Le Bureau International a admis pour la règle H15 la formule moyenne de dilatation trouvée pour les règles $\alpha 16$, $c 18$ et $f 21$ à savoir:

$$\alpha = (7,338 - 0,00340 T) 10^{-6}$$

pour 1 mètre et 1 degré, d'où pour 3 mètres et 1 degré:

$$\alpha_H = (22,014 - 0,0102 T) 10^{-6}$$

La Chambre Centrale des Poids et Mesures a déterminé directement la dilatation de la règle H15 par la méthode absolue en novembre 1926 (tableau I), en février 1927 (tableau II) et en mars — avril — mai 1928 (tableau III).

Chaque fois la règle H15 a été comparée avec la règle d'invar D11 maintenue à la température constante. La règle H15 a été accompagnée de 4 thermomètres Baudin, parfaitement étudiés. On a lu les températures au commencement, au milieu (deux fois) et à la fin d'une observation complète.

Les variations de la température du commencement à la fin d'une observation, dont la durée était de 18 à 20 minutes, restent dans les limites de quelques centièmes de degré, lorsque tout est convenablement réglé.

En 1928 les premières séries des observations ont été faites aux températures d'abord croissantes de 0° à 31° approximativement et puis aux températures décroissantes de 31° à 0° .

Les différences (H15 — D11) ainsi trouvées ont été combinées entre elles selon la méthode des moindres carrés pour le calcul d'une formule à deux termes dépendants de la température.

Le tableau IV représente les résultats de ces études.

Les valeurs de y et z les plus probables sont:

$$y = +22,07553$$

$$z = -0,010058$$

d'où pour 1 mètre et 1 degré:

$$\alpha = +7,358 \pm 0,019$$

$$\beta = -0,0034 \pm 0,0011$$

L'équation de la règle H15(0 — 3) m a été établie par la comparaison avec le mètre symétrique sur la demi-sagène en platine iridié

$H_3(1/3 - 10^{1/3}) dm$, dont la dilatation a été déterminée à la Chambre Centrale des Poids et Mesures en 1926:

$$\alpha_n = (8,660 + 0,0007)10^{-6}$$

Par ces comparaisons on a trouvé à 0° :

$$H15(0 - 1) m = 1 m - 11^{\mu},5_1 \pm 0^{\mu},1$$

$$H15(1 - 2) m = 1 m + 11^{\mu},8_1 \pm 0^{\mu},1$$

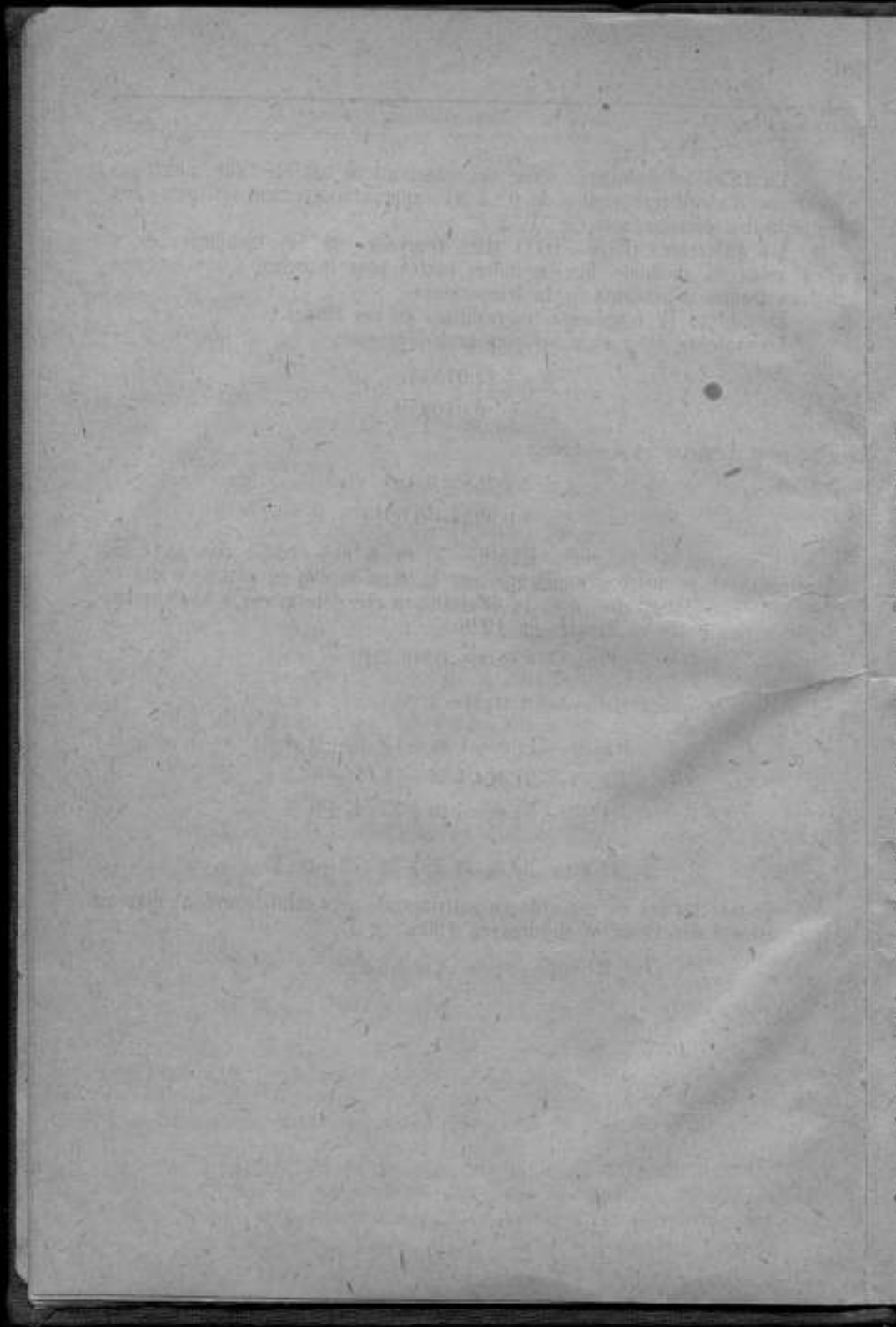
$$H15(2 - 3) m = 1 m + 32^{\mu},4_2 \pm 0^{\mu},1$$

d'où:

$$H15(0 - 3) m = 1 m + 32^{\mu},72 \pm 0^{\mu},1.$$

Ce résultat est en concordance satisfaisante avec celui trouvé au Bureau International des Poids et Mesures en 1908:

$$H15(0 - 3) m = 1 m + 32^{\mu},9.$$



перату-
 20° С,
 приво-
 элементов
 III.

СРАВНЕНИЕ НОРМАЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ГЛАВНОЙ ПАЛАТЕ И В БЮРО СТАНДАРТОВ В 1929 Г.

М. Ф. Маликов и А. К. Колосов.

Первое сравнение нормальных элементов Главной Палаты с эталоном международного вольты Bureau of Standards (Вашингтон) было произведено в 1926 г. и привело к заключению, что международный вольт Главной Палаты меньше международного вольты Bureau of Standards на 56 микровольт¹⁾.

В 1929 г. представилась возможность произвести второе сравнение нормальных элементов, воспользовавшись командировкой в Америку проф. М. А. Шателена, который, как и в первый раз, взял на себя доставку на руках элементов в Bureau of Standards и обратно в Главную Палату, с соблюдением в пути предосторожностей, необходимых для сохранения элементов в полной исправности.

М. А. Шателену, перед самым его отъездом за границу в декабре 1928 г. были переданы 4 нормальных элемента №№ 109-I (354), 109-II (360), 117-I (359) и 117-II (364), принадлежавшие к партии элементов, приготовленных 27 октября 1928 г. согласно принятой эталонной электрической лабораторией Главной Палаты спецификации²⁾ с тем отличием, что в электролит было добавлено 0,008 N H₂SO₄ и катодные ветви стеклянной оболочки были снабжены двумя перетяжками, уменьшающими возможность перемещения внутри элемента ртути при перевозке. Эти элементы были доставлены в феврале 1929 г. в Bureau of Standards, где они подвергались сравнениям в промежуток времени от 9 февраля до 4 марта 1929 г. Кроме указанных 4 элементов H-образной формы в Bureau of Standards был доставлен нормальный элемент новой формы³⁾ № 1 (365), который остался в Bureau of Standards.

В апреле 1929 г. элементы были привезены М. А. Шателеном обратно в Главную Палату, где были подвергнуты дальнейшим сравнениям.

Сравнение нормальных элементов с эталоном международного вольты Главной Палаты мер и весов непосредственно перед отправкой за границу и по возвращении из за границы дали результаты, приведенные в таблице I.

¹⁾ Временник Главной Палаты, вып. 3 (15), 1929 г., стр. 123—134.

²⁾ "Электрические и световые эталоны СССР. — Les étalons électriques et le étalons de lumière de l'URSS". Написание № 60, 1929 г., стр. 86—89.

³⁾ Временник Главной Палаты, вып. 3 (15), 1929 г., стр. 137—141.

ах.

II (364)

832₃

32₁

32₁

32₃

32₁

32₃

32₁

32₃

32₃

322₂

отноше-
 нента
 жупей
 в 25°С
 е. ис-
 лондон-
 этало-

20)³

гредви-
 устано-
 место
 вводить
 и тем-
 вы.

Bureau
 ературы
 тварод-

Таблица I

№№ элементов	Электродвижущая сила при 20° С в международных вольтах			
	Перед отправкой 20. XI — 4. XII 1928	По возвращении 15—22. IV. 1929	Среднее	Δ
109—I (354)	1,01841 ₀	1,01840 ₄	1,01840 ₇	-6×10^{-6}
109—II (360)	1,01841 ₀	1,01840 ₃	1,01840 ₈	-7×10^{-6}
117—I (359)	1,01840 ₇	1,01839 ₅	1,01840 ₁	-12×10^{-6}
117—II (364)	1,01840 ₅	1,01839 ₀	1,01840 ₂	-13×10^{-6}
Среднее	1,01840 ₃	1,01840 ₀	1,01840 ₂	-9×10^{-6}

Из таблицы I видно, что электродвижущая сила элементов уменьшилась, в среднем, на 9 микровольт; ввиду незначительности этого изменения, при дальнейших расчетах можно принять за электродвижущую силу элементов во время их отсутствия из Главной Палаты среднее на ее значений до отправки и после возвращения, указанное в четвертом столбце таблицы I.

В таблице II приведена полная серия наблюдений над 4 элементами в Главной Палате в течение более одного года. Эти наблюдения показывают, что никаких заметных аномалий в величине электродвижущей силы элементов их перевозка не вызвала. Следует заметить, что через 8 месяцев по возвращении их электродвижущая сила почти возвратилась к значениям, которые они имели до отправки за границу.

Таблица II.

Время наблюдений	Электродвижущая сила при 20°С в международных вольтах				
	№109—I(354)	№ 109—II (360)	№117—I(359)	№ 117—II (364)	Среднее
1928 г.					
2—9. XI	1,01840 ₁	1,01840 ₂	1,01840 ₈	1,01839 ₇	1,01840 ₃
13—19. XI	40 ₇	40 ₇	40 ₈	40 ₉	40 ₆
20. XI—4. XII	41 ₀	41 ₀	40 ₇	40 ₆	40 ₅
1929 г.					
15—22. IV	40 ₄	40 ₅	39 ₅	39 ₈	40 ₀
14—22. V	40 ₄	40 ₅	39 ₄	39 ₅	39 ₉
28. VI	40 ₄	40 ₅	39 ₀	39 ₂	39 ₇
11. IX	41 ₀	40 ₇	39 ₉	39 ₉	40 ₄
26. XII	41 ₃	40 ₇	40 ₅	40 ₂	40 ₇
Δ (XII.1929 — XII 1928)	$+3 \times 10^{-6}$	-3×10^{-6}	-4×10^{-6}	-2×10^{-6}	-2×10^{-6}

В Bureau of Standards элементы сравнивались при трех температурах: 28°C, 25°C и 20°C¹⁾.

Из этих сравнений для нас особенно важны сравнения при 20°C, так как при этой температуре находятся наши эталоны и к ней приводятся результаты всех наблюдений. Результаты сравнений 4 элементов в Bureau of Standards при этой температуре приведены в таблице III.

Таблица III.

Время сравнения	Электродвижущая сила при 20°C в международных вольтах.			
	№ 109—I (354)	№ 109—II (360)	№ 117—I (359)	№ 117—II (364)
1929 г.				
21. II	1,01832 ₂	1,01832 ₄	1,01832 ₀	1,01832 ₃
22. II	32 ₂	32 ₂	32 ₁	32 ₃
23. II	32 ₂	32 ₃	32 ₁	32 ₁
24. II	32 ₂	32 ₄	31 ₉	32 ₀
25. II	32 ₁	32 ₃	31 ₉	32 ₁
26. II	32 ₄	32 ₇	32 ₄	32 ₅
27. II	32 ₅	32 ₆	32 ₅	32 ₅
28. II	32 ₅	32 ₇	32 ₅	32 ₃
1. III	32 ₁	32 ₄	32 ₁	32 ₃
Среднее	1,018322 ₇	1,018324 ₄	1,018321 ₀	1,018322 ₆

Наблюдения при 25°C и 28°C представляют интерес в том отношении, что они позволяют судить относительно температурного коэффициента элементов. В таблице IV приведены средние значения электродвижущей силы нормальных элементов, полученные в Bureau of Standards при 25°C и 28°C и рядом ее значения для тех же температур, вычисленные, исходя из результатов сравнения элементов при 20°C, по принятой Лондонской Международной Конференцией об электрических единицах и эталонах 1908 г. формуле для нормальных элементов Вестона:

$$E_t = E_{20} - 406 \times 10^{-7} (t - 20) - 95 \times 10^{-8} (t - 20)^2 + 10^{-8} (t - 20)^3$$

Из таблицы IV видно, что при повышении температуры электродвижущая сила понижалась в меньшей степени, чем это требуется установленной формулой, поэтому во избежание ошибок, могущих иметь место при приведении к нормальной температуре 20°C, необходимо производить наблюдения при температуре возможно близкой к нормальной, если температурные коэффициенты весьма тщательно специально не изучены.

¹⁾ Нормальные элементы, служащие эталоном международного вольта в Bureau of Standards поддерживаются при температуре 28,05°C, при чем для этой температуры им приписывается средняя величина электродвижущей силы 1,017916 международного вольта

Таблица IV.

№№ элементов	Электродвижущая сила при 25°C в между- народных вольтах			Электродвижущая сила при 28°C в между- народных вольтах		
	Наблюденная 15—19. II. 1929	Вычисленная	Δ Набл.—Выч.	Наблюденная 9—14. II. 1929	Вычисленная	Δ Набл.—Выч.
109—I (354)	1,018105 ₂	1,018097 ₂	+ 8,5 × 10 ⁻⁶	1,017954 ₂	1,017942 ₂	+ 12,3 × 10 ⁻⁶
109—II (360)	1,018155 ₂	1,018098 ₂	+ 6,8 × 10 ⁻⁶	1,017955 ₂	1,017943 ₂	+ 11,5 × 10 ⁻⁶
117—I (359)	1,018101 ₂	1,018095 ₂	+ 6,0 × 10 ⁻⁶	1,017932 ₂	1,017940 ₂	+ 11,9 × 10 ⁻⁶
117—II (364)	1,018101 ₂	1,018097 ₂	+ 4,7 × 10 ⁻⁶	1,017932 ₂	1,017940 ₂	+ 10,7 × 10 ⁻⁶
Среднее	1,018103 ₂	1,018087 ₂	+ 6,3 × 10 ⁻⁶	1,017933 ₂	1,017942 ₂	+ 11,0 × 10 ⁻⁶

Сопоставляя результаты сравнений, произведенных в Главной Палате (таблица I) и в Bureau of Standards (таблица III), получим таблицу V, в последнем столбце которой приведена разность между значениями электродвижущей силы нормальных элементов, полученными в Главной Палате и в Bureau of Standards. Из таблицы V видно, что эта разность составляет, в среднем, + 81 микровольт.

Таблица V.

№№ элементов	Электродвижущая сила при 20°C в международных вольтах		
	Bureau of Standards	Главная Палата	Δ Гл. П. — B. S.
109—I (354)	1,01832 ₂	1,01840 ₂	+ 84 × 10 ⁻⁶
109—II (360)	1,01832 ₂	1,01840 ₂	+ 82 × 10 ⁻⁶
117—I (359)	1,01832 ₂	1,01840 ₂	+ 80 × 10 ⁻⁶
117—II (364)	1,01832 ₂	1,01840 ₂	+ 79 × 10 ⁻⁶
Среднее	1,01832 ₂	1,01840 ₂	+ 81 × 10 ⁻⁶

Кроме указанных выше элементов М. А. Шателен привез 4 элемента №№ 681, 682, 683 и 684, приготовленных в Bureau of Standards и любезно им предоставленных Главной Палате. Эти элементы принадлежат к группе нейтральных элементов (не содержащих свободной серной кислоты); они были приготовлены 11 октября 1928 г., т. е. приблизительно в одно время с элементами Главной Палаты, участвовавшими в сравнениях.

Перед отправкой нормальные элементы были сравнены в Bureau of Standards при температуре 20°C. Результаты сравнения приведены в таблице VI.

Таблица VI.

Время сравнения	Электродвижущая сила при 20°C в между- народных вольтах			
	№ 681	№ 682	№ 683	№ 684
1929 г.				
28. III	1,01829 ₁	1,01829 ₁	1,01829 ₇	1,01829 ₅
1. III	29 ₀	29 ₀	29 ₃	29 ₅
2. III	29 ₁	29 ₀	29 ₄	29 ₄
5. III	29 ₂	29 ₁	29 ₁	29 ₄
6. III	29 ₃	29 ₂	29 ₄	29 ₅
7. III	29 ₁	29 ₀	29 ₅	29 ₄
Среднее	1,018291 ₃	1,018290 ₇	1,018293 ₇	1,018294 ₅

По прибытии в Главную Палату они были сравнены с эталоном Главной Палаты, при чем получены результаты, указанные в таблице VIII¹⁾.

Таблица VII.

Время сравнения	Электродвижущая сила при 20°C в между- народных вольтах			
	№ 681	№ 682	№ 683	№ 684
1929 г.				
15. IV	1,01835 ₅	1,01835 ₅	1,01835 ₇	1,01835 ₀
18. IV	35 ₆	35 ₇	35 ₂	35 ₀
19. IV	35 ₃	35 ₆	35 ₃	35 ₀
20. IV	35 ₇	35 ₄	35 ₃	35 ₄
22. IV	35 ₄	35 ₃	35 ₆	35 ₆
30. IV	35 ₉	35 ₃	35 ₆	35 ₇
Среднее	1,018356 ₅	1,018356 ₀	1,018357 ₃	1,018357 ₅

Дальнейшие наблюдения над элементами также показали отсутствие каких либо аномалий в величине их электродвижущей силы (таблица VIII).

Сопоставление результатов сравнения этих элементов в Главной Палате (таблица VII) и в Bureau of Standards (таблица VI) приведено в таблице IX. Из этой таблицы видно, что разность между значениями алек-

¹⁾ Все ответственные сравнения нормальных элементов в Главной Палате выполнены метрологом К. С. Чураевым.

тредвижущей силы, полученными в Главной Палате и в Bureau of Standards, в среднем, равна +64 микровольта. При сравнении элементов Главной Палаты, как указано выше, была получена разность +81 микровольт.

Таблица VIII

№№ элементов	Электродвижущая сила при 20°С в международных вольтгах				
	15—30.IV.1929	14—22.V.1929	28.VI.1929	11.XI.1929	17.XII.1929
681	1,01835 ₆	1,01835 ₉	1,01835 ₅	1,01835 ₆	1,01837 ₅
682	1,01835 ₀	1,01835 ₇	1,01835 ₁	1,01835 ₆	1,01837 ₄
683	1,01835 ₇	1,08836 ₃	1,01835 ₆	1,01836 ₃	1,01836 ₆
684	1,01835 ₉	1,06836 ₁	1,01835 ₆	1,01836 ₁	1,01836 ₁
Среднее	1,01835 ₇	1,01836 ₀	1,01835 ₇	1,01836 ₆	1,01837 ₀

Таблица IX.

№№ элементов	Электродвижущая сила при 20°С в международных вольтгах		
	Bureau of Standards	Главная Палата	Δ Га. П.—В. С.
681	1,01829 ₁	1,01835 ₆	+65 × 10 ⁻⁶
682	1,01829 ₁	1,01835 ₆	+65 × 10 ⁻⁶
683	1,01829 ₄	1,01835 ₇	+63 × 10 ⁻⁶
684	1,01829 ₁	1,01835 ₉	+64 × 10 ⁻⁶
Среднее	1,01829 ₃	1,01835 ₇	+64 × 10 ⁻⁶

В среднем, для обеих групп элементов разность Δ составляет +72 × 10⁻⁶ вольта, откуда можно вывести заключение, что международный вольт Главной Палаты меньше международного вольта Bureau of Standards на 72 микровольта.

Расхождение в 17 микровольт между результатами сравнений, произведенных в одно время с нормальными элементами, приготовленными в различных лабораториях, а принимая во внимание сравнения 1926 г.,

еще большее расхождение в 25 микровольт между результатами сравнений, произведенных в разное время с нормальными элементами, приготовленными в одной и той же лаборатории, выходят как из пределов возможных колебаний электродвижущей силы нормальных элементов, так и по-прежнему из пределов точности измерения электродвижущих сил. Они указывают на существование источников ошибок, имеющих место при международных сравнениях; часть этих ошибок бесспорно коренится в различии режимов сравнения, соблюдаемых в отдельных лабораториях. В виду малого количества опытного материала открыть источники этих ошибок в настоящее время не представляется возможным. Чтобы их найти и избежать ошибок при дальнейших сравнениях, необходимо в международные сравнения внести больше плановости и установить для них определенные правила.

Имеющийся опыт уже позволяет наметить некоторые пункты этих правил; в частности можно отметить следующие требования.

1. Сравнения необходимо производить с большим числом нормальных элементов по возможности принадлежащих к различным партиям приготовления. При этом в лаборатории должно оставаться достаточное количество элементов-свидетелей, принадлежащих к тем же партиям и хранящихся в нормальных лабораторных условиях.

2. Сравнения должны быть двухсторонними, т. е. сравнение элементов какой-либо одной лаборатории с другими должно сопровождаться сравнением элементов этих лабораторий в первую.

3. Сравнения должны производиться по возможности при одной и той же температуре, а именно: при 20° С. Лучше всего, если при этом сравнения производятся по одним и тем же методам. Во всяком случае необходимо, чтобы методы и режим сравнения в различных лабораториях были в подробности известны каждой лаборатории, чтобы каждая лаборатория при желании могла их осуществить у себя с достаточной полнотой.

4. Необходимо организовать хотя бы одно сравнение нормальных элементов различных национальных лабораторий в одном месте, т. е. в Международном Бюро мер и весов, куда должны собраться представители национальных лабораторий, привезти с собой достаточное количество нормальных элементов, и сравнить здесь по общему, выбранному по взаимному соглашению методу все привезенные нормальные элементы. В случае необходимости они могли бы обмениваться друг с другом нормальными элементами.

Желательно при этом, чтобы представители лабораторий также привезли с собой приготовленные у себя материалы и принадлежности для нормальных элементов и здесь зарядили и исследовали сообща новые партии элементов.

Это позволило бы во многом достигнуть единообразия в спецификации для приготовления нормальных элементов.

COMPARAISONS D'ÉLÉMENTS NORMAUX FAITES À LA CHAMBRE CENTRALE DES POIDS ET MESURES DE L'U.R.S.S. ET AU BUREAU OF STANDARDS EN 1929.

Par M. F. Malikov et A. C. Kolossoy.

La première comparaison d'éléments normaux appartenant à la Chambre Centrale avec l'étalon du volt international du Bureau of Standards eu lieu en 1926, aboutissant à la conclusion que le volt international de la Chambre Centrale est de 56 microvolts inférieur à celui du Bureau of Standards ¹).

En 1929 il se présenta l'occasion de faire la deuxième comparaison d'éléments normaux en profitant du voyage en Amérique du professeur M. A. Châtelain, qui, de même qu'à la première fois, s'est engagé aimablement d'apporter à la main les éléments au Bureau of Standards et les retourner à la Chambre Centrale en observant en route toutes les précautions nécessaires pour leur parfaite conservation.

Au mois de décembre 1928 M. A. Châtelain, partant pour les Etats Unis, a pris avec lui quatre éléments normaux Nos. 109-I (354), 109-II (360), 117-I (359) et 117-II (364), appartenant au groupe des éléments, préparés le 27 octobre 1928 d'après la spécification adoptée par le laboratoire des étalons électriques de la Chambre Centrale ²), avec cette différence qu'il fut ajouté à l'électrolyte de 0,008N H₂SO₄ et que les branches cathodiques des enveloppes de verre étaient munis de deux étranglements ayant le but d'empêcher le déplacement de mercure à l'intérieur de l'élément pendant le transport. Ces éléments furent remis au mois de février 1929 au Bureau of Standards, où il furent comparés avec les éléments du Bureau entre le 9 février et le 1 mars 1929. Outre les quatre éléments mentionnés de forme en H, il fut remis au Bureau of Standards un élément normal d'un nouveau modèle ³) No. 1 (365), qui a été retenu par le Bureau of Standards.

Au mois d'avril 1929 les éléments furent rapportés par M. A. Châtelain à la Chambre Centrale, où ils furent soumis aux comparaisons ultérieures.

Les comparaisons des éléments normaux avec l'étalon du volt international de la Chambre Centrale des Poids et Mesures, immédiatement avant leur départ et après leur retour, donnèrent les résultats qui sont reproduits au tableau I.

On peut voir d'après le tableau I, que la force électromotrice des éléments s'est amoindrie, en moyenne, de 9 microvolts. En vue de l'insignifiance de ces variations on peut prendre pour la force électromotrice des éléments pendant leur absence de la Chambre Centrale la moyenne de ses valeurs avant le départ et après le retour, indiquées à la quatrième colonne du tableau I.

¹) Wremennik de la Chambre Centrale, livraison 3 (15), 1929, pp. 123-134.

²) „Les Etalons électrique et les étalons de lumière de l'U.R.S.S.», publication N° 00, 1929, pp. 28-31.

³) Wremennik de la Chambre Centrale, livraison 3(15), 1929, pp. 137-141.

Tableau I.

Éléments	Force électromotrice à 20° C en volts internationaux			
	Avant le départ 20 nov.—4 déc. 1928	Après le retour 15—22 avril 1929	Moyenne	Δ
No. 109—I(354)	1,01841 ₀	1,01840 ₂	1,01840 ₇	-6×10^{-6}
No. 109—II(360)	1,01841 ₀	1,01840 ₃	1,01840 ₅	-7×10^{-6}
No. 117—I(359)	1,01840 ₇	1,01839 ₅	1,01840 ₁	-12×10^{-6}
No. 117—II(364)	1,01840 ₀	1,01839 ₅	1,01840 ₂	-13×10^{-6}
Moyennes . . .	1,01840 ₀	1,01840 ₀	1,01840 ₂	-9×10^{-6}

Le tableau II contient la série complète des observations faites sur les quatre éléments à la Chambre Centrale durant plus d'une année. Ces observations démontrent que leur transport n'a provoqué d'aucunes anomalies sensibles dans la valeur de la force électromotrice des éléments. Il faut remarquer que dans les 8 mois après le retour leur force électromotrice est presque revenue aux valeurs qu'ils avaient eues avant leur départ.

Tableau II.

Date	Force électromotrice à 20° C en volts internationaux				
	№ 109-I(354)	№ 109-II(360)	№ 117-I(359)	№ 117-II(364)	Moyennes
1928					
2—9 novembre	1,01840 ₁	1,01840 ₂	1,01840 ₄	1,01839 ₇	1,01840 ₂
13—19	40 ₇	40 ₇	40 ₈	40 ₉	40 ₄
20 nov.—4 déc.	41 ₀	41 ₀	40 ₂	40 ₃	40 ₉
1929					
15—22 avril . . .	40 ₂	40 ₇	39 ₅	39 ₆	40 ₀
14—22 mai	40 ₁	40 ₃	39 ₂	39 ₀	39 ₉
28 juin	40 ₁	40 ₂	39 ₀	39 ₃	39 ₇
11 septembre . . .	41 ₀	40 ₇	39 ₆	39 ₈	40 ₅
26 décembre . . .	41 ₁	40 ₇	40 ₃	40 ₇	40 ₇
Δ (déc. 1929 — déc. 1928)	$+3 \times 10^{-6}$	-3×10^{-6}	-4×10^{-6}	-2×10^{-6}	-2×10^{-6}

On faisait des comparaisons au Bureau of Standards à trois températures: 28° C, 25° C et 20° C. De ces comparaisons la plus importante pour nous est celle de la température 20° C, puisqu'à cette température sont maintenus nos éléments-étalons et sont réduits les résultats de toutes les observations.

Le tableau III contient les résultats des comparaisons de quatre éléments faites à cette température au Bureau of Standards.

Tableau III.

Date	Force électromotrice à 20° C en volts internationaux			
	N°109-I(354)	N°109-II(360)	N°117-I(359)	N°117-II(364)
21 février 1929	1,01832 ₁	1,01832 ₄	1,01832 ₀	1,01832 ₃
22 " " " " " " " " " " "	32 ₂	32 ₂	32 ₁	32 ₂
23 " " " " " " " " " " "	32 ₁	32 ₃	32 ₁	32 ₁
24 " " " " " " " " " " "	32 ₂	32 ₄	31 ₉	32 ₀
25 " " " " " " " " " " "	32 ₁	32 ₁	31 ₉	32 ₁
26 " " " " " " " " " " "	32 ₄	32 ₇	32 ₄	32 ₁
27 " " " " " " " " " " "	32 ₃	32 ₅	32 ₂	32 ₅
28 " " " " " " " " " " "	32 ₀	32 ₇	32 ₂	32 ₅
1 mars " " " " " " " " " " "	32 ₁	32 ₄	32 ₁	32 ₅
Moyennes	1,018322 ₂	1,018324 ₄	1,018321 ₀	1,018322 ₆

Les comparaisons faites à 25° C et 28° C sont d'intérêt en ce qu'elles laissent à juger du coefficient thermique des éléments. Au tableau IV sont données les valeurs moyennes de la force électromotrice des éléments normaux obtenues au Bureau of Standards à la température de 25° C et de 28° C et à côté ses valeurs pour les mêmes températures, calculées en partant des résultats des comparaisons faites à 20° C d'après la formule adoptée par la Conférence Internationale des Unités et Etalons électriques tenue à Londres en 1908 pour les éléments normaux Weston:

$$E_t = E_{20} - 406 \cdot 10^{-7} (t - 20) - 95 \cdot 10^{-8} (t - 20)^2 + 10^{-8} (t - 20)^3.$$

Tableau IV.

Éléments	Force électromotrice à 25° C en volts internationaux			Force électromotrice à 28° C en volts internationaux		
	Observée 15-19 févr. 1929	Calculée	Δ observée - calculée	Observée 9-14 févr. 1929	Calculée	Δ observée - calculée
No. 109-I (354)	1,018105 ₇	1,018097 ₂	+ 8,5 × 10 ⁻⁶	1,017954 ₄	1,017942 ₂	+ 12,2 × 10 ⁻⁶
No. 109-II (360)	1,018105 ₇	1,018098 ₆	+ 6,8 × 10 ⁻⁶	1,017955 ₄	1,017943 ₉	+ 11,5 × 10 ⁻⁶
No. 117-I (359)	1,018101 ₁	1,018095 ₅	+ 6,0 × 10 ⁻⁶	1,017952 ₄	1,017940 ₅	+ 11,9 × 10 ⁻⁶
No. 117-II (364)	1,018101 ₁	1,018097 ₁	+ 4,7 × 10 ⁻⁶	1,017952 ₀	1,017942 ₁	+ 10,7 × 10 ⁻⁶
Moyennes	1,018103 ₇	1,018097 ₂	+ 6,5 × 10 ⁻⁶	1,017953 ₆	1,017942 ₂	+ 11,6 × 10 ⁻⁶

On voit du tableau IV, qu'avec l'élévation de la température la force électromotrice s'abaissait moins qu'il n'était exigé par la formule établie. Pour éviter des erreurs qui peuvent avoir lieu à la réduction à la température normale de 20° C, il faut faire observations à la température la plus proche, autant que possible, à la normale, à moins que les coefficients thermique ne soient étudiés très soigneusement.

En mettant en parallèle les résultats des comparaisons faites à la Chambre Centrale (tableau I) et au Bureau of Standards (tableau III) nous aurons le tableau V, dont la dernière colonne contient les différences entre les valeurs de la force électromotrice des éléments obtenues à la Chambre Centrale et au Bureau of Standards. On peut voir du tableau V, que ces différences sont, en moyenne, de +81 microvolts.

Outre les éléments mentionnés M. A. Châtelain a apporté quatre éléments Nos. 681, 682, 683 et 684, préparés au Bureau of Standards et remis aimablement à la Chambre Centrale. Ces éléments appartiennent au groupe d'éléments neutres (non contenant de l'acide sulfurique libre), ils ont été préparés le 11 octobre 1928, c'est-à-dire au même temps, à peu près, avec les éléments de la Chambre Centrale, qui participaient aux comparaisons.

Tableau V.

Éléments	Force électromotrice à 20° C en volts internationaux		
	Bureau of Standards	Chambre Centrale	Δ C. C. - B. S.
No. 109-I (354) . . .	1,01832 ₃	1,01840 ₇	+ 84 × 10 ⁻⁶
No. 109-II(360) . . .	1,01832 ₄	1,01840 ₈	+ 82 × 10 ⁻⁶
No. 117-I (359) . . .	1,01832 ₁	1,01840 ₁	+ 80 × 10 ⁻⁶
No. 117-II(364) . . .	1,01832 ₂	1,01840 ₂	+ 79 × 10 ⁻⁶
Moyennes . . .	1,01832 ₂	1,01840 ₄	+ 81 × 10 ⁻⁶

Avant l'envoi les éléments normaux furent comparés au Bureau of Standards à la température de 20° C. Les résultats des comparaisons sont donnés au tableau VI.

Tableau VI.

Date	Force électromotrice à 20° C en volts internationaux			
	No. 681	No. 682	No. 683	No. 684
28 février 1929	1,01829 ₁	1,01829 ₁	1,01829 ₇	1,01829 ₅
1 mars "	29 ₀	29 ₀	29 ₃	29 ₅
2 mars "	29 ₁	29 ₀	29 ₅	29 ₄
5 mars "	29 ₂	29 ₁	29 ₁	29 ₄
6 mars "	29 ₃	29 ₂	29 ₁	29 ₅
7 mars "	29 ₁	29 ₀	29 ₅	29 ₄
Moyennes . . .	1,01829 _{1,3}	1,01829 _{0,7}	1,01829 _{3,7}	1,01829 _{4,5}

Après l'arrivée à la Chambre Centrale ils furent comparés avec l'étalon de la Chambre Centrale; les résultats sont donnés au tableau VII ¹⁾.

Tableau VII.

Date	Force électromotrice à 20° C en volts internationaux			
	No. 681	No. 682	No. 683	No. 684
15 avril 1929	1,01835 ₃	1,01835 ₅	1,01835 ₇	1,01835 ₉
18 " " "	35 ₆	35 ₇	36 ₂	36 ₀
19 " " "	35 ₉	35 ₈	35 ₆	35 ₉
20 " " "	35 ₇	35 ₄	35 ₈	35 ₄
22 " " "	35 ₄	35 ₃	35 ₅	35 ₆
30 " " "	35 ₈	35 ₉	35 ₄	35 ₇
Moyennes . .	1,018356 ₅	1,018356 ₀	1,018357 ₃	1,018357 ₇

Les observations ultérieures de ces éléments démontrent aussi l'absence des anomalies quelconques à la valeur de leur force électromotrice (tableau VIII).

Tableau VIII.

Éléments	Force électromotrice à 20° C en volts internationaux				
	15—30 avril 1929	14—22 mai 1929	28 juin 1929	11 septembre 1929	17 décembre 1929
No. 681	1,01835 ₅	1,01835 ₂	1,01835 ₅	1,01835 ₆	1,01837 ₅
No. 682	1,01835 ₆	1,01835 ₇	1,01835 ₄	1,01835 ₆	1,01837 ₄
No. 683	1,01835 ₇	1,01836 ₃	1,01835 ₉	1,01836 ₄	1,01836 ₆
No. 684	1,01835 ₈	1,01836 ₂	1,01835 ₉	1,01836 ₄	1,01836 ₁
Moyennes . .	1,01835 ₇	1,01836 ₀	1,01835 ₇	1,01836 ₀	1,01837 ₀

Les résultats des comparaisons de ces éléments faites au Bureau of Standards (tableau VI) et à la Chambre Centrale (tableau VII) sont mis en parallèle au tableau IX. On voit de ce tableau, que la différence entre les valeurs de la force électromotrice obtenues à la Chambre Centrale et au

¹⁾ Toutes les comparaisons des éléments normaux à la Chambre Centrale furent exécutées par E. S. Tchuraeva.

Bureau of Standards est égale, en moyenne, à + 64 microvolts. La comparaison des éléments de la Chambre Centrale, comme on a mentionné plus haut, a donné la différence de + 81 microvolts.

Tableau IX.

Éléments	Force électromotrice à 20° C en volts internationaux		
	Bureau of Standards	Chambre Centrale	Δ C. C. — B. S.
No. 681	1,01829 ₁	1,01835 ₉	+ 65 $\times 10^{-6}$
No. 682	1,01829 ₁	1,01835 ₉	+ 65 $\times 10^{-6}$
No. 683	1,01829 ₄	1,01835 ₇	+ 63 $\times 10^{-6}$
No. 684	1,01829 ₄	1,01835 ₄	+ 64 $\times 10^{-6}$
Moyennes	1,01829 ₃	1,01835 ₇	+ 64 $\times 10^{-6}$

En moyenne, la différence Δ pour les deux groupes des éléments est de + 72 $\times 10^{-6}$ volt, d'où on peut conclure, que le volt international de la Chambre Centrale est de 72 microvolts inférieur à celui du Bureau of Standards.

L'écart de 17 microvolts entre les résultats des comparaisons faites au même temps avec les éléments normaux préparés aux divers laboratoires et celui de 25 microvolts (si l'on prend en considération les comparaisons de 1926) entre les résultats des comparaisons faites aux temps divers avec les éléments normaux préparés au même laboratoire, excèdent les limites des variations possibles de la force électromotrice des éléments normaux et d'autant plus les limites de la précision des mesures des forces électromotrices. Ils démontrent l'existence des sources d'erreurs ayant lieu aux comparaisons internationales; la partie de ces erreurs provient, sans doute, de la diversité des régimes de comparaison observés aux divers laboratoires. Il est impossible pour le moment de découvrir les sources de ces erreurs en conséquence de l'insuffisance du matériel expérimental. Pour les retrouver et pour éviter des erreurs aux comparaisons ultérieures il faudrait introduire dans les comparaisons internationales plus de régularité. L'expérience acquise laisse déjà à en tracer quelques points; en particulier, on pourrait faire les propositions suivantes:

1. Les comparaisons doivent être exécutées avec un nombre élevé d'éléments normaux appartenant, autant que possible, aux groupes de diverse préparation. En même temps il est nécessaire qu'il reste au laboratoire une quantité suffisante des éléments-témoins appartenant aux mêmes groupes et maintenus dans les conditions normales.

2. Il faut que les comparaisons soient réciproques, c'est-à-dire que les comparaisons des éléments d'un laboratoire quelconque faites dans d'autres laboratoires doivent être accompagnées d'une comparaison des éléments de ces derniers faite au premier laboratoire.

3. Les comparaisons doivent être exécutées autant que possible, à la même température normale, c'est-à-dire à 20° C. Ce sera le mieux si les comparaisons sont faites selon les mêmes méthodes. En tout cas il est nécessaire que les méthodes et le régime des comparaisons exécutées dans divers laboratoires soient connus en détail, afin que chaque laboratoire pût les réaliser chez soi complètement.

4. Il est nécessaire d'organiser au moins une seule comparaison des éléments normaux de divers laboratoires nationaux au Bureau International des Poids et Mesures, où les représentants des laboratoires nationaux peuvent se rassembler ayant avec eux un nombre suffisant des éléments normaux pour les comparer d'après la méthode générale, choisie en commun consentement. Ils pourraient échanger aussi les éléments normaux.

En même temps il est désirable que les représentants des laboratoires apportent avec eux les matériaux préparés chez eux avec les accessoires nécessaires pour les éléments normaux et y chargent et examinent ensemble les nouveaux groupes préparés des éléments. Cela permettrait à parvenir à l'uniformité de spécification pour la préparation des éléments normaux.

УСТАНОВЛЕНИЕ ПЕРВИЧНОГО ЭТАЛОНА ЛЮМЕНА СССР, ЕГО ОСНОВНОЙ КОПИИ (ВТОРИЧНОГО ЭТАЛОНА) И ЭТАЛОНОВ-СВИДЕТЕЛЕЙ ЛЮМЕНА.

П. М. Тиходеев.

Введение. Основной световой эталон СССР, воспроизводя единицу силы света—международную свечу,—в то же время воспроизводит и единицу освещенности—люкс, так как порядок измерения международной свечи таков, что она вычисляется по измеренной освещенности. Поэтому можно считать, что основной световой эталон СССР воспроизводит также и единицу светового потока—люмен, так как освещенность при известной площади, на которой она имеется, дает определенный световой поток. Однако, такой эталон люмена для целей практической метрологии оказывается непригодным, так как его световой поток известен в одном только направлении и в пределах лишь небольшого телесного угла. Напротив того, требуется в качестве эталона люмена иметь такой источник света, для которого известен весь световой поток, испускаемый по всем направлениям.

Первый эталон люмена СССР был установлен эталонной фотометрической лабораторией Главной Палаты мер и весов в 1926 году. Впоследствии автор нашел более точные способы измерений при переходе от единицы силы света к единице светового потока. Поэтому позже, в июне 1928 года, была установлена новая группа электрических ламп, образующая эталон люмена (см. ниже стр. 51).

В выполнении относящихся сюда измерительных работ, кроме автора, приняли участие: Е. Д. Девяткова, А. М. Сабуренков, М. В. Соколов и Н. С. Покровский. В обработке опытных данных, кроме тех же лиц, участвовал В. В. Мечников¹⁾.

Устройство электрических ламп, образующих эталон. В практике метрологии давно установлено, что пустотные вольфрамовые лампы являются вполне надежными эталонами при соблюдении в их устройстве ряда особых требований. Эти последние опубликованы отдельно (см. статьи автора в издании Главной Палаты мер и весов № 60: «Электрические и световые эталоны СССР», 1928).

На основе такой особой спецификации эталонные лампы были заказаны одному из русских ламповых заводов. К сожалению, качество изготовленных ламп оказалось недостаточно благоприятным, и было признано невозможным пустить их в дело. Поэтому фотометрическая лабора-

¹⁾ Имя покойный (скончался 9 мая 1930 г.).

тория применила лампы, ранее заказанные ею (в 1925 г.) заводу Филипса в Голландии. Эти лампы также не отвечают в полной мере тем требованиям, которые желательно было бы предъявлять к эталонным лампам. Именно, нить накаливания у них не жестко закреплена на крючках и недостаточно туго растягивается ими. Кроме того, стекло колбы мягко и легко поддается царапинам и другим воздействиям. Лампы подобного устройства были всесторонне изучены фотометрической лабораторией еще при установлении вторичного эталона международной свечи. Оказалось, что, в общем, они являются вполне удовлетворительными и достаточно благонадежными. Но, однако, постоянство их силы света ограничивается относительно широким пределом, доходящим иногда до $\pm 1/2\%$.

Эти лампы при номинальном напряжении в 115 вольт потребляют мощность около 60 ватт и имеют срок службы, приблизительно, в 1000 часов. Они были применены в дело при напряжении 107 вольт, дабы увеличить срок полезной их службы. Перед эталонированием лампы были отожжены в течение около 150 часов при номинальном напряжении, что соответствовало их предварительному старению, приблизительно, в 15% от срока службы.

Обозначение ламп. Лампам дано обозначение с П—1—6 по П—1—17.

Число ламп. В одном из предыдущих отчетов о работах фотометрической лаборатории автор указывал, что наиболее удобное число ламп, образующих эталон, составляет 15. Число это не может быть вполне строго обосновано и обуславливается целым рядом скорее практических, чем теоретических соображений: увеличением точности измерений при увеличении числа ламп с одной стороны, а с другой—усложнением измерений и частичным уменьшением их точности, если, например, число ламп, образующих групповой эталон, превосходит то, что может быть измерено в один рабочий день. Вследствие ряда побочных причин, число ламп, образующих новую группу эталона люмена, было снижено до 12.

Способ перехода от единицы силы света к единице светового потока. Пусть эталонная лампа находится внутри полого шара со вполне черной внутренней поверхностью. Разделим его поверхность плоскостями, перпендикулярными к оси симметрии лампы, на ряд поясов. Измерим теперь среднюю освещенность каждого такого пояса, для чего потребуются произвести достаточное количество измерений в разных местах его. Произведение из средней освещенности на величину поверхности шарового пояса даст световой поток, падающий на данный пояс. Таким путем можно подсчитать весь световой поток, упавший на шар, и, следовательно, определить полный световой поток эталонной лампы. Важно отметить то очевидное само по себе положение, что относительное размещение лампы в шаре не имеет влияния на ход рассуждений.

По этой схеме и были произведены измерения. Эталонная лампа, находясь для измерений на фотометрической скамье, непрерывно вращалась вокруг своей оси симметрии (первая ось вращения). Поворачивая лампу под разными углами к фотометру, при чем ось (вторая) этого вращения перпендикулярна к оси симметрии лампы и к направлению измеряемой силы света, можно было измерить в различном направлении силу света. Фотометр находился на постоянном расстоянии от точки пересечения обеих осей вращения. На нем измерялась освещенность. Эта схема в точности эквивалентна определению средней освещенности на различных шаровых полях вполне черного шара. Был применен вращающийся штатив фирмы Лидс и Нортроп. Лампа вращалась вокруг своей оси с числом оборотов около 200—250 в минуту. Это — то число оборотов, при котором можно было в значительной, а часто и в полной мере устранить мигание на экране фотометра; в то же время оно не являлось опасным в механическом отношении для лампы. Для световых измерений ось симметрии лампы поворачивалась к оси фотометрической скамьи через каждые 5° . Во все время измерений у лампы поддерживалось постоянное напряжение, которое измерялось через кольца, имеющиеся на штативе.

Устройство штатива не позволило производить измерение освещенности со стороны цоколя лампы, т. е. под углами 165° , 170° , 175° , 180° , 185° , 190° и 195° , а для некоторых ламп также 160° и 200° . Для того, чтобы точно измерить световой поток, имеющийся по направлениям перечисленных углов, в макушке колбы лампы, совершенно такого же устройства, как и эталонные лампы, был приклеен искусственный цоколь. За этот искусственный цоколь лампа прикреплялась к штативу, а настоящий цоколь оказывался теперь открытым. Таким путем можно было точно измерить распределение света около цоколя. У двух подобных ламп оно было измерено для направления от 150° до 210° включительно. Оказалось, как это и следовало ожидать, потому что лампы были совершенно одинаковые, что распределение света у обеих ламп вполне тождественно.

Световой поток их в пределах углов от 160° до 200° отличался друг от друга всего лишь на $\pm 1,3\%$. Представилось возможным считать, что у всех эталонных ламп распределение света около цоколя подобно таковому, найденному для двух опытных ламп. Затем уже не трудно было подсчитать световой поток в указанных направлениях для каждой эталонной лампы. Выяснилось, что он составляет лишь около 1% и менее от всего светового потока лампы.

Изменение свойств ламп вследствие вращения. Все эталонные лампы были измерены в отношении их светового потока (и силы тока) в светомерном шаре до измерений на светомерной скамье и после измерений. Оказалось, что хотя для каждой лампы световой поток и подвергался некоторому изменению, но в среднем для всех ламп изменение светового потока оказалось достаточно малым (см. ведомость I).

Ведомость I—Tableau I.

Относительная разницa в значениях светового потока лампы перед измерениями на светомерной скамье (18 июня) и после (23 июня). Знак указан по отношению к последним измерениям.

Différence relative des valeurs du flux lumineux des lampes avant les mesures sur banc photométrique (le 18 juin) et après les mesures (le 23 juin). Le signe est rapporté aux dernières mesures.

№№ по порядку №№ d'observations	Обозначение лампы Désignation des lampes	Разница в процен- тах Différence en pourcents
1	П-1-6	+ 0,86
2	П-1-7	+ 0,09
3	П-1-8	+ 0,36
4	П-1-9	- 0,22
5	П-1-10	- 0,41
6	П-1-11	+ 0,99
7	П-1-12	+ 0,17
8	П-1-13	- 0,66
9	П-1-14	+ 0,17
10	П-1-15	- 0,14
11	П-1-16	+ 0,40
12	П-1-17	(не определялась)
В среднем для всех лампы . . . Moyenne pour toutes les lampes .		+ 0,14 ₆

Естественно, что во время вращения лампы световой поток ее оказывается иным по сравнению с неподвижной лампой. В самом деле, при вращении нить натягивается вследствие центробежной силы и более плотно прилегает к крючкам. Поэтому охлаждение нити около крючков становится более сильным. В то же время, так как у лампы поддерживается напряжение одинаковое и при вращении и без вращении, сила тока, идущего по нити накалывания, возрастает. Температура нити также несколько возрастает и световой поток лампы во время вращения оказывается больше.

Для каждой лампы были поставлены отдельные измерения, имеющие целью установить, в какой мере изменяется световой поток при переходе от состояния покоя к вращению. Именно, лампа помещалась в светомерный шар и световой поток ее измерялся как в то время, когда она была неподвижна, так и тогда, когда она вращалась с той скоростью, с какой она вращалась при измерении на светомерной скамье. С каждой лампой этот опыт повторялся дважды. Ведомость II показывает результаты. Со-

ответствующий коэффициент увеличения светового потока при вращении вводится в подсчетах.

Ведомость II—Tableau II.

Влияние вращения на постоянство светового потока лампы.

Influence de rotation à la constance du flux lumineux.

№№ по порядку	Обозначение лампы	Отношение светового потока неподвижной лампы после вращения в таком же положении перед вращением	Отношение светового потока вращающейся лампы к такому же после покоя лампы	Отношение светового потока вращающейся лампы к таковому неподвижной (среднее из двух опытов)
№№ d'observations	Désignation des lampes	Rapport du flux lumineux de la lampe immobile après la rotation à celui avant la rotation	Rapport du flux lumineux de la lampe en rotation à celui après le repos	Rapport du flux lumineux de la lampe en rotation à celui de la lampe immobile (moyenne de deux observations)
1	П-1-6	1,002 ₅	1,008 ₈	1,002 ₄
2	П-1-7	1,009 ₉	1,001 ₄	1,011 ₀
3	П-1-8	1,002 ₅	0,996 ₁	1,010 ₀
4	П-1-9	0,996 ₄	1,002 ₀	1,013 ₁
5	П-1-10	0,993 ₃	0,996 ₄	1,004 ₀
6	П-1-11	1,004 ₃	1,008 ₃	1,013 ₄
7	П-1-12	1,002 ₀	1,003 ₆	1,012 ₂
8	П-1-13	1,006 ₇	1,003 ₆	1,014 ₈
9	П-1-14	1,007 ₇	1,009 ₀	1,011 ₃
10	П-1-15	0,999 ₅	1,001 ₆	1,017 ₃
11	П-1-16	1,012 ₅	1,001 ₅	1,019 ₅
12	П-1-17	0,999 ₃	1,012 ₀	1,013 ₀
В сред. по всем лампам Moyennes pour toutes les lampes		1,0032	1,0037	1,0126
Среднее изменение для одной лампы Variations moyennes pour une lampe		± 0,25 ¹⁾	± 0,25 ¹⁾	+ 1,2 ₀ ²⁾

Изменение силы тока во время вращения. Понятно, что переменный скользящий контакт у токоподводящего кольца на штативе лампы не позволяет поддерживать напряжение во время вращения у лампы

1) Изменение от среднего значения светового потока.
Variation de la moyenne du flux lumineux.

строго постоянным. Ток у лампы колеблется, хотя и очень незначительно, поэтому его можно было измерить с точностью лишь около $\pm 0,02\%$. Как видно из ведомости III ток при вращении у лампы возрастает в среднем на $0,28\%$.

Ведомость III — Tableau III.

Влияние вращения лампы на увеличение силы электрического тока в ней.
Influence de la rotation de la lampe sur l'accroissement de l'intensité du courant électrique.

№№ по порядку №№ d'observations	Обозначение лампы Désignation des lampes	Приращение силы тока у вращающейся лампы по отношению к силе тока неподвижной лампы; про- центы Accroissement de l'intensité du courant dans la lampe en rotation par rapport de l'intensité du courant dans la lampe immobile; pourcents
1	П-1-6	Не измерилось
2	П-1-7	Рас. mesuré
3	П-1-8	+ 0,24 ₉
4	П-1-9	+ 0,25 ₄
5	П-1-10	+ 0,30 ₁
6	П-1-11	+ 0,26 ₇
7	П-1-12	+ 0,26 ₁
8	П-1-13	+ 0,22 ₇
9	П-1-14	+ 0,26 ₈
10	П-1-15	+ 0,30 ₆
11	П-1-16	+ 0,32 ₄
12	П-1-17	+ 0,29 ₁
Среднее		+ 0,27 ₉
Moyenne		

Изменение свойств ламп на протяжении вращения. Сила света в поперечном направлении у каждой лампы определялась в начале и в конце измерения каждой лампы. Оказалось, как это видно из ведомости IV, что сила света меняется. Такие же измерения, сделанные для сил токов (ведомость IV) также указывают, что, обычно, сила тока меняется к концу измерения, хотя сравнительно и на очень малую величину (в среднем $0,05\%$), тем не менее у всех ламп в одну и ту же сторону.

Ведомость IV—Tableau IV.

Изменение сил света и тока на протяжении вращения.

Variation de l'intensité lumineuse et du courant pendant la rotation.

№№ по порядку	Обозначение ламп	Отношение средней за время вращения силы света к начальной		Приращение силы тока к концу измерений по сравнению с начальной; проценты
		Rapport de l'intensité lumineuse moyenne pour le temps de rotation à celle initiale		
№№ d'observations	Désignation des lampes	По данным одного наблюдателя	По данным другого наблюдателя	Accroissement de l'intensité du courant au bout des mesures par rapport à l'intensité initiale; pourcents.
		D'après les données de l'un observateur	D'après les données de l'autre observateur	
1	П-1-6	1,003 ₂	1,000 ₂	+ 0,02 ₄
2	П-1-7	1,002 ₀	1,002 ₀	Не определено. Pas déterminé
3	П-1-8	1,002 ₅	1,003 ₂	+ 0,04 ₈
4	П-1-9	1,006 ₀	1,003 ₄	+ 0,28 ₂
5	П-1-10	1,004 ₄	1,006 ₇	+ 0,06 ₄
6	П-1-11	1,004 ₄	1,002 ₀	+ 0,03 ₈
7	П-1-12	1,003 ₂	1,002 ₀	+ 0,03 ₀
8	П-1-13	1,003 ₂	0,993 ₂	+ 0,04 ₂
9	П-1-14	1,007 ₀	1,007 ₀	+ 0,00 ₂
10	П-1-15	1,006 ₇	1,007 ₂	+ 0,00 ₂
11	П-1-16	0,997 ₁	0,996 ₀	+ 0,00 ₀
12	П-1-17	1,001 ₀	1,001 ₅	+ 0,01 ₀
Среднее		1,003 ₂₅	1,002 ₁₀	+ 0,04 ₇
Moennes		1,003 ₁₁		

Таким образом ясно, что на протяжении времени вращения на световой скамье световой поток, а также и электрические свойства каждой лампы менялись. Однако, способы измерений и вычислений, примененные в данной работе, позволяют в полной мере учитывать все имевшие место изменения.

Лампа сравнения. Так как расстояние от измеряемой лампы до фотометрического экрана остается постоянным, то необходимо было менять расстояние от лампы сравнения до фотометра. Дабы при значительном изменении этого расстояния не могло возникнуть ошибок, вследствие отступления от закона квадратов расстояний, была применена лампа

конструкции Главной Палаты мер и весов, имеющая особую коническую колбу, благодаря которой в свете, падающем от лампы на фотометр, не участвуют отражения от стенок колбы. Был применен также еще особый непрозрачный щит впереди лампы, закрывающий все лишние части колбы.

Нижеследующее рассуждение показывает, как изменяется освещенность на экране фотометра в зависимости от расстояния между ним и лампой сравнения.

Нить накаливания лампы можно принять, как состоящую из 10 одинаково по своей длине светящихся прямолинейных отрезков, так как полуокружность, по которой согнута нить у крючков, весьма мало светится вследствие охлаждения этими крючками. Толщиною нити — около 0,04 мм — пренебрегаем. Рассмотрим изменение освещенности от светящейся прямой с изменением расстояния до нее.

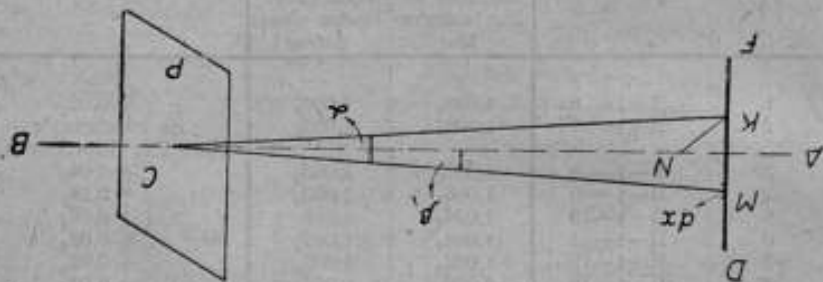


Рис. 1. К вычислению освещенности на фотометрическом экране от прямолинейной светящейся нити.

Fig. 1. Calcul de l'éclairement sur l'écran photométrique d'une filament à incandescence rectiligne.

Пусть (рис. 1) AB — линия перемещения середины светомерной площадки P , т.-е. так называемая светомерная ось. Считаем, что $AB \perp P$. Найдем освещенность в середине C площадки, создаваемую прямой DF , равномерно светящейся по всей своей длине l . Расстояние DF от AB равно $KN=d$. Длина $DK=l_1$ и длина $KF=l_2$. Выделим на светящейся нити некоторый бесконечно малый участок длины, равный dx (освещенность в точке C , получаемая от этого элемента по закону Ламберта¹⁾, равна:

$$dE = k \cdot B \cdot \frac{dx \cdot \cos \alpha \cdot \cos \beta}{L^2 + d^2 + x^2}.$$

¹⁾ Силу света от прямолинейного отрезка нити накаливания под разными к нему углами с достаточной точностью в пределах тех углов, с которыми приходится здесь иметь дело, можно считать пропорциональной косинусу угла с нормалью к нити.

Здесь k — коэффициент пропорциональности,

B — яркость нити (отнесенная к единице длины),

α — угол между лучом MC и KC ,

β — угол между лучом MC и AB ,

$L = NC$ — расстояние прямой от площади,

$x = KM$ — переменное расстояние рассматриваемого бесконечно малого участка нити от точки K . Берем x со знаком $+$ на протяжении KD и со знаком $-$ на протяжении KF .

Полная освещенность в точке C , очевидно, равна:

$$E = k \cdot B \int_{-l_1}^{+l_2} \frac{dx \cdot \cos \alpha \cdot \cos \beta}{L^2 + d^2 + x^2}$$

Так как:

$$\cos \alpha = \frac{\sqrt{L^2 + d^2}}{\sqrt{L^2 + d^2 + x^2}}, \quad \text{а} \quad \cos \beta = \frac{L}{\sqrt{L^2 + d^2 + x^2}}$$

то:

$$E = k \cdot B \cdot L \cdot \sqrt{L^2 + d^2} \int_{-l_1}^{+l_2} \frac{dx}{(L^2 + d^2 + x^2)^2}$$

После интегрирования получается:

$$E = \frac{k \cdot B \cdot L}{\sqrt{L^2 + d^2}} \left[\frac{l_1}{(L^2 + d^2 + l_1^2)} + \frac{l_2}{(L^2 + d^2 + l_2^2)} + \frac{1}{\sqrt{L^2 + d^2}} \left(\operatorname{arctg} \frac{l_1}{\sqrt{L^2 + d^2}} + \operatorname{arctg} \frac{l_2}{\sqrt{L^2 + d^2}} \right) \right]$$

Обыкновенно, при производстве измерений нетрудно сделать

$$l_1 = l_2 = \frac{l}{2}$$

В этом случае:

$$E = \frac{k \cdot B \cdot d}{2 \sqrt{L^2 + d^2}} \left[\frac{l}{\left(L^2 + d^2 + \frac{l^2}{4} \right)} + \frac{2}{\sqrt{L^2 + d^2}} \operatorname{arctg} \frac{l}{2 \sqrt{L^2 + d^2}} \right]$$

Обычно $\frac{l}{2 \sqrt{L^2 + d^2}}$ невелико, и для выяснения, как это здесь имеется в виду, порядка ошибок при пользовании законом квадратов расстояний, можно принять:

$$\operatorname{arctg} \frac{l}{2 \sqrt{L^2 + d^2}} \approx \frac{l}{2 \sqrt{L^2 + d^2}}$$

Поэтому:

$$E = \frac{k \cdot B \cdot L \cdot l}{2 \sqrt{L^2 + d^2}} \left[\frac{l}{\left(L^2 + d^2 + \frac{l^2}{4} \right)} + \frac{l}{(L^2 + d^2)} \right]$$

Сделав разложение в ряд и отбросив члены второго порядка малости, по упрощении получим приближенное выражение:

$$E \approx \frac{k \cdot B \cdot l}{L^2} \left(1 - \frac{l^2 + 12d^2}{8L^2} \right).$$

Для освещенности от светящейся точки:

$$E'' = \frac{k \cdot B \cdot l}{L^2}.$$

Член же $\frac{k \cdot B \cdot l}{L^2} \cdot \frac{l^2 + 12d^2}{8L^2}$ является поправкой, дающей возможность учесть отступлении от закона квадратов расстояний.

Длина отрезков нити накаливания данной лампы сравнения равна 61,7₅ мм. Расстояния их от оси лампы соответственно равны 1,5; 5,5; 8,5; 13 и 15 мм.

Следующая ведомость V показывает в числах, каковы отступления от закона квадратов расстояний. Как видно, отступления эти настолько значительны, что их нужно учитывать. Введение соответствующих поправок в результаты наблюдений (для двух ламп) показало, что в среднем для всех измерений с одной эталонной лампой, при которых расстояние между лампой сравнения и фотометрическим экраном меняется в пределах от 0,65 до 2,2 м общая поправка составляет —0,60%. С другой стороны, лампа сравнения сличалась со вторичным эталоном международной свечи при расстоянии около 0,75 м, требующем поправки —0,55%. Так как, кроме того, при этих измерениях расстояние между вторичным эталоном и фотометрическим экраном было около 1,4 м, а когда этот эталон сличался с основным, то же расстояние было около 1,6 м, то это обстоятельство требует еще внесения поправки около 0,02%. Последняя поправка, определенная тем же способом, как и для лампы сравнения, не является вполне точной, так как у лампы вторичного эталона с обычным расположением нити накаливания по поверхности цилиндра, не поддается учету влияние отражения света от стекла колбы. Таким образом, конечное значение поправки для лампы сравнения составляет: —0,60 + 0,55 + 0,02 = —0,02%. Так как эта поправка незначительна по сравнению с другими погрешностями в данных световых измерениях (см. ниже), то для упрощения расчетов было признано возможным с ней не считаться.

Со стороны лампы сравнения был применен голубой экран, состоящий из сернокислого бария с примесью индиго. Это делалось с той целью, чтобы выровнять цвет света со стороны измеряемой лампы и лампы сравнения. Лампа сравнения горела при пониженном напряжении, именно 90 вольт, вместо нормального около 115, каковое соответствует сроку службы в 1000 часов. Сделано это было также для того, чтобы сила света лампы сравнения за все время работы изменялась возможно меньше. Общая продолжительность горения лампы сравнения за все время измерений 12 ламп на светомерной скамье составила около 49 часов.

Ведомость V—Tableau V.

Поправки в процентах к закону квадратов расстояний для лампы сравнения. Поправки отрицательны.

Corrections en pourcents à la loi des carrés des distances pour lampe à comparaison. Les corrections sont négatives.

Расстояние лампы от фотометра; метры	Поправки; проценты	Расстояние лампы от фотометра; метры	Поправки; проценты	Расстояние лампы от фотометра; метры	Поправки; проценты
Distance de la lampe du photomètre; mètres	Corrections; pourcents	Distance de la lampe du photomètre; mètres	Corrections; pourcents	Distance de la lampe du photomètre; mètres	Corrections; pourcents
0,60	0,86	1,0	0,31	1,8	0,090
0,65	0,73	1,1	0,26	1,9	0,086
0,70	0,63	1,2	0,21	2,0	0,077
0,75	0,55	1,3	0,18	2,2	0,064
0,80	0,48	1,4	0,16	2,4	0,054
0,85	0,43	1,5	0,14	2,6	0,048
0,90	0,38	1,6	0,12	—	—
0,95	0,34	1,7	0,11	—	—

Изменение силы света за это время, конечно, происходило, и чтобы учесть его, потребовалось несколько раз сличить лампу сравнения с группой ламп, образующих вторичный эталон междувародной свечи. Такое сравнение производилось 5 раз, именно: 21, 23, 26, 27 и 28 июля 1928 г. При этом сличении, к сожалению, несколько ламп вторичного эталона оказались вышедшими по своим показаниям, поэтому общее число сличений лампы сравнения с лампами вторичного эталона составило 15 раз. Однако, и этого количества измерений оказалось вполне достаточным для того, чтобы получить надлежащую точность в измерении силы света лампы сравнения. Результаты этих измерений приведены в ведомости VI. Рисунок 2 показывает, как оценивалась сила света лампы сравнения каждым наблюдателем в отдельности. В измерении участвовали 4 человека. Как и естественно ожидать, показания отдельных наблюдателей отличаются друг от друга, но, в среднем, точность их отчета оказывается достаточно надежной и высокой.

Ведомость VI показывает также изменение силы тока у лампы сравнения. Как видно, лампа подверглась значительному износу, что показывает, что качество ее не является наилучшим возможным.

Фотометрический экран. Экран был применен серно-бариевый. Причины, по которым, именно, это вещество было выбрано для фотометрического экрана, указаны в одной из предыдущих работ фотометрической лаборатории.

Сила света лампы сравнения, международные свечи

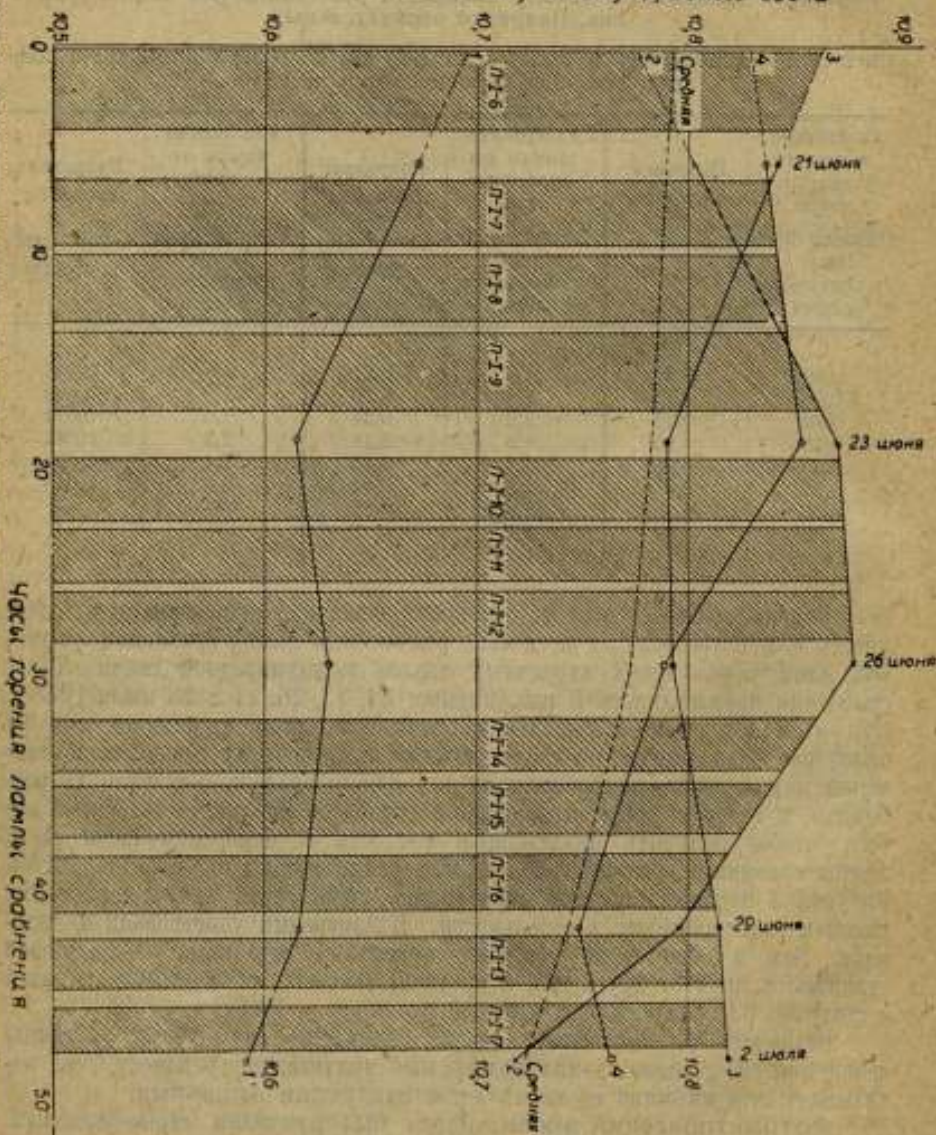


Рис. 2. Изменение силы света лампы сравнения за время выгорания (зашифровано: время выгорания лампы отсюда светового потока).

Fig. 2. Variation de l'intensité lumineuse de la lampe à comparaison pendant les heures (Nombres des

Ведомость VI — Tableau VI.

Изменение силы света и силы тока ¹⁾ лампы сравнения за время измерений.
Variation de l'intensité lumineuse et du courant de la lampe à comparaison pendant les mesures.

Время горения; часы	Сила света; условные единицы	Сила тока; амперы
Durée du brûlement; heures	Intensité lumineuse; unités conditionnelles	Intensité du courant; ampères
0,0	(10,79 ₂) ²⁾	0,385 09
4,0	—	0,385 26
5,6	10,78 ₀	—
9,9	—	0,385 06
15,3	—	0,385 17
17,4	—	0,385 06
18,9	10,78 ₂	—
22,6	—	0,384 98
25,5	—	0,384 91
28,4	—	0,384 86
29,6	10,77 ₂	—
32,0	—	0,384 70
34,6	—	0,384 77
36,3	—	0,384 55
41,3	—	0,384 79
42,6	10,74 ₂	0,384 58
47,9	—	0,384 73
48,5	10,72 ₀	0,384 60
Изменение по сравнению с начальной; проценты	— 0,6, %	— 0,12, %
Variations par rapport à l'intensité initiale; pourcents		

Способ вычислений. Как уже указывалось, освещенность от исследуемой лампы измерялась на шаровой поверхности через 5°. Измеренная освещенность являлась средней для шарового пояса. Вопрос о том, где, именно, лежат границы каждого пояса, не является строго разрешен-

¹⁾ В значение силы тока не внесены некоторые незначительные поправки постоянного характера.

La valeur de l'intensité du courant n'est pas corrigé complètement.

²⁾ Числа, соединенные скобкой, указывают промежутки времени горения лампы без потухания.

Les nombres liés par des parenthèses, montrent la durée du brûlement de la lampe sans s'éteindre.

³⁾ Вычислена экстраполированием (прямолинейно); прочие числа в этом столбце получены путем измерений.

Calculée par extrapolation (rectiligne); autres nombres de cette colonne sont reçus par des mesures.

мым. Приходится сделать некоторое условное допущение. Оно тем ближе к действительности, чем уже взяты границы поясов, т.е. чем на более близком расстоянии измеряться освещенность. Выбор промежутка в 5° оказывается вполне благоприятным. Так, в направлениях, близких к перпендикулярному к оси лампы и потому соответствующих наибольшим телесным углам, освещенность при переходе от одного пояса к другому меняется (в пределах от 90° до 60°) всего лишь не более, чем на 5%. При этом размер пояса, выраженный в телесных углах, меняется на величину от 0,2 до 5%. В направлениях, близких к оси, и освещенность и телесный угол меняются значительно, однако, абсолютное значение светового потока, вовсе не велико по сравнению со световым потоком лампы. Итак, было сделано такое предположение: границы шаровых поясов делат пополам телесные углы, заключенные между соседними направлениями измерений. Например, освещенность, измеренная в направлении 90° к оси лампы, является средней для шарового пояса, одной границей которого является окружность, делающая пополам телесный угол, заключенный между направлениями 90° и 95° , а другой — окружность, делающая пополам телесный угол между направлениями 90° и 85° . Значение суммы телесных углов, примыкающих к данному направлению измерений α , определяется, как:

$$\omega_\alpha = \left[\frac{\cos(\alpha - 5^\circ) - \cos \alpha}{2} + \frac{\cos \alpha - \cos(\alpha + 5^\circ)}{2} \right] 2\pi \text{ стерадиана.}$$

Ведомость VII содержит значение телесных углов, вычисленных таким путем. Произведение освещенности на телесный угол (на так называемый угловой коэффициент) и на квадрат радиуса шарового пояса (т.е. шаровой поверхности)¹⁾ дает световой поток, падающий на этот пояс. А сумма потоков, падающих на все пояса, дает весь световой поток лампы.

На рис. 3 (в действительности он был взят гораздо большего размера) по оси абсцисс отложены шаровые пояса по порядку их следования на поверхности шара. По оси ординат — численное значение светового потока, падающего на соответственный пояс. Площадь, ограниченная кривой и осью абсцисс, равна всему световому потоку лампы, помноженному на соответственный масштаб. Ход кривой показывает, что принятое деление на пояса правильно: для подавляющего большинства поясов кривая имеет вид почти прямой линии при переходе от одного пояса к другому. Около же 0° , 90° , 180° и 270° кривая меняется быстро. Однако, вогнутый отрезок кривой около 0° и 180° весьма близок к выпуклому отрезку около 90° и 270° . Поэтому неполнота, сама по себе ничтожно малая, учета светового потока около 90° и 270° восполняется почти вцело избытком — опять-таки ничтожно малым — в оценке его около 0° и 180° .

¹⁾ Произведение на телесного угла на квадрат радиуса (шара) дает, по сути, площадь шарового пояса.

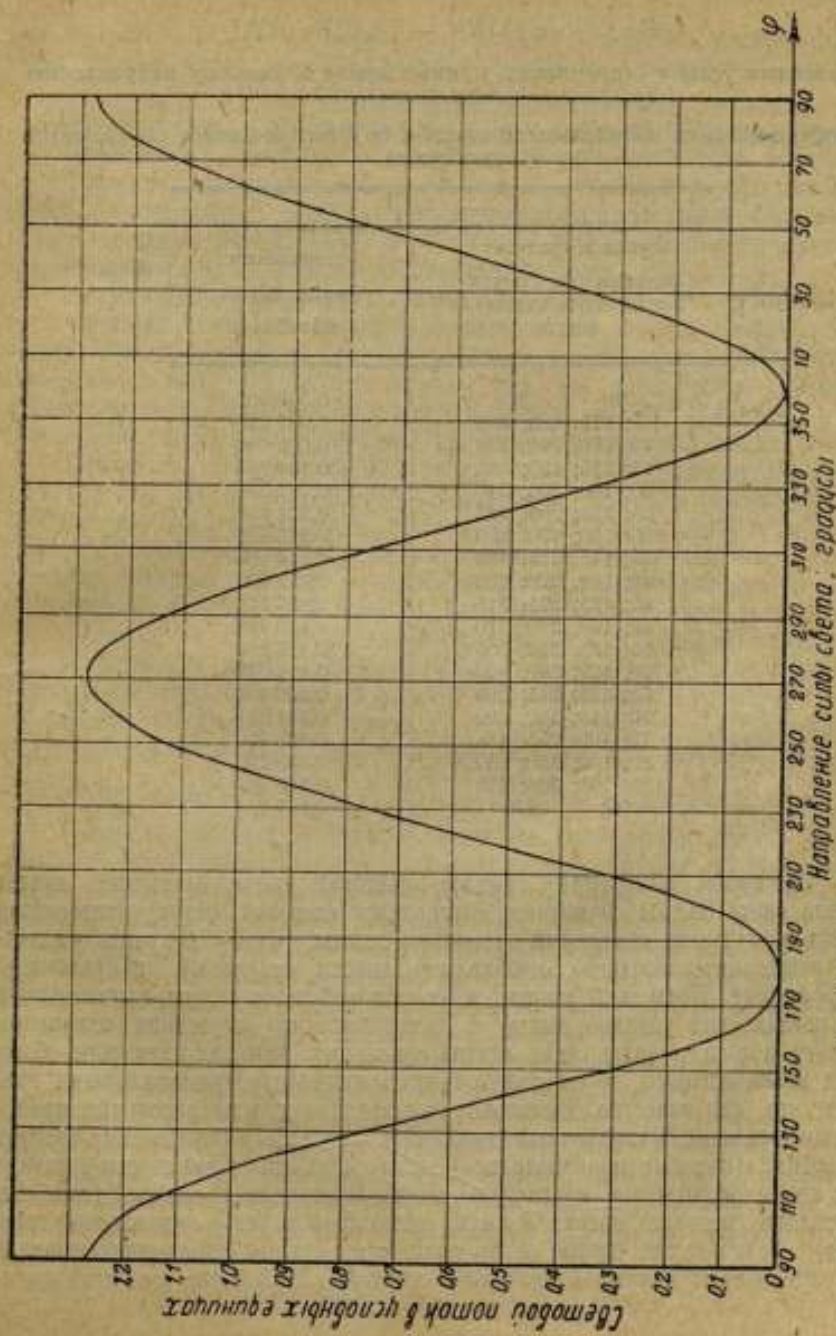


Рис. 3. Изменение светового потока в зависимости от направления силы тока.

Ведомость VII. — Tableau VII.

Телесные углы в стерадианах, примыкающие к данному направлению (силы света).

Angles solides en stéradianes adjacents à la direction donnée (de l'intensité lumineuse).

Направление (силы света); углы в градусах Direction (de l'intensité lumineuse); angles en degrés	Телесные углы, стерадианы Angles solides; stéradianes
0; 180;	0,033 908
5; 175; 185; 355	0,047 725
10; 170; 190; 350	0,095 090
15; 165; 195; 345	0,141 734
20; 160; 200; 340	0,187 295
25; 155; 205; 335	0,231 432
30; 150; 210; 330	0,273 808
35; 145; 215; 325	0,314 100
40; 140; 220; 320	0,352 000
45; 135; 225; 315	0,387 223
50; 130; 230; 310	0,419 498
55; 125; 235; 305	0,448 580
60; 120; 240; 300	0,474 249
65; 115; 245; 295	0,496 308
70; 110; 250; 290	0,514 591
75; 105; 255; 285	0,528 956
80; 100; 260; 280	0,539 296
85; 95; 265; 275	0,545 531
90; 270	0,547 614

За время измерений менялся световой поток эталонной лампы и сила света лампы сравнения. Вычислялся световой поток, отнесенный ко времени конца измерений эталонной лампы. Чтобы получить численное значение последнего, необходимо ввести отдельный поправочный коэффициент. Последний множител на световой поток лампы, вычисленный (по формулам, как указано выше) в предположении отсутствия изменения и этого потока и силы света лампы сравнения. Так как изменения обеих ламп незначительны, то их можно считать прямо пропорциональными времени, что, как известно, достаточно справедливо для недлительных промежутков времени. Поправочный множитель для своего определения требует измерений (каковые производились) силы света эталонной лампы в начале и в конце работы по измерению ее на световой скамье (так как изменение светового потока и силы света происходит в одинаковой степени). Точно также нужно знать силу света лампы сравнения в начале и конце работы с каждой эталонной лампой; определение ее производи-

Табл. 7. Величина светового потока лампы сравнения в момент измерения эталонной лампы.

лось по рис. 2 (взятому, конечно, в большом масштабе) интерполированием. Численное значение поправочного множителя вычислялось так:

$$2 \times \left[\frac{\text{Сила света эталонной лампы в конце}}{\left[\frac{\text{Сила света этал. лампы в конце}}{\text{Сила света этал. лампы в начале}} \right] + \left[\frac{\text{Сила света этал. лампы в начале}}{\text{Сила света лампы сравн. в конце}} \right] \times \left[\frac{\text{Сила света лампы сравн. в конце}}{\text{Сила света лампы сравн. в начале}} \right]} \right]$$

Численное значение светового потока, полученное в результате измерений на светомерной скамье, принимается за истинное для каждой лампы. Точное значение люмена СССР есть среднее арифметическое из значений его, воспроизводимых каждой из двенадцати ламп.

Результаты измерения. Нижеследующая ведомость VIII показывает значения силы тока и светового потока для каждой лампы, полученные при измерении в светомерном шаре и на светомерной скамье. Измерение в шаре повторялось дважды как для того, чтобы убедиться в постоянстве световых свойств каждой лампы, так и для того, чтобы точнее сличить их с эталоном-свидетелем и вторичным эталоном (см. ниже).

Точность измерений. Точность электрических измерений сохранилась той же, какой она была в предыдущих работах фотомерческой лаборатории при установлении эталона международной свечи и его свидетелей. Погрешности электрических измерений не влияли на точность световых. Равным образом, на точность последних заметно не повлияли погрешности в измерениях длин и углов, в установке ламп и проч.

Погрешности в световых измерениях таковы. Измерение силы света лампы сравнения производилось помощью 8 ламп вторичного эталона, при чем одновременно применялось 5 ламп. Так как каждая из последних воспроизводит международную свечу с погрешностью в $\pm 0,1\%$ (средняя квадратичная ошибка), то сила света лампы сравнения известна с погрешностью не более $\left(\pm \sqrt{\frac{0,18}{5}} = \pm 0,08 \right)$ (средняя квадратичная ошибка).

Измерения каждой эталонной лампы на светомерной скамье производилось двумя наблюдателями. Нижеследующая ведомость IX показывает, какал разница имелась в измерениях каждого наблюдателя и в какой мере она влияет на точность результата. Взаимное сличение ламп в светомерном шаре, произведенное (23 июля) после измерения ламп на скамье, выполнялось четырьмя наблюдателями. Точность этих измерений самих по себе показана в ведомости X. В разности между измерениями в шаре и на скамье складывались погрешности в измерениях ламп на скамье и в шаре, в оценке влияния вращения и некоторые другие.

Таким образом, данная разность является основной для суждения о точности перехода от единицы силы света к единице светового потока. Как показано в ведомости VIII (столбец 8-й), она составляет $\pm 0,16\%$. Прибавление сюда погрешности в оценке силы света лампы сравнения, а также от невнесения поправки на отступление закона квадратов расстояний при пользовании лампой сравнения, дает такую среднюю квадратичную ошибку для точного значения люмена СССР:

$$\pm \sqrt{0,16^2 + 0,08^2 + 0,02^2} = \pm 0,18 \cong \pm 0,2\%$$

Ведомость VIII. — Таблица VIII.

Описание группы электрических ламп, образующей эталон люмена СССР и результаты отдельных измерений.
Description du groupe des lampes électriques formant l'étalon du lumen de l'URSS et les résultats des mesures.

№ лампы Designation des lampes	Плоскостное излучение Lumens au plan yolte	Среднее излучение Lumens moyen rayonnant	Среднее излучение Lumens moyen rayonnant	18 июля Mesures du 18 juillet		25 июля Mesures du 25 juillet		27-28 июля Mesures du 27-28 juillet		Разница между измерениями Difference entre mesures	Разница между измерениями Difference entre mesures	Среднее излучение Lumens moyen rayonnant	Среднее излучение Lumens moyen rayonnant	Среднее излучение Lumens moyen rayonnant	Среднее излучение Lumens moyen rayonnant	Среднее излучение Lumens moyen rayonnant	Среднее излучение Lumens moyen rayonnant	Среднее излучение Lumens moyen rayonnant	
				Лампы Lampes	Разница с эталонной лампочкой Difference de la lampe étalon	Лампы Lampes	Разница с эталонной лампочкой Difference de la lampe étalon	Лампы Lampes	Разница с эталонной лампочкой Difference de la lampe étalon										Лампы Lampes
П-1-6	107,00	418 ⁰⁰	422 ⁰⁰	419 ⁰⁰	+ 0,98	+ 0,10	421 ⁰⁰	+ 0,24	+ 0,88	0,503 ⁰⁰	0,503 ⁰⁰	0,503 ⁰⁰	0,503 ⁰⁰	0,503 ⁰⁰	0,503 ⁰⁰	0,503 ⁰⁰	0,503 ⁰⁰	0,503 ⁰⁰	0,503 ⁰⁰
П-1-7	107,00	412 ⁰⁰	415 ⁰⁰	415 ⁰⁰	+ 0,97	+ 0,75	418 ⁰⁰	+ 0,07	+ 0,09	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰
П-1-8	107,00	408 ⁰⁰	408 ⁰⁰	408 ⁰⁰	+ 1,42	+ 1,05	406 ⁰⁰	+ 1,04	+ 0,35	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰
П-1-9	107,00	412 ⁰⁰	407 ⁰⁰	408 ⁰⁰	- 1,00	- 0,81	406 ⁰⁰	- 0,58	- 0,32	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰
П-1-10	107,00	411 ⁰⁰	407 ⁰⁰	407 ⁰⁰	- 0,88	- 0,42	407 ⁰⁰	- 0,79	- 0,41	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰
П-1-11	107,00	405 ⁰⁰	408 ⁰⁰	408 ⁰⁰	+ 0,78	- 0,21	408 ⁰⁰	- 0,74	+ 0,09	0,497 ⁰⁰	0,497 ⁰⁰	0,497 ⁰⁰	0,497 ⁰⁰	0,497 ⁰⁰	0,497 ⁰⁰	0,497 ⁰⁰	0,497 ⁰⁰	0,497 ⁰⁰	0,497 ⁰⁰
П-1-12	107,00	410 ⁰⁰	408 ⁰⁰	408 ⁰⁰	- 0,83	- 0,50	408 ⁰⁰	- 0,38	+ 0,17	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰
П-1-13	107,00	411 ⁰⁰	406 ⁰⁰	406 ⁰⁰	- 1,12	- 0,47	410 ⁰⁰	- 0,20	- 0,06	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰	0,499 ⁰⁰
П-1-14	107,00	417 ⁰⁰	417 ⁰⁰	416 ⁰⁰	+ 0,11	+ 0,36	416 ⁰⁰	- 0,06	+ 0,17	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰
П-1-15	107,00	415 ⁰⁰	417 ⁰⁰	418 ⁰⁰	+ 0,43	+ 0,68	418 ⁰⁰	+ 0,21	- 0,14	0,503 ⁰⁰	0,503 ⁰⁰	0,503 ⁰⁰	0,503 ⁰⁰	0,503 ⁰⁰	0,503 ⁰⁰	0,503 ⁰⁰	0,503 ⁰⁰	0,503 ⁰⁰	0,503 ⁰⁰
П-1-16	107,00	413 ⁰⁰	413 ⁰⁰	411 ⁰⁰	+ 0,48	+ 0,00	413 ⁰⁰	+ 0,40	+ 0,40	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰	0,500 ⁰⁰
П-1-17	107,00	417 ⁰⁰	417 ⁰⁰	417 ⁰⁰	- 0,16	- 0,10	417 ⁰⁰	- 0,83	-	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰	0,501 ⁰⁰
В среднем по всем лампам Moyenne pour toutes les lampes					+ 0,16	+ 0,00			+ 0,15										
Среднее квадратичное отклонение для одной лампы Moyenne quadratique d'écart pour une lampe																			
Среднее квадратичное отклонение для группы ламп Moyenne quadratique d'écart pour le groupe																			

1) Для первых семи ламп. — Pour les premières sept lampes.

2) Для остальных семи ламп. — Pour les dernières sept lampes.

Ведомость IX. — Tableau IX.

Отклонения от среднего значения светового потока при измерении ламп на светомерной скамье для каждого наблюдателя.

Ecart de la moyenne valeur du flux lumineux pendant les mesures des lampes sur le banc photométrique pour chaque observateur.

№№ по порядку №№ des observations	Обозначение ламп Désignations des lampes	Наблюдатели Observateurs	Отклонение от среднего; проценты Ecart de la moyenne; pourcents
1	П-1-6	1 и 2	+0,2 ₂
2	П-1-7	1 и 2	+0,1 ₁
3	П-1-8	1 и 2	-0,0 ₅
4	П-1-9	3 и 4	+0,2 ₂
5	П-1-10	1 и 2	-0,3 ₅
6	П-1-11	1 и 2	-0,3 ₀
7	П-1-12	1 и 2	-0,3 ₁
8	П-1-13	1 и 3	-0,1 ₃
9	П-1-14	1 и 3	-0,7 ₅
10	П-1-15	1 и 3	-0,6 ₇
11	П-1-16	2 и 3	-0,4 ₄
12	П-1-17	1 и 4	-0,5 ₉
Среднее арифметическое для одного наблюдателя			± 0,3 ₆
Moyenne arithmétique pour un observateur			
Среднее квадратичное для одного наблюдателя			± 0,4 ₄
Moyenne quadratique pour un observateur			
Среднее квадратичное для результата			± 0,1 ₂
Moyenne quadratique du résultat			

Как видно, погрешность в воспроизведении люмена в пять раз (кругло) больше, чем в воспроизведении международной свечи. Точность воспроизведения люмена возможно, конечно, увеличить. Для этого прежде всего нужно: 1) применить лампу сравнения с менее заметным износом, 2) сравнить ее непосредственно с основным, а не вторичным эталоном, 3) применить для эталона люмена лампы, на которые вращение не влияет

и 4) увеличить число наблюдателей в измерениях на скамье. Так как, как выше указывалось, в данном случае не оказалось возможным располагать нужного устройства эталонными лампами, то отпала особая необходимость в осуществлении и других условий, повышающих точность. Предполагается, что когда окажется необходимым изготовить новую группу эталонных ламп, перечисленные обстоятельства будут учтены. Стоит, однако отметить, что вероятная ошибка при воспроизведении люмени в $0,1_2\%$, как этой ныне имеет место, является сама по себе достаточно малой и для современного состояния световых измерений совершенно удовлетворительной.

Ведомость X. — Tableau X.

Отклонения от среднего значения светового потока для отдельных наблюдателей (их было четверо) при измерениях ламп первичного эталона люмена в светомерном шаре 23-го июля 1928 года.

Ecart de la moyenne valeur du flux lumineux pour les observateurs séparés des quatre) pendant les mesures des lampes de l'étalon primaire du lumen dans la sphère photométrique de 23 juillet 1928.

Обозначение ламп Désignations des lampes	Среднее-квадратичное отклонение для одного наблюдателя; проценты Moyenne quadratique des écarts pour un observateur; pourcents	Среднее квадратичное отклонение для одной лампы; проценты Moyenne quadratique des écarts pour une lampe; pourcents
П-1-6	0,18	0,09
П-1-7	0,54	0,17
П-1-8	0,59	0,29
П-1-9	0,91	0,45
П-1-10	0,83	0,41
П-1-11	0,22	0,11
П-1-12	0,37	0,18
П-1-13	0,36	0,18
П-1-14	0,54	0,17
П-1-15	0,68	0,34
П-1-16	0,38	0,19
П-1-17	0,23	0,12
Среднее для результата		} $\pm 0,08$
Moyenne du résultat		

Эталон-свидетели люмена. В соответствии со схемой, разработанной фотометрической лабораторией для хранения эталона международной свечи, применена подобная же схема и для хранения эталона

люмена. Именно, для обеспечения лучшей сохранности первичного эталон-люмена было признано необходимым установить несколько групп эталон-свидетелей. Для текущей же работы лаборатории решено применять вторичный эталон люмена, являющийся основной копией первичного эталона люмена. В качестве эталонов-свидетелей было взято четыре группы ламп.

Эталон-свидетель первый состоит из 10 электрических ламп накаливания; первые 5 — пустотные, вторые — газополные. Все они изготовлены заводом Филипс и имеют удостоверения исследовательской лаборатории завода Филипс, пользующейся эталонами светового потока от National Physical Laboratory.

Эталон-свидетель второй состоит из 12 ламп; первые 5 — пустотные и последние 7 — газополные. Эти лампы любезно предоставлены Главной Палате мер и весов Electrical Testing Laboratory (N. Y. U. S. A.), благодаря любезному содействию проф. М. А. Шателена. Как известно, эта последняя лаборатория получает эталоны светового потока от Бюро Стандартов. Таким образом, эти два эталона-свидетеля люмена позволяют косвенным путем установить соотношения между люменом СССР и люменом Англии и Америки. Точными и в достаточной мере достоверными, эти соотношения не могут считаться; они нуждаются в дальнейшем уточнении.

Эталон-свидетель третий составлен из тех шести ламп, которые впоследствии приняли участие в сравнении люмена СССР с люменом Франции и Германии (см. статью о том автора во Временике Главной Палаты выпуск 3 (15), 1929 г.).

Четвертая группа (эталон-свидетель четвертый) состоит из 5 электрических ламп, ранее являвшихся первичным эталоном люмена: эталон 1926 г. Оказалось, что люмен 1926 года меньше нового значения на 0,8%. Прежнее значение люмена утратило свою силу с 1 октября 1928 года.

Ниже следующая ведомость XI показывает данные для ламп эталонов-свидетелей.

Вторичный эталон люмена. Ведомость XII содержит данные для вторичного эталона люмена. Как видно, вторичный эталон составлен из двух групп ламп. Первая группа, имеющая обозначение ПА-2, составлена из ламп, световой поток которых лежит в пределах от 100 до 160 люменов, т.е. эти лампы, приблизительно, наименьшего размера, который требуется для практических целей. Вторая группа ламп вторичного эталона имеет световой поток в пределах, приблизительно, от 370 до 520 люменов. Все лампы вторичного эталона перед их сличением с первичным состарены, примерно, на 15%. Понятно, что лампы эталона-свидетеля перед сличением не горели, дабы не подвергать их износу, что повняло бы на точность в соотношении люмена СССР с люменами лабораторий, от которых эти лампы получены.

Эталонные лампы с ПБ-2-7 по ПБ-2-20 сличены с первичным эталоном люмена 14 февраля 1929 года.

Ведомость XI-a. — Tableau XI-a.
 Описание эталонов свидетелей СП-I и СП-II люмена СССР.
 Description des étalons-témoins SP-I et SP-II du lumen de l'URSS.

Обозначение лампы	Напряжение: вольты Tension: volts	Сила тока: амперы. Intensité du courant: ampères		Расхождение в вычитании сил тока по отношению к эталонной лампе		Коррекция по отношению к эталонной лампе		Коэффициент по отношению к эталонной лампе		Поправка по отношению к эталонной лампе		Разность в данных Таблицы по отношению к эталонной лампе	Действие на flux лампы по отношению к эталонной лампе	Средняя квадратичная ошибка для лампы	Корреляция с эталонной лампой
		По измерению лампой	По измерению лампой	По измерению лампой	По измерению лампой	По измерению лампой	По измерению лампой	По измерению лампой	По измерению лампой						
СП-I-1	107,00	0,306	0,307	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001
СП-I-2	107,00	0,308	0,309	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001
СП-I-3	107,00	0,307	0,307	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
СП-I-4	107,00	0,307	0,307	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
СП-I-5	107,00	0,309	0,309	0,002	0,002	0,002	0,002	0,002	0,002	0,002	0,002	0,002	0,002	0,002	0,002
СП-I-6	107,00	0,308	0,308	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001
СП-I-7	107,00	0,308	0,308	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001
СП-I-8	107,00	0,308	0,308	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001
СП-I-9	107,00	0,308	0,308	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001
СП-I-10	107,00	0,308	0,308	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001
СП-I-11	107,00	0,308	0,308	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001
СП-I-12	107,00	0,308	0,308	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001

*) По всем лампам подступила.
 D'après toutes les lampes au grease.

Ведомость XI-б. — Tableau XI-b.
Описание эталон-свидетелей СП-III, 1) и СП-IV, люмена СССР.
Description des étalons-témoins SP-III, et SP-IV, du lumen de l'URSS.

Обозначение лампы	Напряжение, вольты	Сила тока, амперы	Средний поток, люмены	Средний поток, люмены	Сила тока, амперы	Средний поток, люмены
Désignations des lampes	Tension, volts	Intensité du courant, ampères	Flux lumineux, lumens	Flux lumineux, lumens	Intensité du courant, ampères	Flux lumineux, lumens
СП-III-1	107,00%	0,560 в.	409,00	408,00	0,560 в.	408,00
СП-III-2	107,00%	0,499 в.	402,00	402,00	0,499 в.	407,00
СП-III-3	107,00%	0,498 в.	407,00	407,00	0,498 в.	406,00
СП-III-4	107,00%	0,498 в.	413,00	413,00	0,498 в.	409,00
СП-III-5	107,00%	0,500 в.	406,00	406,00	0,498 в.	405,00
СП-III-6	107,00%	0,498 в.	407,00	407,00	0,498 в.	409,00
По измерениям 1929 г. 1).						
D'après les mesures de 1929						
			± 0,2%	± 0,2%		± 0,2%
СП-IV-1	107,00%	0,503 в.	415,00	425,00	—	—
СП-IV-2	107,00%	0,503 в.	423,00	425,00	—	—
СП-IV-3	107,00%	0,498 в.	407,00	413,00	—	—
СП-IV-4	107,00%	0,498 в.	407,00	410,00	—	—
СП-IV-5	107,00%	0,501 в.	411,00	425,00	—	—
По измерениям 1926 г.						
D'après les mesures de 1926.						
			+ 0,5%	+ 0,5%		—
			+ 0,8%	+ 0,8%		—
			+ 0,6%	+ 0,6%		—
В среднем						
			+ 0,5%	+ 0,5%		± 0,1%

1) Даны той группой прежде обозначалась СП-2 с 1 по 8. После международных сравнений 1928 г. указанные стандарты потока попросту обозначены пометками (см. Приложение Указной Палаты, вян. 3 (15), 1929, стр. 380). — Les lampes de ce groupe ont été désignées auparavant par SP-2 de même, de la Chambre Centrale, l'année 3 (15), 1929 p. 180.
 2) Средние значения на двухкратных измерениях. — Valeurs moyennes des doubles mesures.
 3) Разница между измерениями стандартного потока по измерениям 1926 г. и 1928 г. ± 0,6%. Разница между измерениями люмена 1926 и 1928 гг. люмена между измерениями 1926 г. и 1928 г. ± 0,6%. Разница между измерениями люмена 1926 и 1928 гг. La différence entre les valeurs du flux lumineux d'après les mesures de 1926 et 1928, c'est à 0,6% la différence entre les valeurs du lumen de 1926 et 1928.

Измерение светового потока. Измерение светового потока обычно фотометрическая лаборатория производит в светомерных шарах диаметром 1 м и 2 м. Настоящая работа выполнялась в шаре диаметром 1 м. Внутренняя поверхность его покрыта особой сернобариевой краской, причем в качестве закрепителя применена ацетил-целлюлоза, растворенная в ацетоне с небольшой примесью пиридина и ксилола. Полученная таким путем окраска отличается достаточной белизной, высоким коэффициентом отражения и большой прочностью.



Рис. 4. Схема измерений в светомерном шаре №1.

Fig. 4. Schéma de mesures dans la sphère photométrique n° 1.

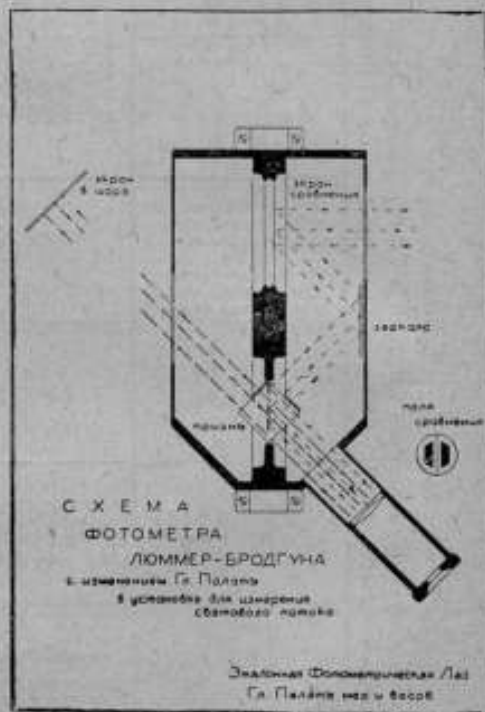


Рис. 5. Схема фотометра у светомерного шара №1.

Fig. 5. Schéma du photomètre pour la sphère photométrique n° 1.

Схема измерений в шаре такова. Измеряемая лампа помещается в его центре. Над ней устанавливается небольшой экран. Фотометр (контрастный Люммера и Бродгуна) помещается снаружи. В шаре сделано отверстие, сквозь которое наблюдатель, смотрящий в фотометр, видит непосредственно экран внутри шара (рис. 4 и 5), как часть фотометрических полей сравнения. Эта схема обходится без обычно применяемого

Ведомость XII. — Tableau XII.

Описание вторичного эталона люмена. — Description de l'étalon secondaire du lumen.

Обозначение лампы Designations des lampes	Напряжение; вольты Tension; volts	Сила тока; амперы Intensité du courant; ampères	Световой поток; люмены Flux lumineux; lumens	Средняя квадратичная ошибка для значения светового потока, проценты Erreurs moyennes quadratiques pour la valeur du flux lumineux, pourcents
ПА-2-1	107,00 ₀	0,203 2 ₅	158 ₈₉	0,4 ₇
ПА-2-2	107,00 ₀	0,206 2 ₃	163 ₃₀	0,1 ₂
ПА-2-3	107,00 ₀	0,207 1 ₄	163 ₃₁	0,3 ₀
ПА-2-4	107,00 ₀	0,205 7 ₆	161 ₁₃	0,2 ₂
ПА-2-5	107,00 ₀	0,205 6 ₇	162 ₂₃	0,5 ₂
По всем лампам D'après toutes les lampes.	—	—	—	0,1 ₂
ПА-2-6	60,00 ₀	0,215 6 ₂	100 ₉₇	0,1 ₂
ПА-2-7	60,00 ₀	0,215 2 ₁	98 ₈₈	0,3 ₂
ПА-2-8	60,00 ₀	0,215 7 ₅	101 ₁₀	0,2 ₂
ПА-2-9	60,00 ₀	0,215 7 ₄	101 ₂₂	0,0 ₁
ПА-2-10	60,00 ₀	0,215 3 ₀	99 ₉₀	0,4 ₀
ПА-2-11	60,00 ₀	0,215 4 ₉	101 ₂₄	0,0 ₀
По всем лампам D'après toutes les lampes.	—	—	—	0,1 ₂
ПБ-2-7	107,00 ₀	0,606 5 ₆	517 ₅₂	0,4 ₂
ПБ-2-12	107,00 ₀	0,606 6 ₇	520 ₁₃	0,2 ₀
ПБ-2-13	107,00 ₀	0,605 9 ₂	511 ₂₁	0,3 ₆
ПБ-2-16	107,00 ₀	0,499 8 ₁	406 ₈₅	0,5 ₇
ПБ-2-17	100,00 ₀	0,498 1 ₄	404 ₇₀	0,0 ₂
ПБ-2-18	100,00 ₀	0,492 2 ₉	374 ₉₀	0,3 ₁
ПБ-2-19	100,00 ₀	0,495 0 ₅	385 ₀₅	0,2 ₂
ПБ-2-20	100,00 ₀	0,490 6 ₂	380 ₇₂	0,0 ₆
По всем лампам D'après toutes les lampes.	—	—	—	0,1 ₂

молочного или матового стекла в окошке шара, которое может исказить спектр света измеряемой лампы. Кроме того, устранено серебряное зеркало, обычно применяемое в фотометрах Люммера и Бродгуна. Таким образом не имеется также и искажения спектра от зеркала. Пластика (акван), помещенная в шар, с одной стороны вовсе не получает свет непосредственно от лампы; именно на эту сторону и смотрит наблюдатель сквозь фотометр. Точные измерения показали, что такая схема позволяет получить большую точность при применении светомерного шара¹⁾.

Так как распределение света у ламп первичного и вторичного эталона, а также и у многих ламп эталонов-свидетелей совершенно одинаковы, то можно считать, что незначительные погрешности в окраске шара или в схеме применения последнего, отнюдь не могли как-либо повлиять на точность сличения этих ламп. В меньшей мере или с меньшим основанием это можно утверждать по отношению к газополным лампам, имеющимся в эталонах-свидетелях.

ETABLISSEMENT DE L'ETALON PRIMAIRE DU LUMEN DE L'U. R. S. S., SA COPIE PRINCIPALE (L'ETALON SECONDAIRE) ET SES ETALONS-TEMOINS.

Par P. M. Tikhodéev.

Résumé.

L'étalon fondamental de lumière de l'U. R. S. S. en reproduisant l'unité de l'intensité lumineuse — la bougie internationale, en même temps reproduit aussi l'unité de l'éclairement — le lux, puisque la mesure de la bougie internationale est fondée sur un calcul d'après l'éclairement mesuré. C'est pourquoi on peut compter que l'étalon fondamental de lumière de l'U. R. S. S. reproduit aussi l'unité du flux lumineux — le lumen, puisque l'éclairement, étant connu l'aire sur laquelle il est reproduit, donne un certain flux lumineux. Cependant un pareil étalon du lumen pour les buts de la métrologie pratique est inutile, son flux lumineux étant connu dans une seule direction et entre limites d'un petit angle solide. Au contraire, il faut avoir comme étalon du lumen une telle source de lumière dont tout le flux lumineux repandu dans toutes directions soit connu.

Le premier étalon du lumen de l'U. R. S. S. fut établi au laboratoire photométrique de la Chambre Centrale des Poids et Mesures en 1926. Dans la suite l'auteur a trouvé des méthodes de mesure plus précises pour passer de l'unité de l'intensité lumineuse à l'unité du flux lumineux. Ainsi plus tard, en juin 1928, il fut établi un nouveau groupe de lampes électriques qui représente l'étalon du lumen.

Aux travaux de mesures ayant rapport à cette question, outre l'auteur, prirent part: E. D. Diéviatkova, A. M. Sabourenkov,

¹⁾ Способ измерений в светомерном шаре, примененный в данной работе, не считается окончательно принятым; его намечено пересмотреть.

M. V. Sokolov et N. S. Pokrovsky. En outre à la computation de données expérimentales participait V. V. Metchnikov.

Le nouveau groupe de l'étalon primaire du lumen consiste en 12 lampes à vide, à filament de tungstène. Ces lampes ont été fabriquées à l'usine de Philips, sur commande spéciale de la Chambre Centrale des Poids et Mesures. Elles ne peuvent pleinement satisfaire à toutes demandes, qu'on pourrait faire aux lampes-étalons. Cependant en ce moment il n'y a pas eu d'occasion d'obtenir les lampes plus perfectionnées. Préalablement les lampes ont été vieilles à 15%.

On a employé la méthode suivante pour passer de l'unité de l'intensité lumineuse à l'unité du flux lumineux. Soit la lampe étalonée se trouve à l'intérieure d'une sphère creuse ayant la surface intérieure absolument noire. Divisons la surface par les plans perpendiculaires à l'axe de symétrie de la lampe en série des zones. Mesurons à présent le moyen éclairément de chaque pareille zone, à quoi on doit faire un nombre de mesures au divers endroits de chaque zone. Le produit de l'éclairément moyen par l'aire de la zone sphérique donne le flux lumineux, qui tombe sur la zone donnée. De cette manière on peut calculer tout le flux lumineux tombé à la sphère et par suite déterminer le flux lumineux entier de la lampe étalonée. Il faut remarquer le fait tout évident, que la disposition relative de la lampe dans la sphère n'a aucune influence sur les raisonnements.

D'après ce schéma on a exécuté les mesures. La lampe-étalon, disposée sur le banc photométrique se tournait sans cesse autour de son axe de symétrie (le premier axe de la rotation). En tournant la lampe sous angles diverses au photomètre, l'axe de cette rotation (le second) étant perpendiculaire à l'axe de symétrie de la lampe et à la direction de l'intensité lumineuse à mesurer, on pouvait mesurer l'intensité lumineuse aux directions diverses. Le photomètre se trouvait à la distance constante du point d'intersection de deux axes de rotation et on mesurait l'éclairément avec ce photomètre. Ce schéma est équivalent à la détermination de l'éclairément moyen sur les diverses zones d'une sphère absolument noire. Pour les mesures photométriques on tournait l'axe de symétrie de la lampe relativement à l'axe du banc photométrique à chaque 5 degrés. La construction du support n'a pas permis de mesurer l'éclairément du côté du culot de la lampe—c'est-à-dire sous angles 165° , 170° , 175° , 180° , 185° , 190° et 195° , pour les certaines lampes aussi 160° et 200° . Pour mesurer avec précision le flux lumineux à la direction de ces angles un culot artificiel fut collé au sommet de l'ampoule d'une lampe de la même construction que les lampes-étalons. Par ce culot artificiel la lampe fut affermie au support, et le culot vrai restait maintenant ouvert. De cette manière on a pu mesurer avec précision la distribution de la lumière autour du culot. Aux pareilles lampes elle fut mesurée pour la direction de 150° à 210° inclusivement.

Toutes les lampes-étalons furent mesurées au rapport de leur flux lumineux (et de l'intensité du courant) dans la sphère photométrique avant et

après les mesures faites sur le banc photométrique. Il fut constaté que quoique à chaque lampe le flux lumineux éprouvât quelques variations, ces variations étaient en moyenne assez petites pour toutes les lampes ($-0,15\%$). Naturellement, pendant la rotation de la lampe le flux lumineux devient tout autre en comparaison avec la lampe immobile.

On a fait pour chaque lampe des mesures séparés, ayant le but d'établir jusqu'à quels limites se produit la variation du flux lumineux à la transition de l'état de repos à la rotation. Dans ce but la lampe fut placée dans la sphère photométrique et le flux lumineux fut mesuré aussi bien au moment quand elle était immobile qu'au moment quand elle se tournait avec la même vitesse, avec laquelle elle se tournait pendant les mesures sur le banc photométrique. On répétait cet expérience deux fois pour chaque lampe. Il en résulta, que le flux lumineux, en moyenne, s'accroît de $1,2\%$. Le coefficient correspondant de l'accroissement du flux lumineux pendant la rotation est introduit en calcul du flux lumineux pour la lampe immobile. L'intensité du courant dans la lampe à la rotation s'accroissait, en moyen, de $0,28\%$.

La distance de la lampe à mesurer à l'écran photométrique étant constante, il fallait varier la distance entre la lampe à comparaison et le photomètre. Pour éviter, au changement considérable de cette distance, des erreurs à cause de l'écartement de la loi des carrés des distances on a employé la lampe de la construction spécial de la Chambre Centrale ayant une ampoule conique, grâce à laquelle les reflets des parois de l'ampoule sont exclus de la lumière qui tombe de la lampe sur le photomètre. Le filament à incandescence est disposé dans un seul plan. On a appliqué aussi un écran opaque (avec une fenêtre) devant la lampe pour masquer toutes les parties superflues de l'ampoule. L'éclairement de la lampe à comparaison était calculé comme s'il provenait de dix sections rectilignes également brillantes (à sa longueur). Il fut possible de calculer l'éclairement provenant de chaque section d'après la formule simplifiée suivante:

$$E \simeq \frac{k \cdot B \cdot l}{L^2} \left(1 - \frac{l^2 + 12d^2}{8L^2} \right)$$

où E est l'éclairement, k — le coefficient de la proportionnalité, B — la brillance de filament sur l'unité de longueur, l — la longueur de la section rectiligne du filament brillant, d — la distance du filament de l'axe photométrique L — la distance de l'écran photométrique du plan des filaments.

Le calcul des corrections pour les écartements de la loi des carrés des distances d'après la formule indiquée a démontré que pour toutes les mesures avec une lampe étalon, auxquels la distance entre la lampe à comparaison et l'écran photométrique varie dans les limites de $0,65$ à $2,2$ m, la correction totale est de $0,60\%$ en moyenne. De l'autre côté la lampe à comparaison était comparée avec l'étalon secondaire de la bougie internationale à la distance de $0,75$ m environ, qui demande la correction de $0,55\%$. En outre,

la distance entre l'étalon secondaire et l'écran photométrique étant de 1,4 m environ et à la comparaison avec l'étalon fondamental la même distance étant de 1,6 m environ, cette circonstance demande la correction additionnelle de 0,02₄% environ. Ainsi la correction définitive pour lampe à comparaison est de $-0,60 + 0,55 + 0,02_4 = -0,02_4\%$.

Du côté de la lampe à comparaison on a employé l'écran bleu, consistant de baryum sulfate mélangé de l'indigo, en but d'égaliser les couleurs de la lampe à mesurer et celle à comparaison.

Du côté de la lampe-étalon on a employé l'écran photométrique de baryum sulphate.

On a mesuré l'éclairement de la lampe sur la surface sphérique pour chaque 5 degrés. L'éclairement mesuré était moyen pour la zone sphérique. On admettait que les limites des zones sphériques divisaient en deux les angles solides, enfermés entre les directions voisines de mesure. La valeur de l'angle solide contigu à la direction donnée de mesure α est déterminée comme:

$$\omega_{\alpha} = \left[\frac{\cos(\alpha - 5)^{\circ} - \cos \alpha}{2} + \frac{\cos \alpha - \cos(\alpha + 5)^{\circ}}{2} \right] 2\pi \text{ stéradians.}$$

Le produit de l'éclairement par l'angle solide (coefficient angulaire) et par le carré de rayon de la zone sphérique (la sphère) donne le flux lumineux tombant sur cette zone.

Les erreurs des mesures électriques n'influaient pas sur la précision des mesures de lumière. Pareillement la précision de celles-là n'était pas influencée par les erreurs des mesures de longueurs et d'angles, de la disposition des lampes etc.

On a mesuré l'intensité lumineuse de la lampe à comparaison avec 8 lampes de l'étalon secondaire en n'usant simultanément que 5 lampes. L'intensité lumineuse de la lampe à comparaison est connue avec erreur (moyenne quadratique) non supérieure de $\pm \sqrt{\frac{0,18}{5}} = \pm 0,08\%$.

La comparaison réciproque des lampes fut exécutée dans la sphère photométrique après les mesures sur le banc.

La différence entre les mesures dans la sphère et sur le banc se compose des erreurs provenant des mesures des lampes sur le banc et dans la sphère, aussi celles de l'estimation de l'influence produite par la rotation etc. Ainsi cette différence sert de base pour juger de la précision de la passage de l'unité de l'intensité lumineuse à l'unité du flux lumineux; elle est de $\pm 0,16\%$. En y ajoutant l'erreur provenant de l'estimation de l'intensité lumineuse de la lampe à comparaison et absence de la correction pour l'écartement de la loi de carrés de distances en cas de la lampe à comparaison, on peut estimer l'erreur moyenne quadratique de la valeur de lumen de l'U. R. S. S. étant de $\pm 0,2\%$.

Les mesures du flux lumineux au laboratoire photométrique de la Chambre Centrale sont exécutées habituellement dans les sphères photométriques.

riques ayant le diamètre de 1 et 2 m. Le présent travail fut effectué dans la sphère de 1 m de diamètre. La surface intérieure fut couverte avec de baryum sulfate, affermie avec de l'acétal-cellulose dissoute à l'acétone mélangé un peu de pyridine et xylol.

Le schéma de mesures est suivant. La lampe à mesurer est placée au centre de la sphère. Au-dessus il est établi un petit écran. Le photomètre à contraste de Lummer et Brodhun est placé au dehors de la sphère. Dans la sphère il fut pratiqué une ouverture par où l'observateur voit immédiatement l'écran placé à l'intérieur de la sphère (fig. 4), représentant la partie du champ photométrique de comparaison. Le schéma permet de se passer du verre opal ou mat employé habituellement à la fenêtre de la sphère qui pourrait changer le spectre de la lumière de la lampe à mesurer. En outre il est rejeté le miroir d'argent employé dans le photomètre de Lummer et Brodhun. La plaque (écran) placée dans la sphère d'un côté ne reçoit pas de lumière de la lampe immédiatement; c'est ce côté que l'observateur regarde à travers le photomètre.

En concordance avec le schéma élaboré pour la conservation de l'étalon de la bougie internationale on a établi des étalons-témoins du lumen, en nombre de quatre groupes, de 33 lampes électriques en total. C'est avec eux que sont établies les relations précises entre le lumen de l'U. R. S. S. et ceux de l'Allemagne, de la France, des Etats-Unis d'Amérique et de l'Angleterre.

Pour travaux courants on a pris la copie fondamentale de l'étalon primaire (l'étalon secondaire) consistant de 19 lampes électriques à vide.

Maintenant le laboratoire photométrique de la Chambre Centrale des Poids et Mesures est occupé de compléter l'étalon primaire du lumen avec des lampes à filament métallique dans un milieu gazeux.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ БАЛЛИСТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ КОЭФФИЦИЕНТОВ РАЗМАГНИЧИВАНИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ СТЕРЖНЕЙ С ПЛОСКИМИ И ЗАКРУГЛЕННЫМИ КОНЦАМИ.

С. П. Будрин.

1. Намагничивание эллипсоидов вращения и цилиндрических стержней в однородном магнитном поле. Методы определения коэффициентов размагничивания.

Ряд магнитных исследований и измерений приходится производить в разомкнутой магнитной цепи. К таким измерениям прибегают как в тех случаях, когда желают повысить точность измерений, так и тогда, когда нет возможности произвести измерения с замкнутой магнитной цепью. Сюда должны быть отнесены, например, исследования какого-либо материала в слабых магнитных полях, определение начальной и обратной магнитной проницаемости, определение температурных и индукционных коэффициентов, магнитные измерения над слабо магнитными телами, определение поправочных кривых к пермеаметрам, служащим для измерений в замкнутой магнитной цепи, и т. д.

Почти для всех перечисленных случаев измерений и исследований с разомкнутой магнитной цепью необходимо знать так называемый «коэффициент размагничивания». До настоящего времени коэффициент размагничивания всех тел, кроме ограниченных поверхностями второго порядка, определяли экспериментальным путем, так как аналитических формул для его расчета пока еще не имеется. Знание коэффициентов размагничивания, зависящих от формы и размеров тела, облегчает во многих случаях расчет магнитных систем в электромагнитных приборах и аппаратах¹⁾.

Желание повысить точность измерений и упростить необходимые расчеты и вычисления приводит к тому, что исследования с разомкнутой магнитной цепью стараются производить на установках, дающих возможность получить равномерное или практически близкое к такому магнитное поле.

Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что практически равномерное в пределах некоторого объема магнитное поле можно получить, например, внутри длинной цилиндрической катушки, когда по ней проходит электрический ток. Если в равномерное магнитное

¹⁾ Б. М. Ивановский. „Расчет постоянных магнитов произвольной формы“. Временник Главной Палаты мер и весов, изд. 3 (15), стр. 222, 1929 г.

поле внести какое-либо тело, сделанное из магнитного материала, то можно сказать, что в общем случае оно намагнитится неоднородно.

Исключением являются только тела, ограниченные поверхностями второго порядка, например, эллипсоиды вращения ¹⁾.

Кроме того, если внести поочередно в одно и то же равномерное магнитное поле два каких-либо тела, например, цилиндрические стержни, сделанные из одного и того же материала, но с различными относительными размерами, и измерить в каждом из них магнитную индукцию B , то окажется, что она будет иметь большую величину для того из образцов, у которого отношение β диаметра к длине будет меньше.

Этот экспериментально устанавливаемый факт можно математически оформить, если отказаться от рассмотрения истинных физических причин вызывающих его, а представить себе чисто условно, что вся внешняя поверхность намагниченного тела покрыта магнитными массами, которые создают в этом теле и в окружающем его пространстве свое собственное магнитное поле. Число единиц фиктивных магнитных масс на данном участке поверхности намагниченного тела принимаем равным числу выходящих или входящих здесь магнитных линий.

Для эллипсоида и шара можно теоретически показать, что магнитное поле фиктивных магнитных масс имеет составляющую H_e , образующую угол в 180° с направлением внешнего магнитного поля, в которое они были внесены ²⁾.

На основании этого можно условно принять, что внутри намагниченного тела, которое находится в магнитном поле H_0 , напряжение магнитного поля:

$$H = H_0 + (-H_e) = H_0 - H_e \dots \dots \dots (1)$$

Для эллипсоида вращения H_e имеет для всех его внутренних точек одну и ту же величину:

$$H_e = -4\pi\beta^2 \left[\frac{1}{2e^3} \lg \frac{1+e}{1-e} - \frac{1}{e^2} \right] I, \dots \dots \dots (2)$$

где β — отношение осей эллипсоида: малой к большой, e — его эксцентриситет, I — интенсивность намагничивания.

В этом уравнении множитель:

$$4\pi\beta^2 \left[\frac{1}{2e^3} \lg \frac{1+e}{1-e} - \frac{1}{e^2} \right]$$

называется „коэффициентом размагничивания“, который в дальнейшем будет обозначаться через N .

¹⁾ Benedicks, Ann. d. Phys., VI, 1901.

²⁾ Würschmidt, „Theorie des Entmagnetisierungsfaktors und der Scherung von Magnetisierungskurven“, Braunschweig, 1925.

На основании этого уравнение (1) можно написать в виде:

$$H = H_a - NJ \dots \dots \dots (1a)$$

или, если объектом измерений является не напряженность намагничивания J , а магнитная индукция B , то:

$$H = H_a - N \frac{B - H}{4\pi} \dots \dots \dots (1b)$$

Так как напряженное внешнего магнитного поля H_a , известно ¹⁾ то уравнения (1a) и (1b) определяют нам так называемую истинную кривую намагничивания $J=f(H)$ или $B=f(H)$, характеризующую магнитные свойства материала, из которого сделан эллипсоид.

Равномерность намагничивания и возможность теоретически вычислить коэффициент намагничивания N делают эллипсоид вращения очень удобным для магнитных исследований с разомкнутой магнитной цепью.

Однако, сравнительно большие практические затруднения, которые приходится преодолевать при изготовлении эллипсоида, и связанные с этим немалые затраты времени и средств не позволяют принять форму эллипсоида вращения, как стандартную для образцов, служащих для исследования какого-либо материала в разомкнутой магнитной цепи. Поэтому для обычных магнитных исследований приходится пользоваться образцами более простой и в смысле изготовления формы.

Этому требованию вполне удовлетворяют образцы или в виде круглых цилиндров, или же прямолинейных брусков с прямоугольным сечением. Как показали экспериментальные исследования С. G. Lamb'a ²⁾ магнитная индукция B и магнитная проницаемость μ имеют в различных точках цилиндрического стержня, намагниченного в однородном магнитном поле, разное значение.

Наибольшую величину магнитная индукция B имеет в центре образца, а наименьшую — вблизи его концов. Характер кривой изменения величины магнитной индукции B вдоль оси такого стержня зависит как от степени намагничивания образца, так и от его относительных размеров.

Магнитная проницаемость μ при малых и средних значениях магнитной индукции имеет максимальное значение тоже в центре образца. При больших же величинах магнитной индукции максимум μ передвигается ближе к его концам.

Насколько сложны явления намагничивания цилиндрических стержней, видно также из опытов I. Würschmidt'a ³⁾, показавшего, что

¹⁾ Если оно создается электрическим током, проходящей по намагничивающей катушке, то величина H_a вычисляется по силе этого тока и по постоянной катушки.

²⁾ С. G. Lamb, „On the Distribution of Magnetic Induction in a Long iron Bar“.

³⁾ I. Würschmidt, „Magnetische Anfangspermeabilität, Scheinbare Remanenz und Verhalten bei Erschütterungen“. Zeit. f. Phys., XII, 128—164, 1923.

при слабом намагничении образца, он намагничивается настолько неравномерно, что на обоих концах его могут возникнуть магнитные полюса одного знака, а между ними магнитный полюс противоположного знака.

В противоположность эллипсоиду, для цилиндрического стержня нельзя теоретически подсчитать ни размагничивающую силу H_s , ни коэффициент размагничивания N . Причина этого лежит в том, что во-первых, неизвестны математические законы распределения намагничения в таком стержне, и во-вторых, коэффициент размагничивания N , как показывает экспериментальное исследование, зависит от величины магнитной проницаемости.

На основании многочисленных экспериментальных исследований ¹⁾ удалось только показать, что распределение напряженности намагничения J по длине цилиндрического стержня может быть выражено или уравнением цепной линии:

$$J_x = c_0 + c_1 \left[e^{c_2 x} + e^{-c_2 x} \right] \dots \dots \dots (3)$$

или же, как показал I. Würschmidt ²⁾, уравнением:

$$J_x = J_0 \left[1 - c_1 \frac{x^2}{a^2} - c_2 \frac{x^4}{a^4} - c_3 \frac{x^6}{a^6} \right] \dots \dots \dots (4)$$

где x — расстояние от центра стержня, J_0 — напряженность намагничения в центре образца, J_x — напряженность намагничения на расстоянии x от центра, a — полуудлина образца и e — основание натуральных логарифмов.

Экспериментальным путем коэффициент размагничивания цилиндрического стержня может быть определен или при помощи магнитометра, или же при помощи баллистического гальванометра. Действительно, в первом случае из уравнения (1а) найдем:

$$N_0 = \frac{H_s - H}{I} \dots \dots \dots (5a)$$

а во втором, из уравнения (1б):

$$N_0 = 4\pi \frac{H_s - H}{B - H} \dots \dots \dots (5b)$$

Из этих уравнений видно, что коэффициент размагничивания определяется при помощи трех соответствующих друг другу величин: H_s , H , J (при магнитметрическом методе) и H_s , H , B (при баллистическом методе). Напряженность магнитного поля H_s , в котором производится изме-

¹⁾ Graets, Handb. der Elektriz. u. des Magnet., B. IV.

²⁾ I. Würschmidt: „Theorie des Entmagnetisierungsfaktors und der Scheerung von Magnetisierungskurven“, Sammlung Vieweg, Braunschweig, 1925.

рения, в обоих случаях вычисляется по силе электрического тока i , проходящего по намагничивающей катушке, и ее постоянной k :

$$Ha = i_k k \dots \dots \dots (6)$$

Напряженность намагничения J определяется по углу отклонения магнитометра, а магнитная индукция B по отбросу подвижной рамки баллистического гальванометра.

Сложнее обстоит дело с определением напряженности внутреннего магнитного поля H .

До последнего времени для этого пользовались кривой намагничения, снятой или на эллипсоиде вращения или на круглом замкнутом кольце, сделанных из того же материала, как и цилиндрический стержень. Однако, второй метод не может быть рекомендован, так как в этом случае коэффициент размагничивания N не может быть определен с большой точностью вследствие того, что магнитные свойства цилиндра и кольца могут быть различны, по причине их очень неодинаковой производственной истории ¹⁾.

Первый из указанных методов состоит в следующем.

Из одного и того же материала делают эллипсоид вращения и цилиндрический стержень желаемых размеров (можно сперва сделать цилиндрический стержень, исследовать его и после этого обточить его в эллипсоид вращения) и снимают на них кривые намагничения:

$$J = f(H_a) \text{ или } B = f(H_a).$$

Затем по кривой, снятой на эллипсоиде вращения, находят при помощи уравнения:

$$H = H_a - NJ \quad (\text{магнитометрический метод})$$

или уравнения:

$$H = \frac{H_a - \frac{N}{4\pi} \cdot B}{1 - \frac{N}{4\pi}} \dots \dots \dots (\text{баллистический метод}).$$

Истинную кривую намагничения $J = f(H)$ или $B = f(H)$, характеризующую магнитные свойства материала, из которого сделаны эллипсоид и цилиндрический стержень. Для последнего, таким образом, у нас будет две кривых:

$$J = f(H) \text{ и } J = f(H_a) \text{ или } B = f(H) \text{ и } B = f(H_a),$$

которых вполне достаточно для определения коэффициента размагничивания N , как это видно из уравнений (5a) и (5b).

¹⁾ По этому способу определяя, например, коэффициент размагничивания: Thomson and E. W. Moss: Phys. Society of London, V. XXI, p. 622, 1909 и M. Dejean: Comptes Rendus hebdomadaires de l'Académie des Sciences, T. 173, № 16, p. 650, 1921.

Необходимо оговорить, что коэффициент размагничивания N_m , определенный по методу магнитометрическому, не будет равен коэффициенту размагничивания N_B того же цилиндрического образца, определенному по методу баллистическому.

Это происходит потому, что при измерениях с магнитометром, определяется средняя по всему объему исследуемого образца напряженность намагничения J . При измерениях же с баллистическим гальванометром обычно определяется магнитная индукция B в средней его части, поэтому естественно, что N_B будет меньше N_m .

Экспериментальное сравнение обоих методов произвел С. Вenedicks¹⁾. Полученные им результаты (таблица I) показывают, что напряженность намагничения J_B , измеренная по баллистическому методу, больше на 10—30% соответствующего значения интенсивности намагничения J_m , измеренной при помощи магнитометра.

Таблица I. — Tableau I.

H_0 гауссы; gauss	J_m	J_B	$\frac{J_m}{J_B}$	H_0 гауссы; gauss	J_m	J_B	$\frac{J_m}{J_B}$
22,9	165	240	0,687	183,3	1 111	1 340	0,828
45,8	466	641	0,726	160,4	1 082	1 321	0,819
68,7	712	963	0,740	137,5	1 048	1 299	0,807
91,6	866	1 131	0,766	114,6	1 006	1 265	0,796
114,6	959	1 220	0,779	91,6	953	1 219	0,782
137,5	1 012	1 270	0,796	68,7	876	1 141	0,768
160,4	1 061	1 304	0,813	45,8	734	993	0,739
183,3	1 101	1 331	0,827	22,9	469	658	0,713
206,2	1 136	1 350	0,841	—	151	224	0,674

Определяя коэффициенты N_B и N_m для цилиндрического стержня с отношением размеров:

$$\beta = \frac{d}{l} = 1/25,$$

Venedicks нашел, что для интенсивности намагничения J меньшей или равной 1000:

$$N_B = 0,0444$$

$$N_m = 0,0658$$

¹⁾ С. Venedicks: Ann. d. Phys. VI, 1901.

Для больших же значений J коэффициент размагничивания уменьшается вместе с увеличением напряженности намагничения, что согласуется с более ранними работами Du-Bois¹⁾ и R. Mann'a²⁾.

Первый из них нашел, что коэффициент размагничивания может быть принят постоянным для $J \leq 1000$, а второй для $J \leq 800$. R. Mann определил, что для цилиндрического стержня с $\beta = 1/25$:

$$N_m \approx 0,06278.$$

Расхождение между коэффициентами N_m Benedicks'a и Mann'a, повидимому, должно быть объяснено тем, что первый построил истинную кривую намагничения $J=f(H)$ на основании измерений с эллипсоидом вращения ($\beta = 1/20$, $l=18$ см, $d=0,6$ см), а второй — на основании измерений с цилиндрическим стержнем ($\beta = 1/300$) в предположении, что он намагничивается совершенно равномерно (как эллипсоид вращения) и что его коэффициент размагничивания N_m равен коэффициенту размагничивания эллипсоида с отношением $\beta = 1/300$. Действительно, экспериментальное определение коэффициента размагничивания для стержня с $\beta = 1/300$ ($l=223,5$ мм, $d=0,745$ мм) произведенное Benedicks'ом показало, что он на 0,002 больше принятого Mann'ом.

C. L. B. Schuddemagen³⁾, определявший баллистическим методом коэффициенты размагничивания цилиндрических стержней, нашел, что они зависят не только от их относительных размеров β и магнитной проницаемости, но также и от абсолютной величины диаметра образца. Также и самый метод измерения кривой намагничения несколько сказывается на величине коэффициента N_B : если применяется метод „повышения скачками“ (Metod of steps), или медленного повышения напряжения магнитного поля H_x , он получается больше, чем из коммутационной кривой намагничения (Metod of Reversals). Постоянное значение коэффициент размагничивания N_B , по Schuddemagen'у, имеет только в промежутке от $J=100$ до $J=800$.

Хорошо согласуются с коэффициентами Schuddemagen'a коэффициенты размагничивания, определенные I. Würschmidt'ом⁴⁾ по новому предложенному им методу при помощи идеальной кривой намагничения. Совсем недавно Dussler⁵⁾ показал, что можно определить коэффициенты размагничивания N_B любого образца без измерений с эллипсоидом вращения, если при помощи баллистического гальванометра и измерительной катушки измерять не только магнитную индук-

¹⁾ Du-Bois: Magnetische Kreise.

²⁾ R. Mann: Inaug. Diss. Berlin 1895; Phys. Rev. 3, 1896.

³⁾ C. L. B. Schuddemagen. Proc. Amer. Acad., 42, 1907; Phys. Review, XXXI, 1910.

⁴⁾ Würschmidt: Z. f. Phys. 19, 1923

⁵⁾ Dussler: Ann. der Phys., 86, Heft 8 (№ 9), s. 66, 1928.

цию B в образце, но и напряженне магнитного поля вблизи его поверхности. Полученные Dussler'ом результаты согласуются с данными Schuddehagen'a и отчасти подтверждают замеченную последним зависимость коэффициента размагничивания от величины диаметра испытуемого цилиндрического стержня.

В магнитной лаборатории Главной Палаты мер и весов были также поставлены опыты по определению коэффициентов размагничивания N_B цилиндрических стержней с плоскими и закругленными концами. Измерения производились с образцами, сделанными из мягкого железа, вольфрамовой стали и чугуна. При этом истинные кривые намагничения $B = f(H)$ определялись на основании измерений с эллипсоидами вращения.

2. Описание баллистической установки. Определение магнитной индукции B в исследуемом образце.

Принципиальная схема баллистической установки, на которой производились эти измерения, дана на рис. 1.

Исследуемый образец $H. O.$ с надетой на него измерительной катушкой $H. K.$ помещается внутри намагничивающей катушки $H. K.$ Последняя при помощи рубильника u_1 и двухполюсных переключателей u_2 и u_3 включается последовательно с амперметром A и регулируемым сопротивлением R в цепь аккумуляторной батареи. Катушка взаимной индукции $B. H.$, вторичная обмотка которой соединена последовательно с измерительной катушкой $H. K.$, магазином сопротивления M и через переключатель u_4 с баллистическим гальванометром G , служит для градуировки последнего. Выключение и переключение электрического тока во время измерений и градуировки гальванометра производится переключателем u_2 .

Намагничивающая катушка $H. K.$ представляет из себя прямолинейный цилиндрический соленоид длиной в 100 см, намотанный в 18 слоев на круглую латунную трубку с внутренним диаметром в 26 мм, и внешним в 30 мм. Экспериментальное исследование магнитного поля внутри этой катушки, когда по ней проходит электрический ток, показало, что оно однородно, в пределах точности наблюдений, на участке длиной в ± 30 см.

Этими же исследованиями было определено, что постоянная намагничивающей катушки:

$$K = 92,1 \pm 0,7 \text{ гауссов на 1 ампер,}$$

на основании чего напряженне внешнего магнитного поля вычислялось по уравнению:

$$H_a = 92,1 \cdot i \text{ гауссов} \dots \dots \dots (7)$$

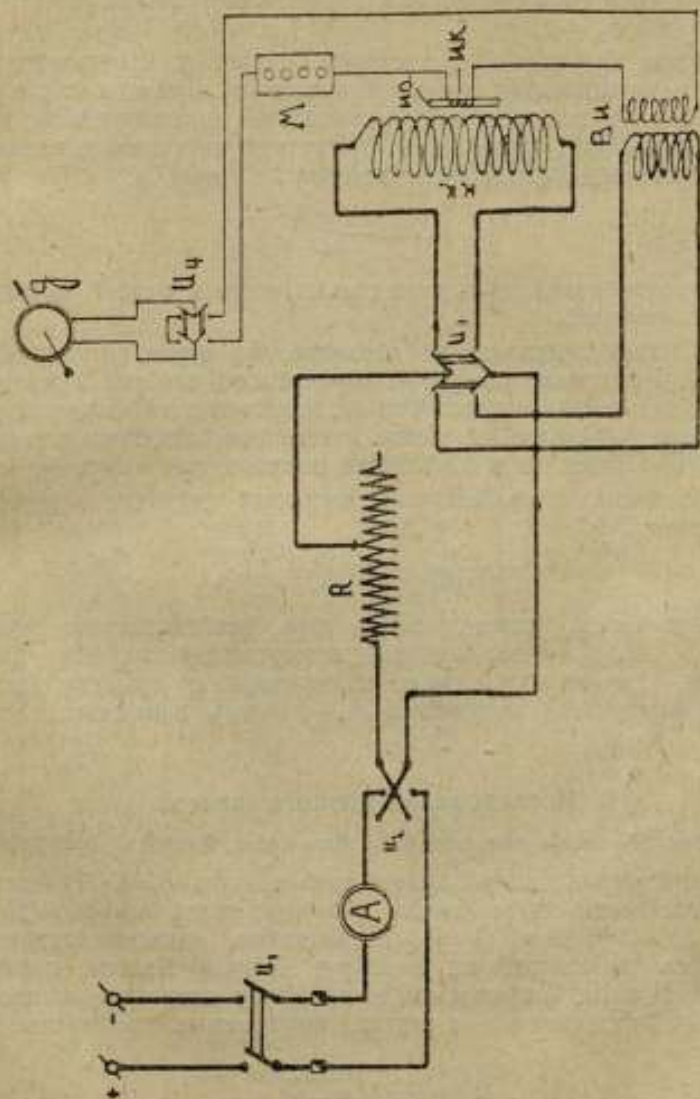


Рис. 1. Принципиальная схема балластической установки.

Fig. 1. Scheme of ballastless installation.

Исследование магнитного поля внутри намагничивающей катушки производилось при помощи баллистического гальванометра и измерительной катушки длиной в 1 см. Внутренний диаметр ее обмотки равен 10 мм, а число витков $n_2 = 1000$.

Магнитная индукция B определялась по методу, применяемому при измерении коммутационных кривых намагничивания. При этом отброс рамки гальванометра отчитывался по горизонтальной прямолинейной шкале. Поэтому в уравнение, определяющее магнитную индукцию, подставлялось не величина α , непосредственно отчитанная по шкале, а:

$$\alpha_0 = \alpha - \frac{\alpha^2 l}{3L^2},$$

где L — расстояние между зеркальцем гальванометра и шкалой, выраженное в делениях последней.

Кроме того принималось во внимание, что между витками обмотки измерительной катушки, надетой на образец, и его внешней поверхностью существует некоторый воздушный зазор, вследствие чего отклонение рамки гальванометра вызывалось не только изменением магнитного потока пронизывающего образец, но и изменением потока в этом зазоре¹⁾.

На основании этого, величина магнитной индукции определялась по уравнению:

$$B = \frac{Cz_0}{2n_2S_b} - H \left(\frac{S_a}{S_b} - 1 \right),$$

где C — постоянная, определявшаяся при помощи катушки взаимной индукции B , H , n_2 — число витков измерительной катушки, надетой на образец, S_a — площадь круга, вычисленная по среднему диаметру обмотки измерительной катушки и S_b — площадь поперечного сечения образца.

3. Исследование мягкого железа.

(C=0,08%, Si—следы меньше 0,01%, Mn=0,41%, P=0,01%, S=0,045%).

Для определения истинной кривой намагничивания $B=f(H)$ были выточены 2 эллипсоида по заданным размерам: малая ось $2a=10$ мм, большая $2b=200$ мм ($\beta=1/20$). Истинные размеры эллипсоидов, определенные в лаборатории калибров Главной Палаты, приведены в таблицах II и III. Там же даны величины $2y$ диаметров эллипсоидов в различных расстояниях x от центра, вычисленные предварительно по уравнению:

$$2y = 2 \frac{a}{b} \sqrt{b^2 - x^2}$$

¹⁾ Gumlich: „Leitfaden der Magnetischen Messungen“, s. 68, 1918.

²⁾ Там же.

и значения $\Delta 2y$ —разностей между измеренными и вычисленными величинами $2y$.

В основу вычисления коэффициента размагничивания N были положены измеренные значения a и b .

Таблица II.—Tableau II.

		Эллипсоид № 1. Коэффициент размагничивания $N = 0,0851$ Ellipsoïde № 1. Facteur démagnétisant $N = 0,0851$			
$\pm X$		$2y$		$\Delta 2y$	
mm	Вычисленное Calculé mm	Измеренное Mesuré		Для $+x$ Pour $+x$ mm	Для $-x$ Pour $-x$ mm
		Для $+x$ Pour $+x$ mm	Для $-x$ Pour $-x$ mm		
0	10,000	10,026	10,026	+ 0,026	+ 0,026
5	9,988	10,015	9,978	+ 0,027	- 0,010
10	9,950	9,969	9,899	+ 0,019	- 0,051
15	9,886	9,906	9,847	+ 0,020	- 0,039
20	9,798	9,806	9,814	+ 0,008	+ 0,016
25	9,682	9,693	9,711	+ 0,011	+ 0,029
30	9,540	9,568	9,544	+ 0,028	+ 0,004
35	9,368	9,390	9,347	+ 0,022	- 0,021
40	9,165	9,191	9,152	+ 0,026	- 0,013
45	8,930	8,965	8,941	+ 0,035	+ 0,011
50	8,660	8,712	8,691	+ 0,052	+ 0,031
55	8,352	8,399	8,380	+ 0,047	+ 0,028
60	8,000	8,056	8,033	+ 0,056	+ 0,033
65	7,612	7,665	7,636	+ 0,053	+ 0,076
70	7,142	7,200	7,129	+ 0,058	- 0,013
75	6,604	6,658	6,606	+ 0,054	+ 0,002
80	6,000	6,039	6,033	+ 0,039	- 0,036
85	5,288	5,253	5,281	- 0,015	+ 0,013
90	4,360	4,387	4,380	+ 0,027	+ 0,020
95	3,122	3,432	3,153	+ 0,310	+ 0,031

Длина эллипсоида $2b$ заданная } 200 mm
 Longueur de l'ellipsoïde $2b$ donnée }

Измеренная } 200,12 mm
 Mesurée }

$\Delta 2b = + 0,12$ mm.

Таблица III.—Tableau III.

Эллипсоид № 2. Коэффициент размагничивания. $N = 0,0840$.					
Ellipsoïde № 2. Facteur démagnétisant					
x mm	2y			$\Delta 2y$	
	Вычисленное Calculé mm	Измеренное Mesuré		Для +x Pour +x	Для -x Pour -x
		Для +x Pour +x	Для -x Pour -x		
0	10,000	9,949	9,949	-0,051	-0,051
5	9,988	9,934	9,929	-0,054	-0,057
10	9,950	9,890	9,893	-0,070	-0,057
15	9,886	9,801	9,826	-0,085	-0,060
20	9,798	9,717	9,715	-0,081	-0,083
25	9,682	9,607	9,609	-0,075	-0,073
30	9,540	9,482	9,484	-0,058	-0,056
35	9,368	9,321	9,303	-0,047	-0,065
40	9,165	9,118	9,118	-0,047	-0,047
45	8,930	8,890	8,903	-0,040	-0,027
50	8,660	8,723	8,634	+0,063	-0,026
55	8,352	8,305	8,312	-0,047	-0,040
60	8,000	7,818	7,950	-0,192	-0,050
65	7,612	7,503	7,555	-0,109	-0,057
70	7,142	7,045	7,108	-0,097	-0,034
75	6,604	6,509	6,578	-0,095	-0,026
80	6,000	5,914	5,970	-0,086	-0,030
85	5,268	5,183	5,224	-0,085	-0,044
90	4,360	4,249	4,317	-0,111	-0,043
95	3,122	2,942	3,145	-0,180	+0,023

Длина эллипсоида 2b заданная } 200 mm
 Longueur de l'ellipsoïde donnée }

Измеренная } 200,11 mm
 Mesurée }

$\Delta 2b = +0,11$ mm.

Результаты магнитных исследований эллипсоидов приведены в таблице IV.

Таблица IV.—Tableau IV.

Напряжение магнитного поля Intensité du champ magnétique H_e гауссы gauss	Эллипсоид № 1 Ellipsoïde № 1		Эллипсоид № 2 Ellipsoïde № 2	
	Напряжение магнитного поля Intensité du champ magnétique H гауссы gauss	Магнитная индукция Induction magnétique B гауссы gauss	Напряжение магнитного поля Intensité du champ magnétique H гауссы gauss	Магнитная индукция Induction magnétique B гауссы gauss
9,2	1,11	1195	1,01	1229
23,0	1,28	3210	1,50	3229
46,0	1,83	6520	1,79	6513
73,6	2,66	10480	2,83	10569
92,0	4,73	12890	5,14	13000
110,4	11,8	14580	12,6	14660
138,0	30,5	15910	31,5	15685
184,0	68,8	17090	70,0	17130
230,0	109,7	17880	111,0	17930
276,0	151,6	18530	153,1	18540
321,1	193,5	19040	194,8	19099
367,1	236,5	19530	238,1	19540
459,1	325,2	20200	326,0	20240
642,2	502,7	21100	504,2	21150

Магнитометрические измерения этих эллипсоидов, произведенные в Physikalisch-Technische Reichsanstalt, дали кривую намагничения $B=f(H)$ (таблицы V и VI) несколько несовпадающую с нашей до ее перегиба и очень хорошо совпадающую за ним (рис. 2 и 3)¹⁾.

Таблица V.—Tableau V.

Эллипсоид № 1—Ellipsoïde № 1			
Напряжение магнитного поля Intensité du champ magnétique H гауссы gauss	Магнитная индукция Induction magnétique B гауссы gauss	Напряжение магнитного поля Intensité du champ magnétique H гауссы gauss	Магнитная индукция Induction magnétique B гауссы gauss
1,4	2 050	10,5	14 100
2,1	4 070	20,4	15 270
2,6	6 050	34,3	16 000
3,3	8 380	71,8	17 160
3,6	10 240	113,8	17 960
5,3	12 290	—	—

¹⁾ Измерения в Р.-Т.-Reichsanstalt были произведены после того, как наша работа была уже окончена.

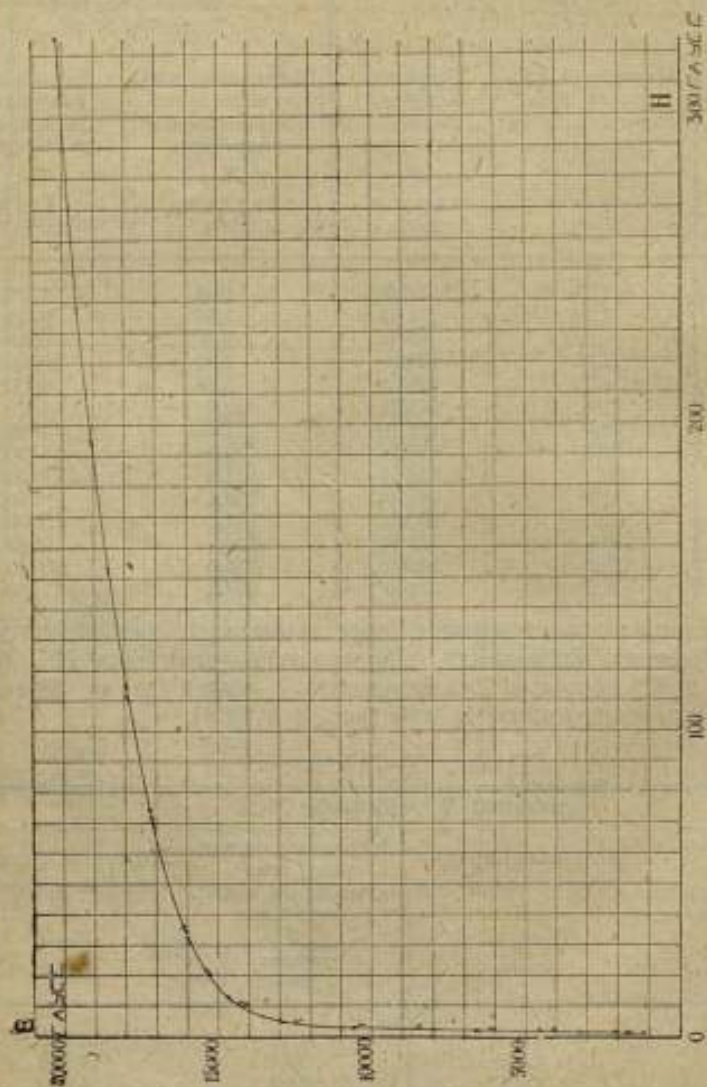


Рис. 2. Искривая намагничивания эллипсоидов № 1 и № 2.

Fig. 2. Courbe vraie de l'aimantation des ellipsoïdes № 1 et № 2.

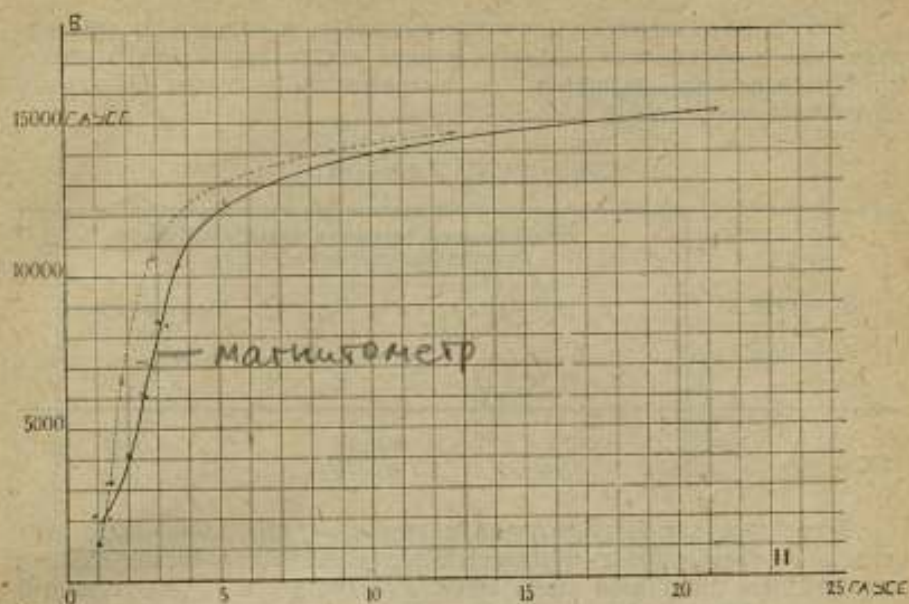


Рис. 3. Начало истинной кривой намагничивания эллипсоидов № 1 и № 2.
 Сплошная линия — магнитометрический метод.
 Пунктир — баллистический метод.

Fig. 3. Partie initiale de la vraie courbe de l'aimantation.
 Courbe continue — méthode magnétométrique.
 Courbe pointillée — méthode balistique.

Таблица VI. — Tableau VI.

Эллипсоид № 2 — Ellipsoïde № 2

Напряжение магнитного поля Intensité du champ magnétique <i>H</i> gauss gauss	Магнитная индукция Induction magnétique <i>B</i> gauss gauss	Напряжение магнитного поля Intensité du champ magnétique <i>H</i> gauss gauss	Магнитная индукция Induction magnétique <i>B</i> gauss gauss
0,9	2 160	11,2	14 240
2,0	4 100	21,3	15 370
2,5	6 150	35,3	16 110
3,0	8 520	73,8	17 210
3,7	10 360	115,0	17 990
5,2	12 450	—	—

В Р.-Т.-Reichsanstalt'e были также вычислены и определены экспериментально коэффициенты размагничивания этих эллипсоидов. Из таблицы VII видно, что измеренные и вычисленные величины N хорошо согласуются между собой.

Таблица VII.—Tableau VII.

№№ эллипсоидов Ellipsoïdes	Коэффициенты размагничивания эллипсоидов Facteurs démagnétisants des ellipsoïdes		
	Вычисленный Calculé		Измеренный Mesuré
	Г. П.—С. С.	Р. Т. В.	Р. Т. К.
1	0,0851	0,0848	0,0842
2	0,0840	0,0838	0,0845

После того, как была получена кривая $B=f(H)$, можно было приступить к определению коэффициентов размагничивания цилиндрических стержней. Для этого были взяты стержни диаметром в 10 мм и длиной в 100, 150, 200 мм как с плоскими, так и с закругленными концами. Кривые намагниченные $B=f(H_0)$, измеренные на них, и истинная кривая намагничения $B=f(H)$, (таблица IV) дали необходимые величины для вычисления коэффициента размагничивания N_B по уравнению

$$N_B = 4\pi \frac{H_0 - H}{B - H}$$

Кривые $B=f(H_0)$ исследованных цилиндрических образцов изображены на рис. 4 и 5, а вычисленные коэффициенты размагничивания и данные к этим кривым приведены в таблицах VIII и IX.

Рассматривая кривые магнитного сдвига, не трудно заметить, что они имеют прямолинейный участок до тех же значений магнитной индукции B , как и кривые намагничивания $B=f(H)$ $B=f(H_0)$ ¹⁾.

Примерно до тех же значений B постоянны — в пределах точности измерений — и коэффициент размагничивания N_B . На рис. 6 пунктирными линиями изображено изменение коэффициента размагничивания N_B образцов с закругленными концами, а сплошными линиями — образцов с плоскими концами.

Таким образом, произведенные измерения показали, что коэффициенты размагничивания N_B могут быть приняты постоянными в пределах от $B \cong 1300$ гауссов до $B \cong 14000$ гауссов.

1) По видимому, это впервые заметил Dussler.

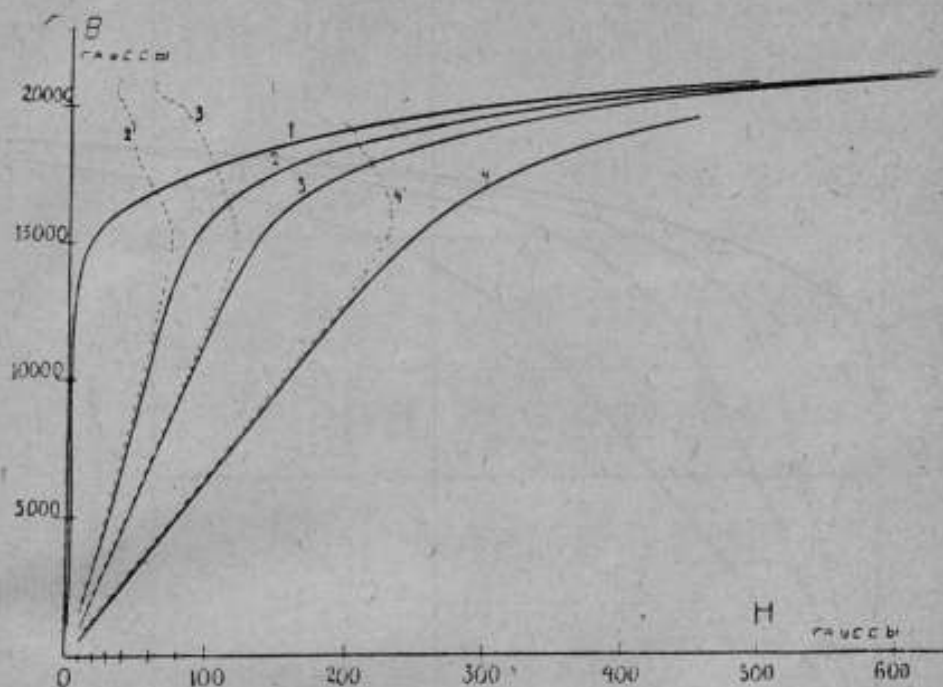


Рис. 4. Кривые намагничивания и кривые магнитного сдвига цилиндрических образцов с плоскими концами.

Fig. 4. Courbe de l'aimantation et courbes de déplacement magnétique des barreaux à bouts plats.

- 1 — {Кривая | $B=f(H)$.
 {Сорбе
- 2 — {Кривая | $B=f(H_a)$ (цилиндрического образца) $\beta = 1/20$.
 {Сорбе | du barreaux cylindrique
- 3 — " " " " " $\beta = 1/15$
- 4 — " " " " " $\beta = 1/10$
- 2' — {Кривая магнитного сдвига к кривой.
 {Сорбе de déplacement magnétique à la courbe. } 2
- 3' — " " " " " 3
- 4' — " " " " " 4

На основании этого были вычислены по данным, приведенным в таблицах VIII и IX, средние значения коэффициентов размагничивания в этом промежутке. Сравнивая их (таблица X) с соответствующими коэффициентами Schuddesaga's (Method of Reversals), найдем, что они расходятся на 1—4%. С коэффициентом же Würschmid'a (для образца с $\beta = 1/20$) совпадение получилось очень хорошее.

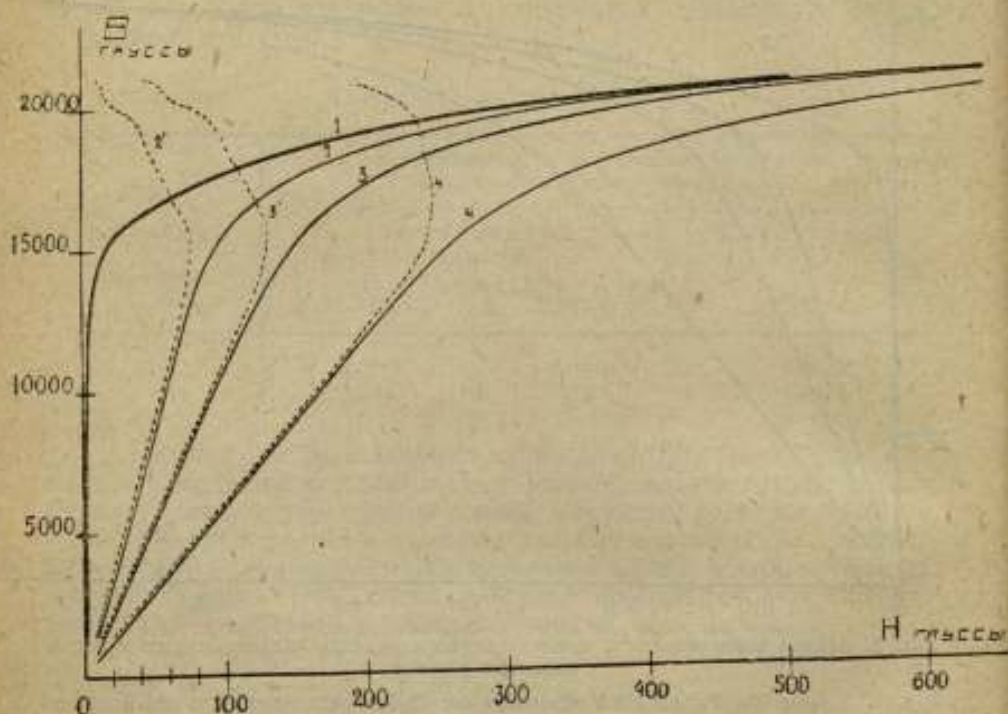


Рис. 5. Кривые намагничения и кривые магнитного сдвига цилиндрических образцов с закругленными концами.

Fig. 5. Courbes de l'aimantation et courbes du déplacement magnétique des barreaux cylindriques à bouts arrondis.

- | | | | |
|------|---|------------|--|
| 1 — | {Кривая
(Courbe) | $B=f(H)$ | |
| 2 — | {Кривая
(Courbe) | $B=f(H_0)$ | {цилиндрического образца
(du barreau cylindrique.) } $\beta = 1/20$ |
| 3 — | " | " | " } $\beta = 1/15$ |
| 4 — | " | " | " } $\beta = 1/10$ |
| 2' — | {Кривая магнитного сдвига к кривой,
(Courbe de déplacement magnétique à la courbe. | | } 2 |
| 3' — | " | " | " } 3 |
| 4' — | " | " | " } 4 |

Таблица VIII. — Таблиц VIII.
Цилиндрические образцы с плоскими концами
Barreaux cylindriques à bouts plats.

Напряжения нагрузки показатели и объемы да объемы да объемы да	l = 200 мм; d = 10,01 мм				l = 150 мм d = 10,01 мм				l = 100 мм; d = 10,01 мм			
	Образец I Barreau I		Образец II Barreau II		Образец I Barreau I		Образец II Barreau II		Образец I Barreau I		Образец II Barreau II	
	Материал подушки Induction magnétique B	Коэффициент развала, Работы об- магнитации N B	Материал подушки Induction magnétique B	Коэффициент развала, Работы об- магнитации N B	Материал подушки Induction magnétique B	Коэффициент развала, Работы об- магнитации N B	Материал подушки Induction magnétique B	Коэффициент развала, Работы об- магнитации N B	Материал подушки Induction magnétique B	Коэффициент развала, Работы об- магнитации N B	Материал подушки Induction magnétique B	Коэффициент развала, Работы об- магнитации N B
8 ₁	1 450	0,0679	1 400	0,0677	985	—	543	—	500	—	—	
15 ₁	2 250	0,0690	2 310	0,0670	1 540	0,103	958	0,103	857	0,103	—	
18 ₁	3 150	0,0675	—	—	—	0,105	1 128	0,105	1 100	0,105	—	
22 ₁	3 955	0,0681	1 030	0,0672	2 550	—	—	—	1 450	—	—	
27 ₁	4 826	0,0678	—	—	—	—	—	—	1 750	—	—	
31 ₁	5 680	0,0674	—	—	—	—	—	—	2 250	—	—	
36 ₁	6 496	0,0675	6 550	0,0669	4 100	0,106	3 290	0,106	2 800	0,106	—	
41 ₁	8 200	0,0673	8 370	0,0673	5 000	0,105	3 460	0,105	2 910	0,105	—	
50 ₁	—	—	—	—	—	—	—	—	4 100	—	—	
61 ₁	11 730	0,0653	—	—	—	—	—	—	4 700	—	—	
71 ₁	—	—	13 000	0,0661	8 520	0,106	—	—	5 000	0,106	—	
82 ₁	14 260	0,0645	—	—	—	—	—	—	5 000	—	—	
93 ₁	15 210	0,0650	1 5180	0,0613	10 680	0,105	6 870	0,104	7 050	0,104	—	
110 ₁	16 390	0,0527	1 6390	0,0518	19 720	0,105	7 000	0,105	7 650	0,105	—	
138 ₁	17 320	0,0456	1 7350	0,0415	15 200	0,099	8 800	0,099	8 800	0,099	—	
156 ₁	—	—	—	—	12 220	0,091	—	—	—	—	—	
184 ₁	18 300	0,0329	18 210	0,0358	17 390	0,081	11 450	0,078	11 800	0,078	—	
200 ₁	—	—	—	—	18 200	0,073	—	—	14 500	—	—	
270 ₁	19 450	0,0238	19 550	0,0221	18 200	0,069	14 310	0,064	15 520	0,064	—	
321 ₁	—	—	—	—	18 960	0,069	19 300	0,069	17 450	0,069	—	
361 ₁	20 250	0,0150	20 350	0,0154	—	—	18 600	0,046	18 570	0,046	—	
438 ₁	—	—	—	—	—	—	—	—	19 780	—	—	
550 ₁	—	—	—	—	—	—	—	—	20 630	—	—	
642 ₁	21 450	—	21 540	—	21 370	—	—	—	—	—	—	

Таблица IX.—Tableau IX.
Цилиндрические образцы с закругленными концами.
Barreau cylindriques à bouts arrondis.

Напряжения магнитного поля Intensité du champ magné- tique	$l = 200$ мм, $d = 10$ мм $\beta = 1/20$				$l = 125$ мм $d = 10$ мм $\beta = 1/12,5$				$l = 200$ мм, $d = 10$ мм $\beta = 1/20$			
	Образец I Barreau I		Образец II Barreau II		Образец I Barreau I		Образец II Barreau II		Образец I Barreau I		Образец II Barreau II	
	Магнитная индукция magnétique D	Коэффициент размагн. Facteur dé- magnétisant N _B	Магнитная индукция Induction magnétique D	Коэффициент размагн. Facteur dé- magnétisant N _B	Магнитная индукция Induction magnétique D	Коэффициент размагн. Facteur dé- magnétisant N _B	Магнитная индукция Induction magnétique D	Коэффициент размагн. Facteur dé- magnétisant N _B	Магнитная индукция Induction magnétique D	Коэффициент размагн. Facteur dé- magnétisant N _B	Магнитная индукция Induction magnétique D	Коэффициент размагн. Facteur dé- magnétisant N _B
9 _с	1 470	0,0584	1 440	0,0702	871	—	550	—	490	—	—	
13 _с	2 200	0,0714	2 250	0,0701	1 370	0,116	504	—	744	—	—	
23 _с	3 800	0,0584	3 000	0,0584	2 410	0,113	1 200	0,203	1 300	0,212	0,207	
38 _с	6 320	0,0605	6 150	0,0595	3 960	0,112	2 170	0,206	2 100	0,207	0,207	
46 _с	70 70	0,0602	7 880	0,0592	5 010	0,111	2 720	0,206	2 715	0,207	0,207	
73 _с	12 640	0,0655	13 600	0,0654	8 050	0,112	4 590	0,207	4 350	0,207	0,207	
92 _с	15 000	0,0637	15 020	0,0538	10 070	0,113	5 090	0,207	5 490	0,207	0,207	
110 _с	16 980	0,0545	16 200	0,0545	11 910	0,113	6 660	0,205	6 000	0,207	0,207	
138 _с	17 300	0,0435	17 300	0,0425	14 400	0,115	8 330	0,206	8 270	0,207	0,207	
156 _с	—	—	—	—	15 690	0,105	—	—	—	—	—	
184 _с	18 320	0,0320	18 320	0,0320	16 920	0,0965	11 080	0,206	10 950	0,208	0,208	
230 _с	—	—	—	—	18 080	0,0763	13 710	0,205	13 510	0,208	0,208	
276 _с	19 570	0,0205	19 570	0,0205	18 890	0,0638	15 880	0,195	15 740	0,200	0,200	
321 _с	—	—	—	—	—	—	17 200	0,182	17 150	0,184	0,184	
367 _с	20 880	0,00852	20 350	0,0130	19 080	0,0563	18 100	0,168	18 140	0,169	0,169	
458 _с	—	—	—	—	—	—	19 400	0,148	19 410	0,151	0,151	
643 _с	21 500	—	21 520	—	21 420	—	20 530	0,111	20 910	0,112	0,112	

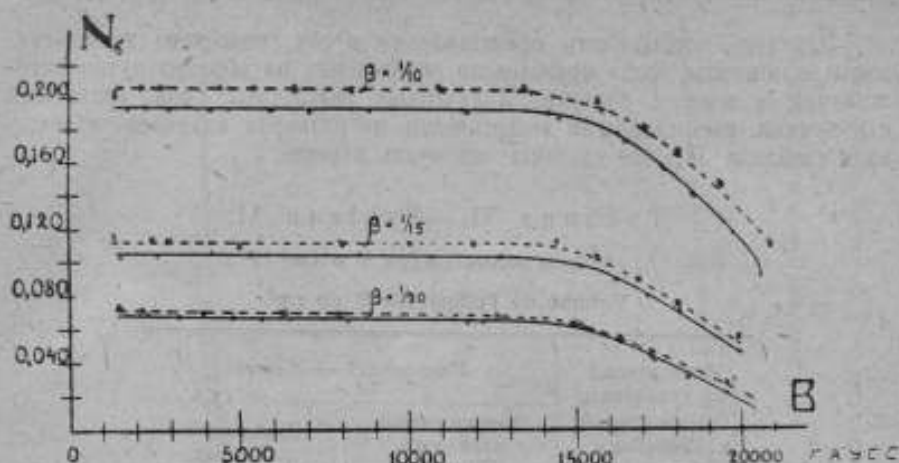


Рис. 6. Зависимость коэффициента размагничивания N_B от магнитной индукции B .
 Fig. 6. Relation entre facteur démagnétisant N_B et induction magnétique B .

Таблица X. — Tableau X.

β	№№ образцов Barreaux	Цилиндрические образцы с плоскими концами Barreaux cylindriques à bouts plats						Wurschmidt N_B	Цилиндрич. образцы с закруглен. концами Barreaux cylindriques à bouts arrondis	Эллипсоид Ellipsoïde N
		C. Schuddemagen N_B								
		N_B	Method of Steps		Method of Reversals					
			$D = 0,32 \text{ см}$	$D = 0,6 - 2 \text{ см}$	$D = 0,32 \text{ см}$	$D = 0,4 \text{ см}$	$D = 0,6 - 2 \text{ см}$			
$1/20$	1	0,0674	0,074	0,0672	0,0720	0,0690	0,0655	0,0675	0,0694	0,0648
	2	0,0670							0,0696	
$1/15$	—	0,105	0,117	0,106	0,113	0,1095	0,104	—	0,113	0,135
	1	0,195	0,220	0,204	0,215	0,210	0,200	—	0,206	0,255
$1/10$	2	0,192							0,208	

4. Исследование вольфрамовой стали.

Аналогичными же измерениями была сделана попытка определить коэффициенты размагничивания незакаленных и закаленных цилиндрических образцов из вольфрамовой стали.

Для измерения истинных кривых намагничивания $B = f(H)$ из этой стали были выточены два эллипсоида вращения с размерами $2a = 10 \text{ мм}$ и $2b = 200 \text{ мм}$ каждый.

Для того, чтобы иметь представление о том, насколько точно сделаны эллипсоиды, было произведено определение их объемов путем взвешивания в воде и воздухе. Полученные результаты, при сравнении с объемами, вычисленными теоретически по размерам эллипсоидов, показали (таблица XI), что сделаны они очень хорошо.

Таблица XI. — Tableau XI.

Объем эллипсоидов V в см³.Volume de l'ellipsoïde V en cm³.

Вычисленный по уравнению Calculé d'après l'équation $v = \frac{4}{3} \pi a^2 b$	Измеренный — Mesure	
	Незакаленный эллипсоид Ellipsoïde non trempé	Закаленный эллипсоид Ellipsoïde trempé
10,473	10,482	10,479

Перед магнитными измерениями эллипсоиды вращения и цилиндрические стержни намагничивались по методу Gumlich'a Ragowsk'ogo¹⁾ в переменном магнитном поле с убывающей амплитудой.

Результаты испытания незакаленных цилиндрических образцов с плоскими концами приведены в таблицах XII—XVI, а соответствующие кривые намагничивания даны на рис. 7.

Рассматривая эти кривые, мы видим, что они в начале идут, как будто нормально, а затем, достигнув колена, некоторые из них начинают пересекаться. Это обстоятельство указывает на то, что материал испытанных цилиндрических образцов и эллипсоидов вращения неоднороден в магнитном отношении.

Повидимому, предварительная история каждого образца — прокатка, нагрев перед прокаткой, отжиг, предшествовавший выточке из стали эллипсоидов и цилиндрических стержней, — сообщили им различные магнитные свойства.

То обстоятельство, что кривые намагничения пересекаются за перегибом, может служить основанием к предположению, что магнитная неоднородность материала обнаруживается более резко при сильном намагничении, чем при слабом.

¹⁾ Gumlich, „Leitfaden der Magnetischen Messungen“, s. 28, Braunschweig, 1918.

²⁾ Gumlich and Ragowski, „Die Messungen der Permeabilität des Eisens bei sehr kleinen Feldstärken“, E. T. Z. 181. 32, 1911.

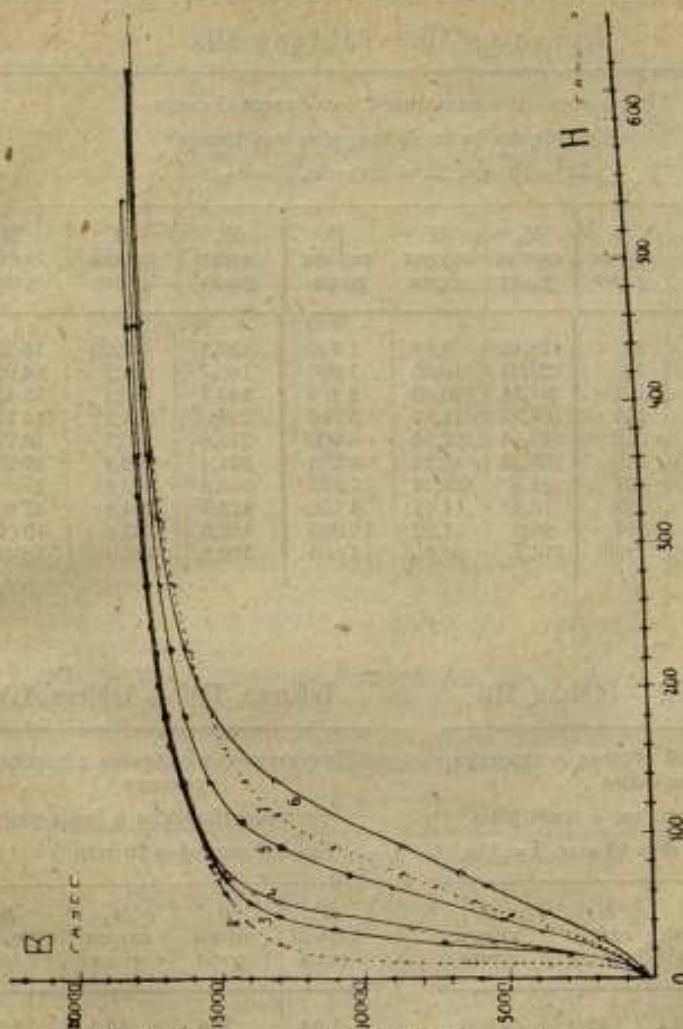


Рис. 7. Кривые намагничивания эллипсоидов вращения и цилиндрических образцов на поперечной поперечной плоскости стали.

Fig. 7. Courbes de l'aimantation des ellipsoïdes de rotation et des barreaux cylindrique d'acier de tungstène non trempé.

- | | | | | |
|-----|--------------------|--------------|--|----------------|
| 1 — | { Кривая
Courbe | $B = f(H_0)$ | { эллипсоид с
de l'ellipsoïde avec | $\beta = 1/50$ |
| 2 — | { Кривая
Courbe | $B = f(H)$ | { вычисленная по данным кривой 1
calculée d'après la courbe 1 | |
| 3 — | { Кривая
Courbe | $B = f(H_0)$ | { цилиндрического образца с
du barreau cylindrique avec | $\beta = 1/50$ |
| 4 — | " | " | " | $\beta = 1/30$ |
| 5 — | " | " | " | $\beta = 1/20$ |
| 6 — | " | " | " | $\beta = 1/15$ |

Таблица XII. — Tableau XII.

Эллипсоид из закаленной вольфрамовой стали

Ellipsoïde de l'acier de tungstène non trempé

 $2a = 10 \text{ mm}$, $2b = 200 \text{ mm}$, $\beta = 1/20$

H_a гауссы gauss	H гауссы gauss	B гауссы gauss	H_a гауссы gauss	H гауссы gauss	B гауссы gauss	H_a гауссы gauss	H гауссы gauss	B гауссы gauss
0,92	0,58	52	18,46	8,96	1 420	137,7	42,10	14 220
1,39	0,87	76	23,03	10,08	1 930	160,7	61,9	14 920
1,84	1,17	101	27,54	10,80	2 485	183,7	80,1	15 450
2,76	1,71	157	36,93	11,97	3 710	229,3	121,1	16 150
3,67	2,26	212	46,14	12,74	4 990	275,8	163,5	16 790
5,53	3,33	329	55,35	13,26	6 250	321,4	206,4	17 230
7,39	4,33	457	64,4	13,69	7 525	363,8	246,8	17 560
9,21	5,24	594	73,6	14,61	8 750	413,5	294,8	17 860
12,00	6,53	816	91,6	17,12	11 060	459,6	339,6	18 090
14,8	7,71	1 060	114,7	26,6	13 080	550,8	429,0	18 430

Таблица XIII. — Tableau XIII.

Цилиндрический образец с плоскими концами

Barreau cylindrique à bouts plats

 $l = 500 \text{ mm}$, $d = 10 \text{ mm}$, $\beta = 1/50$

H_a гауссы gauss	B гауссы gauss	H_a гауссы gauss	B гауссы gauss
1,84	103	46,0	13 050
2,76	160	55,2	14 100
3,70	220	73,6	15 050
5,50	416	91,6	15 600
7,4	605	137,7	16 400
9,2	820	183,7	17 000
11,1	1 090	276,0	17 750
13,9	1 620	368,0	18 200
18,4	3 010	460,0	18 500
22,5	7 340	551,0	18 800
36,8	11 080	—	—

Таблица XIV. — Tableau XIV.

Цилиндрический образец с плоскими концами

Barreau cylindrique à bouts plats.

 $l = 300 \text{ mm}$, $d = 10 \text{ mm}$, $\beta = 1/30$

H_a гауссы gauss	B гауссы gauss	H_a гауссы gauss	B гауссы gauss
1,84	138	55,2	13 100
3,7	302	73,6	14 750
7,4	690	110,0	15 950
11,1	1 170	138,0	16 390
13,9	1 700	183,7	16 940
15,7	2 100	230,0	17 350
18,4	2 800	276,0	17 650
23,0	4 150	368,0	18 050
27,5	5 660	460	18 350
36,8	8 470	551	18 550

Таблица XV. — Tableau XV.

Цилиндрический образец с плоскими концами
Barreau cylindrique à bouts plats
 $l = 200 \text{ mm}$, $d = 10 \text{ mm}$, $\beta = 1/20$

H_a гауссы gauss	B гауссы gauss	H_a гауссы gauss	B гауссы gauss
9,21	645	138	15 450
18,4	1 590	184	16 300
34,1	3 060	290	16 800
42,8	5 390	276	17 250
64,5	9 080	367,5	17 800
73,7	10 380	460	18 200
92,1	13 000	551	18 450
110,5	14 350	643	18 650

Таблица XVI. — Tableau XVI.

Цилиндрический образец с плоскими концами
Barreau cylindrique à bouts plats
 $l = 150 \text{ mm}$, $d = 10 \text{ mm}$, $\beta = 1/15$

H_a гауссы gauss	B гауссы gauss	H_a гауссы gauss	B гауссы gauss
9,40	400	184	15 350
27,6	1 820	230	16 350
45,6	3 700	322	17 300
64,4	5 710	367	17 600
73,6	6 690	459	18 000
92,0	8 720	553	18 300
110,4	10 670	691	18 700
138	13 150	—	—

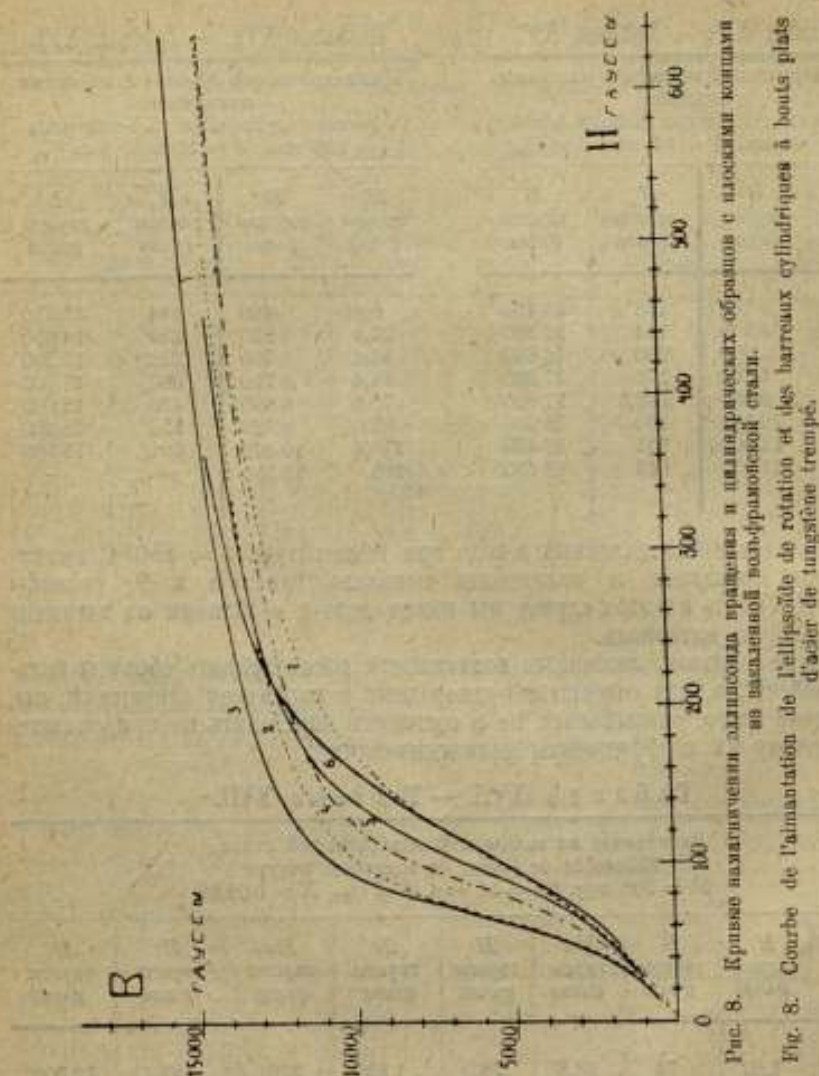
Исследование закаленных в воде при температуре $t = 850^\circ \text{C}$ цилиндрических образцов и эллипсоида показало (рис. 8 и 9, таблицы XVII—XIX), что и в этом случае мы имеем дело с образцами из магнитно неоднородного материала.

Таким образом, лишаясь возможности рассматривать образцы вольфрамовой стали, как совершенно однородные в магнитном отношении, мы, вследствие этого, оказываемся не в состоянии определить по применявшемуся методу их коэффициенты размагничивания.

Таблица XVII. — Tableau XVII.

Эллипсоид из закаленной вольфрамовой стали.
Ellipsoïde de l'acier de tungstène trempé
 $2b = 200 \text{ mm}$, $2a = 10 \text{ mm}$, $\beta = 1/20$, $N = 0,0848$

H_a гауссы gauss	H гауссы gauss	B гауссы gauss	H_a гауссы gauss	H гауссы gauss	B гауссы gauss	H_a гауссы gauss	H гауссы gauss	B гауссы gauss
2,3	1,82	73	36,8	28,0	1 330	276	193,1	12 500
2,76	2,20	85	46,0	34,4	1 770	322	235,9	13 050
4,14	3,29	130	55,3	40,2	2 270	368	290	13 450
5,53	4,4	170	64,5	45,7	2 830	414,5	324	13 800
7,37	5,69	230	73,7	50,8	3 440	460,5	368	14 050
9,21	7,30	290	92,1	60,3	4 770	553	457,5	14 350
13,82	10,9	450	156,6	93,9	9 390	645	548	14 900
18,4	14,4	600	184,2	113,6	10 580	—	—	—
27,6	21,4	950	230	151,8	11 770	—	—	—

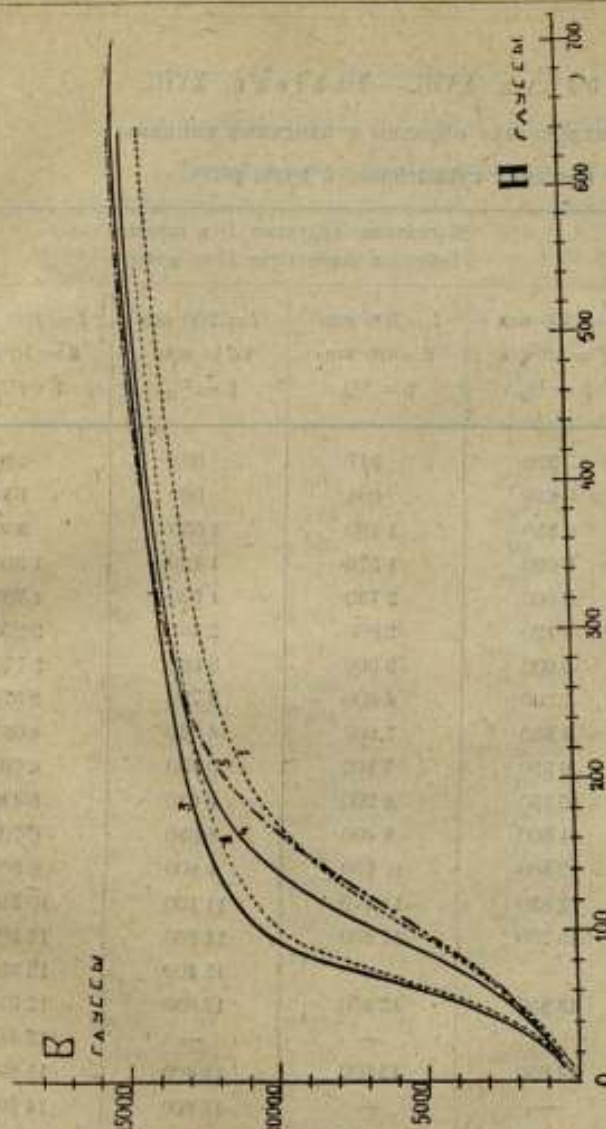


1 —	Кривая	$B = f(H_0)$	эллипсоида с
—	Сорбиа		
2 —	Кривая	$B = f(H)$	цилиндрического образца с
—	Сорбиа		
3 —	Кривая	$B = f(H_0)$	цилиндрического образца с
—	Сорбиа		
4 —	—	—	—
5 —	—	—	—
6 —	—	—	—

$\frac{H}{H_0}$ = $\frac{1}{30}$
 $\frac{H}{H_0}$ = $\frac{1}{20}$
 $\frac{H}{H_0}$ = $\frac{1}{10}$
 $\frac{H}{H_0}$ = $\frac{2}{10}$

Рис. 8. Кривые намагничивания эллипсоида вращения и цилиндрических образцов с плоскими концами из базальтовой вольт-амперной стали.

Fig. 8. Courbe de l'aimantation de l'ellipsoïde de rotation et des barreaux cylindriques à bouts plats d'acier de tungstène trempé.



- | | | | | |
|-----|--------------------|--------------|--|---|
| 1 — | { Кривая
Courbe | $B = f(H_0)$ | { эллипсоида
de l'ellipsoïde. | $\frac{1}{10}$
$\frac{1}{9}$
$\frac{1}{15}$ |
| 2 — | { Кривая
Courbe | $B = f(H)$ | { " " } | |
| 3 — | { Кривая
Courbe | $B = f(H_0)$ | { цилиндрического стержня с
du barreau cylindrique avec | |
| 4 — | { " " | " " | " " | |
| 5 — | { " " | " " | " " | |

Рис. 9. Кривые намагничивания эллипсоида вращения и цилиндрических образцов с закругленными концами из закаленной козьяковской стали.

Fig. 9. Courbe de l'aimantation de l'ellipsoïde de rotation et des barreaux cylindriques à bouts arrondis d'acier de tungstène trempé.

Таблица XVIII. — Tableau XVIII.

Цилиндрические образцы с плоскими концами.

Barreaux cylindriques à bouts plats.

Напряжение магнитного поля Intensité du champ magnétique H_z гауссы gauss	Магнитная индукция B в гауссах Induction magnétique B en gauss			
	$l = 500 \text{ mm}$	$l = 300 \text{ mm}$	$l = 200 \text{ mm}$	$l = 150 \text{ mm}$
	$d = 10 \text{ mm}$ $\beta = 1/50$	$d = 10 \text{ mm}$ $\beta = 1/30$	$d = 10 \text{ mm}$ $\beta = 1/20$	$d = 10 \text{ mm}$ $\beta = 1/15$
9,21	370	347	303	310
18,4	815	694	660	630
27,5	1 350	1 100	1 050	960
36,8	2 020	1 570	1 460	1 360
46,0	2 900	2 130	1 920	1 780
55,2	4 120	2 800	2 460	2 260
64,4	5 600	3 600	3 060	2 770
73,6	7 200	4 600	3 750	3 370
82,7	8 830	5 900	4 660	4 035
91,6	9 950	7 100	5 600	4 700
101,0	10 750	8 200	6 650	5 490
114,7	11 500	9 400	8 050	6 700
137,7	12 309	10 650	9 900	8 560
160,7	12 830	11 370	11 100	10 250
183,7	13 200	11 850	11 900	11 500
206,8	—	—	12 400	12 350
229,0	13 800	12 450	12 850	12 950
252,6	—	—	—	13 450
276,0	14 250	12 900	13 400	13 800
321,0	—	—	13 800	14 300
368,0	14 900	13 600	14 100	14 700
460,0	15 350	14 100	14 650	—
551,0	15 740	14 500	—	—
643,0	16 050	14 800	—	—
735,0	16 300	15 100	—	—

Таблица XIX.—Tableau XIX.

Цилиндрические образцы с закругленными концами.

Barreaux cylindriques à bouts arrondis.

Напряженье магнитного поля Intensité du champ magnétique H_n gauss gauss	Магнитная индукция B в гауссах Induction magnétique B en gauss		
	$l = 500$ mm	$l = 200$ mm	$l = 150$ mm
	$d = 10$ mm $\beta = 1/20$	$d = 10$ mm $\beta = 1/20$	$d = 10$ mm $\beta = 1/15$
9,21	400	305	—
18,4	874	650	610
27,5	1 440	1 030	960
36,8	2 150	1 450	1 340
46,0	3 050	1 930	—
55,2	4 270	2 480	2 260
64,4	5 850	3 130	—
73,6	7 460	4 060	3 400
82,7	8 830	4 910	—
91,6	9 780	5 810	4 650
101,0	10 500	6 700	—
114,7	11 250	8 100	—
137,7	12 000	9 980	8 190
160,7	12 600	11 200	—
183,7	12 900	12 050	11 070
206,8	—	12 600	12 050
229,0	13 500	13 000	12 700
276,0	13 950	13 600	13 600
321,4	14 300	13 950	14 200
368	14 600	14 350	14 600
460	15 100	14 960	15 200
551	15 500	15 300	15 650
643	—	15 560	16 000
735	16 200	—	—

5. Исследование чугуна.

После исследования железных и стальных образцов были произведены измерения с образцами из чугуна ($C=3,55\%$, $Si=2,03\%$, $Mn=0,43\%$, $P=0,994\%$, $S=0,133\%$).

Истинная кривая намагничивания $B=f(H)$, необходимая для определения коэффициентов размагничивания N_D цилиндрических образцов, изме-

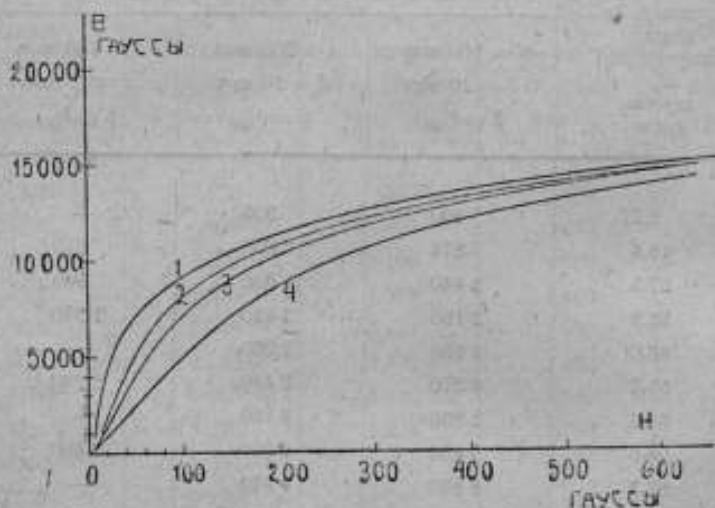


Рис. 10. Кривые намагничивания чугунных цилиндрических образцов с плоскими концами.

Fig. 10. Courbes de l'aimantation des barreaux cylindriques de fonte à bouts plats.

- 1 — истинная кривая намагничивания $B=f(H)$.
 courbe vraie de l'aimantation $B=f(H)$.
 2 — кривая $B=f(H_0)$ цилиндрического образца с $(\beta)=1/20$.
 courbe $B=f(H_0)$ du barreau cylindrique avec.
 3 — " " " " $(\beta)=1/15$.
 4 — " " " " $(\beta)=1/10$.

рялась при помощи эллипсоида размерами $2a=10$ мм, $2b=150$ мм. Объем v эллипсоида, определенный взвешиванием в воде и в воздухе, оказался равным $7,84$ см³, что хорошо согласуется с величиной v , вычисленной по уравнению:

$$v = \frac{4}{3} \pi a^2 b = 7,85 \text{ см}^3.$$

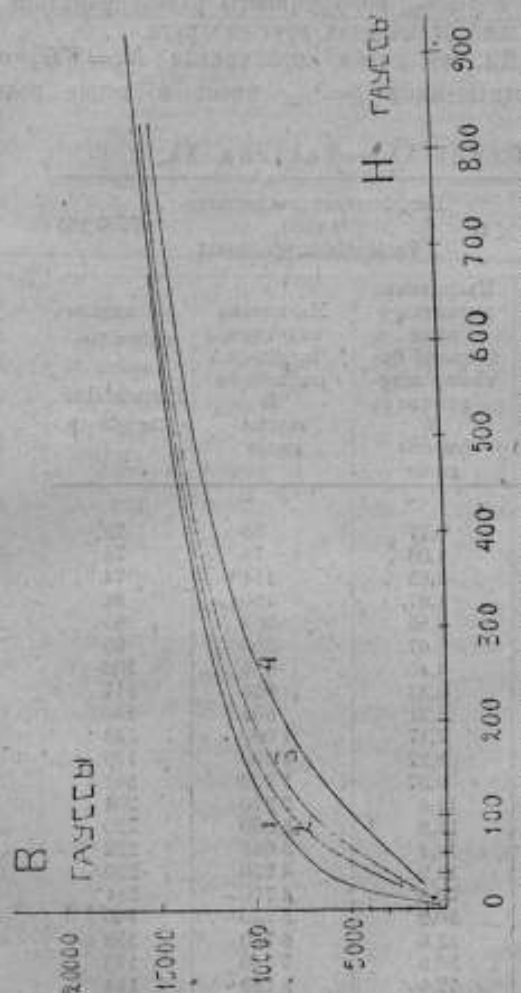


Рис. 11 Кривые намагничивания цилиндрических образцов с закругленными концами.
Fig. 11. Courbes de l'aimantation des barreaux cylindriques à bouts arrondis.

1 — истинная кривая намагничивания $B = f(H)$,
courbe vraie de l'aimantation $B = f(H)$.

2 — кривая $B = f(H_a)$ цилиндрического образца с $\beta = 1/10$,
courbe $B = f(H_a)$ du barreau cylindrique avec.

3 — * * * * * $\beta = 1/12$

4 — * * * * * $\beta = 1/15$

Кривые намагничивания исследованных образцов представлены на рис. 10 и 11, а данные, на основании которых они построены, приведены в таблицах XX—XXII.

В таблицах XXI и XXII приведены вычисленные коэффициенты размагничивания H_K . Как видно, для образцов с отношением размеров $\beta = 1/10$ и $1/15$ они имеют на некотором участке кривой намагничивания $B = f(H_a)$ постоянное в пределах точности измерений значение, в то

время как для образцов с $\beta=1/20$ коэффициенты размагничивания в этом промежутке довольно сильно отличаются друг от друга.

Рассматривая рис. 12, мы видим, что кривая $N_H=f(B)$ образна плоскими концами и отношением $\beta=1/15$ имеет в конце волнистый

Таблица XX.⁵—Tableau XX.

Эллипсоид Ellipsoïde	150 × 10	Коэффициент размагничи- вания Facteur démagnétisant		N=0,135
		Напряжение магнитного поля Intensité du- champ mag- nétique H _a gauss gauss	Напряжение магнитного поля Intensité du- champ mag- nétique H gauss gauss	
	1,38	0,77	58	75
	1,84	1,03	76	74
	2,76	1,55	114	74
	3,67	1,97	190	81
	5,58	2,85	253	89
	7,39	3,67	350	95
	9,21	4,40	454	103
	12,0	5,34	624	117
	14,8	6,21	805	130
	18,5	7,17	1 060	148
	23,0	8,22	1 390	169
	27,5	9,37	1 700	181
	36,9	11,6	2 370	204
	46,1	13,8	3 030	220
	55,4	16,4	3 640	222
	64,4	19,2	4 220	220
	73,6	22,6	4 770	211
	91,6	30,2	5 740	190
	114,7	42,6	6 750	158
	137,7	56,9	7 580	133
	160,7	72,5	8 280	114
	183,7	88,9	8 920	100
	229,0	124	9 900	80
	276,0	162	10 750	66
	321,4	201	11 400	57
	363,8	237	12 000	51
	413,5	282	12 550	45
	460,0	323	13 000	40
	551,0	407	13 800	34
	643,0	493	14 450	29
	735,0	580	15 000	26
	827,0	668	15 450	23

Таблица XXI. — Tableau XXI.

Чугунные цилиндрические образцы с плоскими концами
 Fonteux cylindriques de fonte à bouts plats

Напряженность магнитного поля Intensité du champ magnétique H_H гауссы gauss	$l = 200$ mm $d = 10,02$ mm		$l = 150$ mm $d = 9,995$ mm		$l = 100$ mm $d = 10$ mm	
	Магнитная индукция Induction magnétique B гауссы gauss	Коэффициент размагничивания Facteur démagnétisant N_H	Магнитная индукция Induction magnétique B гауссы gauss	Коэффициент размагничивания Facteur démagnétisant N_B	Магнитная индукция Induction magnétique B гауссы gauss	Коэффициент размагничивания Facteur démagnétisant N_D
1,38	76	—	—	—	—	—
1,84	100	0,0555	86	0,0948	63	0,188
2,76	160	0,0687	130	0,102	96	0,187
3,67	220	0,0621	182	0,101	130	0,188
5,53	353	0,0658	288	0,106	203	0,193
7,39	508	0,0671	403	0,106	278	0,197
9,21	674	0,0697	527	0,106	357	0,198
12,0	952	0,0704	725	0,107	478	0,197
14,8	1 260	0,0701	942	0,108	613	0,196
18,5	1 700	0,0682	1 250	0,108	788	0,199
23,0	2 270	0,0660	1 660	0,105	—	—
27,5	2 830	0,0643	2 050	0,105	1 260	0,197
36,9	3 870	0,0637	2 880	0,104	1 770	0,196
46,1	4 800	0,0614	3 680	0,101	2 260	0,196
55,4	5 620	0,0592	4 420	0,100	2 770	0,194
64,4	6 300	0,0557	5 100	0,0975	3 270	0,192
73,6	6 900	0,0520	5 700	0,0973	3 750	0,194
91,6	7 800	0,0456	6 800	0,0895	4 670	0,188
114,7	8 800	0,0415	7 880	0,0826	5 770	0,184
137,7	9 500	0,0391	8 720	0,0786	6 700	0,180
183,7	10 560	0,0349	9 970	0,0862	8 270	0,171
229	11 370	0,0347	10 900	0,0780	9 490	0,162
276	12 050	0,0392	11 670	0,0662	10 450	0,155
321	12 600	0,0352	12 280	0,0653	11 220	0,147
364	13 050	0,0339	12 820	0,0560	11 870	0,147
414	13 470	0,0417	13 280	0,0613	12 440	0,146
460	13 850	0,0436	13 700	0,0615	12 900	0,142
551	14 470	0,0461	14 400	0,0558	13 750	0,140
643	14 970	0,0553	14 970	0,0553	14 450	0,134

Таблица XXII.—Таблица XXII.

Чугунные цилиндрические образцы с закругленными концами
 Fonteaux cylindriques de fonte à bouts arrondis

Напряжен. магнитного поля Intensité du champ magnétique H гауссы gauss	$l = 200$ мм $d = 10$ мм		$l = 150$ мм $d = 10$ мм		$l = 100$ мм $d = 10$ мм	
	Магнитная индукция Induction magnétique B гауссы gauss	Коэффициент размагничивания Facteur démagnétisant N_B	Магнитная индукция Induction magnétique B гауссы gauss	Коэффициент размагничивания Facteur démagnétisant N_B	Магнитная индукция Induction magnétique B гауссы gauss	Коэффициент размагничивания Facteur démagnétisant N_B
1,38	72	0,0676	63	0,0950	—	—
1,84	97	0,0629	85	0,0926	63	0,183
2,76	154	0,0669	131	0,0989	97	0,183
3,67	210	0,0720	181	0,102	130	0,185
5,33	339	0,0740	280	0,113	199	0,197
7,39	480	0,0803	394	0,111	273	0,201
9,21	640	0,0792	512	0,114	351	0,198
12,0	910	0,0747	705	0,112	467	0,202
14,8	1 200	0,0749	915	0,113	591	0,202
18,5	1 630	0,0802	1 215	0,112	767	0,202
23,0	2 180	0,0707	1 610	0,111	997	0,199
27,5	2 700	0,0702	1 990	0,111	1 220	0,203
36,9	3 740	0,0677	2 790	0,109	1 700	0,202
46,1	4 680	0,0651	3 550	0,107	2 180	0,201
55,4	5 520	0,0622	4 300	0,106	2 680	0,199
64,4	6 230	0,0542	4 980	0,102	3 150	0,200
73,6	6 850	0,0544	5 600	0,101	3 630	0,196
91,6	7 830	0,0476	6 680	0,0946	4 510	0,195
114,7	8 790	0,0420	7 750	0,0892	5 590	0,191
137,7	9 540	0,0369	8 600	0,0837	6 520	0,187
163,7	10 650	0,0292	9 920	0,0754	8 110	0,177
229,3	11 500	0,0205	10 800	0,0697	9 350	0,169
275,8	12 180	0,0262	11 650	0,0637	10 330	0,161
321,4	12 750	0,0206	12 270	0,0664	11 130	0,155
364	13 250	0,0159	12 800	0,0571	11 800	0,152
414	13 690	0,0175	13 260	0,0628	12 380	0,150
460	14 100	0,0111	13 680	0,0630	12 870	0,144
551	14 770	0,0033	14 400	0,0539	13 700	0,142
643	15 360	—	14 980	0,0540	14 400	0,134

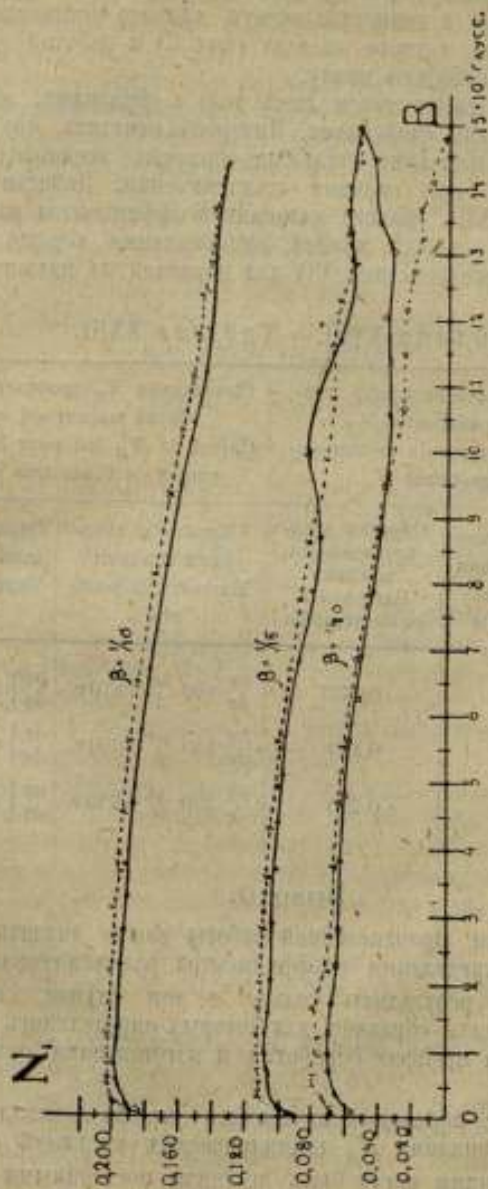


Рис. 12. Зависимость коэффициента размагничивания N_B от магнитной индукции B .

Fig. 12. Relation entre le facteur démagnétisant N_B et l'induction magnétique B .

характер, а для образца с $\beta = 1/20$ (то же с плоскими концами) загиб вверх, между тем как в действительности, как это установлено измерениями с образцами из мягкого железа (рис. 6) и работой Dussler'a и др., она должна загибаться вниз.

Повидимому, мы снова имеем здесь дело с образцами, обладающими различными магнитными свойствами. Интересно отметить, что, аналогично замеченному при исследовании стальных образцов, неоднородность материала обнаружилась при сильном намагничении. Действительно, как видно из таблицы XXIII, среднее значение коэффициентов размагничивания для некоторого участка кривой намагничения хорошо согласуется с полученными раньше (таблица VI) для образцов из мягкого железа.

Таблица XXIII. — Tableau XXIII.

β	Среднее значение коэфф. размагничивания N_D Valeur moyenne du facteur démagnétisant N_D		Вычисление N_D производилось для значений магнитной индукции Calcul de N_D fait pour les valeurs suivantes de l'induction magnétique	
	Образцы с плоскими концами Barreaux à bouts plats	Образцы с закругленными концами Barreaux à bouts arrondis	Образцы с плоскими концами Barreaux à bouts plats	Образцы с закругленными концами Barreaux à bouts arrondis
$1/20$	0,0689	0,0737	от 160 до 3 870 г.	от 154 до 3 740 г.
$1/15$	0,105	0,110	от 130 до 3 680 г.	от 181 до 3 550 г.
$1/10$	0,196	0,200	от 230 до 3 750 г.	от 199 до 3 630 г.

Выводы.

1. На основании произведенной работы можно сказать, что применявшийся метод определения коэффициентов размагничивания N_D даст удовлетворительные результаты только в том случае, если материал эллипсоида вращения и образцов, для которых определялись коэффициенты N_D не приобретет в процессе обработки и изготовления различных магнитных свойств.

2. Измерения с образцами из мягкого железа показали, что коэффициенты размагничивания N_D цилиндрических стержней с плоскими и закругленными концами могут быть приняты постоянными для участка основной кривой намагничения, лежащего между значениями магнитной индукции B от 1 300 до 14 000 гауссов.

3. Величины этих коэффициентов размагничивания хорошо согласуются с соответствующими коэффициентами Schüddemagen'a и Würschmidt'a.

В заключение позволю себе принести глубокую благодарность заведующему магнитной лабораторией проф. Л. В. Залудскому, под руководством которого эта работа была произведена, и старшему метрологу Е. Г. Шрамкову, давшему мне во время работы много ценных советов.

DÉTERMINATION DES FACTEURS DÉMAGNETISANTS DES BARREUX CYLINDRIQUES A BOUTS PLATS ET A BOUTS ARRONDIS, FAITE PAR LA MÉTHODE BALISTIQUE.

Par S. P. Boudrine.

(Résumé).

On a fait la détermination des facteurs démagnétisants N_B à la base des mesures exécutées avec ellipsoïdes de rotation et barreaux cylindriques du même matériel. Ce travail fut accompli au Laboratoire magnétique de la Chambre Centrale des Poids et Mesures.

Dans la première partie de l'article on considère les conditions générales d'aimantation au champ magnétique uniforme d'ellipsoïdes de rotation et de barreaux cylindriques ainsi que les méthodes de la détermination des facteurs démagnétisants.

Les facteurs démagnétisants N_B furent déterminés pour la courbe de commutation fondamentale de l'aimantation.

La figure 1 représente un schéma de l'installation balistique avec laquelle on effectuait les mesures. H, K , est une bobine magnétisante, dans laquelle on met le barreau à éprouver H, O ; H, K , est la bobine de mesure; M est une boîte de résistances; G est galvanomètre balistique; B, H , est une bobine de l'induction mutuelle servant à graduer le galvanomètre; A est un ampèremètre et R — un réostat.

La bobine d'aimantation H, K , est un solénoïde rectiligne, ayant la longueur de 100 cm, enroulé sur un cylindre en laiton de diamètre intérieur de 26 mm.

La recherche expérimentale du champ magnétique à l'intérieur de cette bobine, pendant le passage du courant électrique, a montré que ce champ est uniforme dans la limite de précision de la méthode à une portion de ± 30 cm de longueur. Les mêmes recherches ont permis de déterminer, que l'intensité du champ magnétique à l'intérieur de la bobine est égale à:

$$H_a = 92,1 i \text{ gauss,}$$

où i est l'intensité du courant en ampères.

Recherches sur le fer doux.

La vraie courbe d'aimantation $B=f(H)$ fut déterminée d'après les mesures faites avec deux ellipsoïdes de rotation. Leurs dimensions sont données dans les tableaux II et III. L'intensité du champ magnétique intérieur H fut calculée de l'équation:

$$H=H_a-N\frac{B-H}{4\pi},$$

où N est le facteur démagnétisant de l'ellipsoïde de rotation, calculé d'après l'équation:

$$N=4\pi\beta^2\left[\frac{1}{2e^3}\lg\frac{1+e}{1-e}-\frac{1}{e^2}\right].$$

où β est le rapport des axes de l'ellipsoïde et e son excentricité.

On a déterminé le facteur démagnétisant pour les barreaux cylindriques de diamètre de 10 mm dont les longueurs étaient de 100, 150, 200 mm, c'est-à-dire le rapport des dimensions était $\beta = \frac{1}{10}, \frac{1}{15}, \frac{1}{20}$.

Le tableau VIII contient les résultats des essais des barreaux cylindriques à bouts plats et le tableau IX de ceux à bouts arrondis. D'après ces tableaux on a construit les courbes d'aimantation $B=f(H_a)$. (fig. 4 et 5). On y voit aussi les courbes du déplacement magnétique des ces courbes. Les mêmes tableaux contiennent les facteurs démagnétisants des barreaux cylindriques. A la figure 6 on a tracé les courbes $N_B=f(B)$, les courbes pointillées se rapportent aux barreaux cylindriques à bouts arrondis, tandis que les courbes continues à ceux à bouts plats.

Il est évident de ces courbes que le facteur démagnétisant N_B pour des barreaux cylindriques de fer doux peut être accepté comme étant constant pour les valeurs de l'induction magnétique B à partir de $B \cong 1300$ gauss jusqu'à $B \cong 14000$ gauss.

Les valeurs des facteurs démagnétisants N_B à cet intervalle s'accordent bien avec celles de Schudde-magen et Würschmidt (tableau X).

Recherches sur l'acier de tungstène.

Les mesures faites avec des échantillons d'acier de tungstène trempé et non trempé ont démontré que le matériel de l'ellipsoïde et des barreaux cylindriques étudiés n'est pas homogène du point de vue magnétique. Cela s'est fait évident par le fait que les courbes d'aimantation $B=f(H_a)$ se sont entrecroisées (fig. 8 et 9).

Il en résulte, qu'on n'a pas pu déterminer d'après la méthode pratiquée le facteur démagnétisant pour des barreaux cylindriques en acier de tungstène.

Recherches sur la fonte.

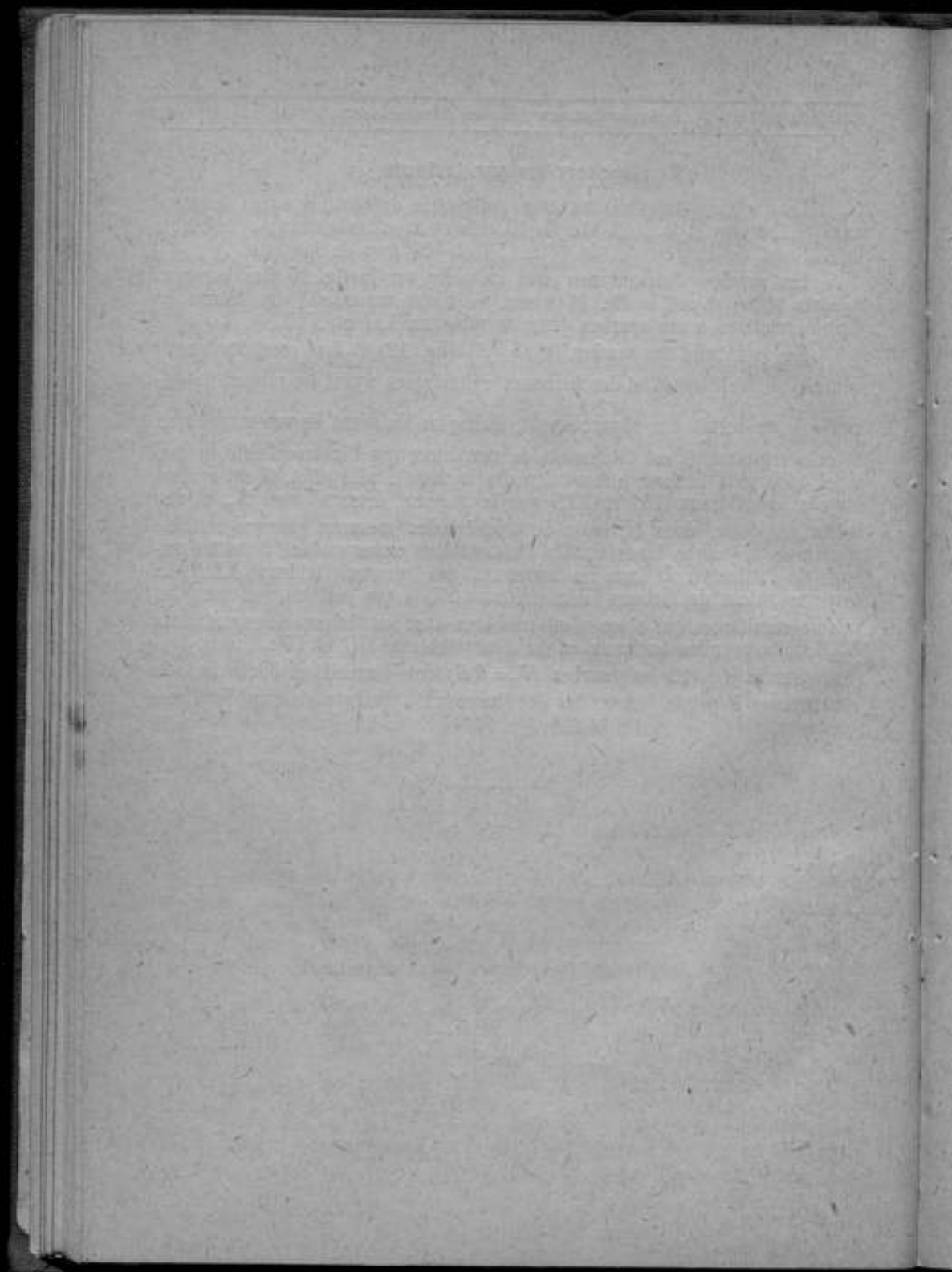
Les mesures furent faites avec l'ellipsoïde de rotation ayant le grand axe de 150 mm et le petit axe de 10 mm et avec des barreaux cylindriques de 10 mm de diamètre et de 100, 150 et 200 mm de longueur.

Les courbes d'aimantation sont indiquées sur la fig. 10 (les barreaux à bouts plats) et sur la fig. 11 (ceux à bouts arrondis). On trouve les données relatives à ces courbes dans les tableaux XXI et XXII.

En examinant les courbes $N_B=f(B)$ (fig. 12) il faut constater que le matériel de l'ellipsoïde et des barreaux cylindriques ayant les rapport $\beta = \frac{1}{15}$ et $\beta = \frac{1}{20}$ ne serait pas, apparemment, homogène du point de vue magnétique.

Si cela est ainsi, il est intéressant de remarquer que l'inhomogénéité du matériel apparut à la forte aimantation des barreaux. En effet, il est évident d'après les tableaux XXI et XXII que le facteur démagnétisant N_B a une valeur constante, dans la limite de précision des mesures, pour une certaine portion de la courbe fondamentale d'aimantation correspondant à petites valeurs de l'induction B dans les barreaux. En prenant (tableau XXIII) la moyenne valeur de facteurs démagnétisant N_B à ces portions, on aura les valeurs résultantes qui s'accordent très bien avec les facteurs démagnétisants N_B déduits pour les barreaux en fer doux (tableau VIII et IX).

Sur la fig. 12 les courbes $N_B=f(B)$ des barreaux à bouts arrondis sont tracées à points, et celles des barreaux à bouts plats par les lignes continues.



ТОЧНОСТЬ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИНЫ ПЛОСКИХ КОНЦЕВЫХ МЕР.

Г. В. Варлих.

1. Введение.

В оптической лаборатории Главной Палаты мер и весов производится эталонирование плоских концевых мер интерференционным методом — путем измерения их длины в длинах световых волн. При этом длина световой волны рассматривается не как эталон, а как линейный масштаб, являющийся подразделением прототипа метра, хранящегося в Международном Бюро мер и весов в Севре.

Длины волн, излучаемых различными источниками света, заключены для видимой части спектра в интервале от 0,4 μ и до 0,7 μ и могут при неизменных значениях температуры, барометрического давления и влажности, а также при одинаковом процентном содержании в воздухе углекислоты, считаться величинами постоянными, что делает возможным применение их в качестве масштабов. Ничтожность величины этих масштабов позволяет измерять расстояния порядка нескольких сотых долей микрона.

В настоящее время интерференционные методы измерения длины, бывшие ранее достоянием лишь специальных лабораторий, получили настолько широкое распространение, что они стали применяться непосредственно в заводских условиях для проверки качества шлифовки поверхностей, а также для простейших сравнительных измерений, главным образом, концевых мер. Особенно возросло значение этих методов измерения с тех пор, как в качестве технических эталонов длины получили повсеместное признание плоско-параллельные бруски, типа «плиток Погансона». Точность изготовления этих эталонов столь велика, что никакие иные методы, кроме интерференционных, не в состоянии выявить их погрешностей.

Казалось бы, что такая высокая степень точности технических эталонов устраняет необходимость в специальной их проверке в процессе применения их для практических целей. На первый взгляд можно вывести заключение, что вполне достаточно при помощи обычных контактных приборов высокой точности, хотя бы оптиметра или толщимера, убедиться, что эталон почти не отличается от номинального своего значения, чтобы быть спокойным на дальнейшее время за точность размеров выпускаемых изделий. Однако, при внимательном рассмотрении, не трудно заметить,

что такое заключение было бы слишком поспешным и могло бы привести к печальным результатам. Прилагаемая таблица (рис. 1), взятая из брошюры «Messgerät» (Wissenschaftliche Vorträge während der Kölner Herbstmesse am 3 September und 1 Oktober 1925), иллюстрирует необходимость точных измерений эталонных плиток.

Пусть рабочая эталонная плитка длиной в 40 мм из набора лаборатории калибров соответствующего поверочного учреждения измерена с точностью $\pm 0,15 \mu$, тогда заводская эталонная плитка той же

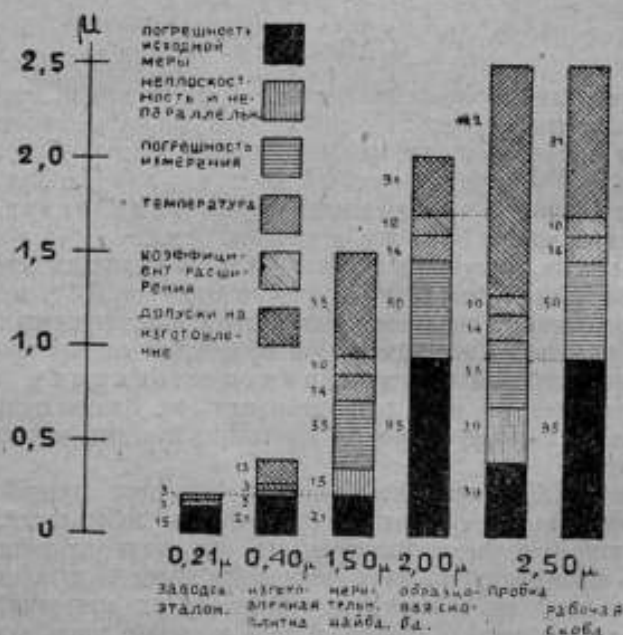


Рис. 1.

длины, сличенная интерференционным методом с первой, будет обладать неточностью $\pm 0,21 \mu$, если погрешность измерения не превосходит $\pm 0,03 \mu$ и если погрешность, вносимая колебаниями коэффициента расширения, того же порядка. Полагая допуск на изготовление равным $\pm 0,13 \mu$, получим, что плитка, изготовленная по заводскому эталону, может обладать неточностью, доходящей до $\pm 0,40 \mu$, при условии, если сличение ее с эталонной плиткой происходило также интерференционным методом. Совершенно очевидно, что остальные калибры, как-то мерительные шайбы, скобы, пробки и др., изготовленные по плитке с возможной погрешностью $\pm 0,40 \mu$, будут иметь ошибки значительно более высокие, тем более, что дальнейшие измерения производятся уже

не оптически, а при помощи обычного контактного метода. Кроме того при таких измерениях будет иметь значение не только неравенство коэффициентов расширения, но также и возможное неравенство температуры отдельных калибров. Из таблицы видно, что рабочие скобы и пробки могут иметь погрешность, равную $\pm 2,50 \mu$ для средней длины в 40 мм, а такая погрешность в условиях современной техники взаимно заменяемых частей находится уже близко у пределов допусков. Та же таблица показывает, что получение рабочих калибров с необходимой точностью возможно лишь в том случае, если основные эталоны будут известны достаточно точно. Чем меньше будет погрешность у основных эталонов, тем точнее можно выпускать изделия, что в современных условиях имеет весьма большое значение.

Необходимость в точных измерениях учли уже многие инструментальные заводы, вследствие чего они обзаводятся необходимым оборудованием для организации у себя лаборатории калибров. При этом в число предметов оборудования часто включаются приборы, предназначенные для интерференционного измерения концевых мер, в том числе и интерференционный компаратор Kösters'a для абсолютных измерений. Безусловно следует приветствовать включение интерференционных методов в план работ заводских лабораторий, так как только таким путем можно обеспечить достаточную точность измерения, однако применение абсолютного интерференц-компаратора в заводских условиях вряд ли может считаться целесообразным. Абсолютные измерения длины представляют собою задачу очень сложную, находящуюся в непосредственной зависимости от целого ряда побочных обстоятельств, несоблюдение которых может привести к большим погрешностям.

Заводская работа, основанная на получении наибольшей продуктивности в возможно короткий срок, по чисто экономическим причинам не сможет уделить достаточного внимания всем этим обстоятельствам, в результате чего получится сильно пониженная точность, значительно уступающая вероятным погрешностям измерения.

Переходя к вопросу о точности интерференционных измерений, в частности с помощью абсолютного интерференц-компаратора, приходится отметить, что, несмотря на многочисленные измерения, производимые в различных лабораториях всего света, в литературе на этот счет не имеется никаких конкретных указаний. В то время как одни авторы считают, что точность их измерений колеблется около $\pm 0,02 \mu$, другие авторы повышают ее до $\pm 0,005 \mu$, при чем как одни, так и другие не подтверждают своих заключений необходимым числом материалов. Цель настоящей работы заключается в определении на основании целого ряда измерений величины наиболее вероятной погрешности, совершаемой при определении абсолютной длины концевых мер при помощи интерференционного метода. В качестве основного материала приняты числа, полученные при эталонировании в 1929 г. «временных эталонных наборов плоских концевых мер» (Johanson, № 7504 и № 7505)

Главной Палаты мер и весов. Как будет видно из дальнейшего, точность измерений оптической лаборатории далеко не блестящая, но во всяком случае полученные числа вполне реальны и могут гарантировать, что погрешность при измерении концевых мер не выходит за указанные пределы.

2. Принцип измерения длины интерференционным методом.

В интерференционных измерениях для технических целей обычно применяют метод «полос одинаковой толщины», так как он осуществляется легче, чем другой интерференционный метод, называемый методом полос «одинакового наклона». В первом случае интерференционная картина локализована на конечном расстоянии от глаза и изображается большей частью в виде ряда чередующихся светлых и темных полос, во втором же случае полосы локализованы и бесконечности и имеют вид ряда concentрических колец. Точность, которую можно получать при измерениях длины первым или вторым методом, совершенно одинакова; преимущество второго метода заключается лишь в том, что он обычно позволяет непосредственное измерение большей длины, чем это возможно при применении метода полос одинаковой толщины. Интерференционный компаратор Kösters'a, являющийся основным прибором оптической лаборатории Главной Палаты мер и весов, основан на принципе применения полос одинаковой толщины, а потому в дальнейшем в этой статье будет рассматриваться исключительно такого рода интерференционное явление.

Полосы одинаковой толщины можно получить при наложении друг на друга двух плоских стеклянных пластинок так, чтобы между ними образовался тонкий воздушный слой клиновидной формы. Тогда, благодаря различным фазам световых колебаний на обоих ограничивающих клин плоскостях, происходит интерференция обеих отраженных волн, в результате чего в пространстве возле клина можно наблюдать (в случае освещения монохроматическим светом) ряд чередующихся светлых и темных полос, параллельных ребру воздушного клина и находящихся на одинаковом расстоянии друг от друга. На схематическом чертеже рис. 2 темные полосы изображены в виде черных кружков. Темные полосы, по которым обычно и производится ориентировка при интерференционных измерениях, соответствуют тем местам воздушного клина, где толщина его h равна:

$$0, \frac{\lambda}{2}, 2 \frac{\lambda}{2}, 3 \frac{\lambda}{2}, 4 \frac{\lambda}{2}, \dots, p \frac{\lambda}{2} \dots \dots (1)$$

т. е. целому числу полуволн, понимая под λ длину световой волны. Таким образом толщина клина вдоль какой-нибудь темной полосы, например 10-й от начала (не считая полосы, соответствующей толщине нуль) будет равна:

$$10 \frac{\lambda}{2} = 5 \lambda \dots \dots \dots (2)$$

Большую часть при практических измерениях необходимо определить толщину клина в какой-нибудь точке, лежащей в промежутке между двумя темными полосами. Тогда, согласно (1), толщина клина h в этой точке (рис. 2) будет равна:

$$h = m \frac{\lambda}{2}, \dots \dots \dots (3)$$

где m содержит в себе некоторое целое число темных полос p и некоторую дробную часть ϵ . Число m называется порядком интерференции. В случае, изображенном на чертеже, $p = 7$, а $\epsilon = 0,5$, а потому порядок интерференции $m = 7,5$ полос.

При измерении длины плоских концевых мер последние обычно притираются на молекулярный контакт к плоской кварцевой пластинке так, чтобы, смотря с обратной стороны, не было заметно интерференционных полос между поверхностью концевой меры и поверхностью кварца. Поверх концевой меры K (рис. 3) тем или иным способом помещается

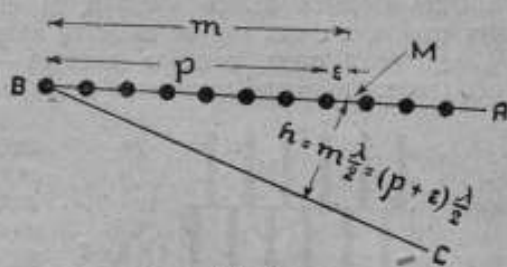


Рис. 2.

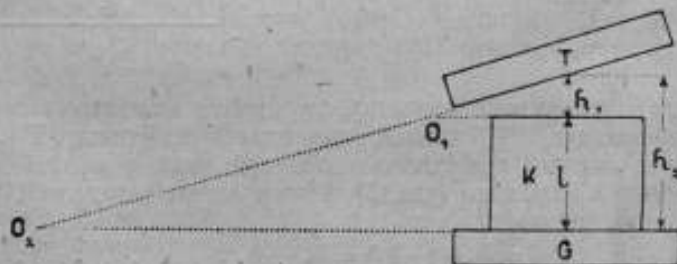


Рис. 3.

плоская стеклянная пластинка T , образующая воздушные клинья как с поверхностью концевой меры K , так и с верхней поверхностью кварцевой пластинки G . При освещении всей системы монохроматическим светом и при подходящей величине угла воздушных клиньев можно сверху наблюдать картину, изображенную на рис. 4, где имеются две системы интерференционных полос: одна на поверхности концевой меры другая на поверхности кварцевой пластинки. Длина концевой меры l будет равна (рис. 3).

$$l = h_2 - h_1 \dots \dots \dots (4)$$

а соответствующая ей дробная часть порядка интерференции ϵ' (рис. 4) будет иметь значение

$$\epsilon' = \epsilon_2 - \epsilon_1 \dots \dots \dots (5)$$

где ε_1 и ε_2 являются дробными частями для каждой системы полос в отдельности. Они могут быть определены, если на пластинке T в измеримой точке нанесена марка M (рис. 4). На прилагаемом примере $\varepsilon_1 = 0,3$ полосы, а $\varepsilon_2 = 0,7$ полос и, следовательно $\varepsilon' = 0,4$ полосы.

Что касается целого числа p , то оно непосредственно не может быть определено, так как не известно положение начальных точек O_1 и O_2 , соответствующих толщине клиньев — нуль. Определение p может быть достигнуто только косвенным путем, о котором будет сказано дальше.

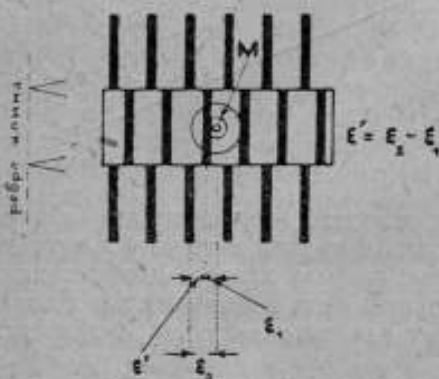


Рис. 4.

При определении длины концевых мер методом полос одинаковой толщины совершенно безразлично будут ли поверхности, ограничивающие клин, действительными или мнимыми. Последнее представляет некоторые преимущества, позволяя измерить большую

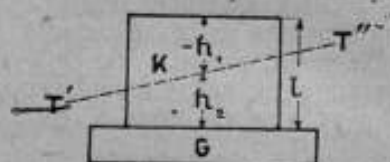


Рис. 5.

длину, благодаря тому обстоятельству, что имеется возможность поместить мнимое изображение T'' нижней поверхности пластинки T в промежутке между верхней поверхностью концевой меры и верхней поверхностью кварцевой пластинки (рис. 5). В этом случае равенство (4) также имеет место, вследствие того, что

$$l = h_2 + (-h_1) = h_2 - h_1 \dots \dots \dots (6)$$

Все приведенные рассуждения относятся при измерении больших длин лишь к тому случаю, когда применен точечный источник монохроматического света и имеет место нормальное падение лучей на поверхность концевой меры. Так как все практические установки по возможности стремятся приблизиться к этим условиям, то в дальнейшем можно считать формулу (3) вполне справедливой, тем более, что вносимая ею погрешность значительно ниже погрешностей, обусловленных термическими условиями.

3. Интерференционный компаратор Kösters'a, измерение на нем и наибольшая допускаемая им точность.

Интерференционный компаратор Kösters'a схематически изображен на рис. 6 и представляет собою видоизменение интерферометра Michelson'a, примененного им при измерении метра в длинах свето-

ВЫХ ВОЛИ. O — источник света в виде гейслеровой трубки с гелием, помещенной перед спектральной щелью; L_1 — объектив, в главном фокусе

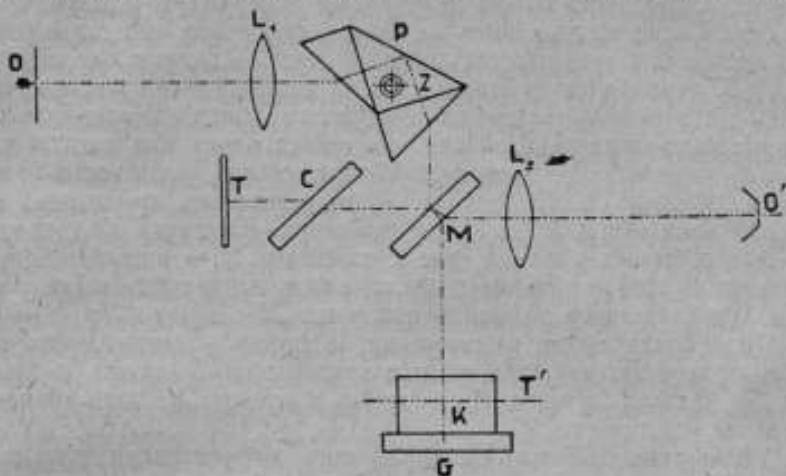


Рис. 6.

которого находится спектральная щель; P — призма, склеенная из трех частей, могущая вращаться вокруг горизонтальной оси Z ; призма P имеет двойное назначение — с одной стороны она является дисперсионной призмой, с другой стороны она отклоняет каждый участок спектра под углом в 90° к первоначальному направлению. Пучок параллельных лучей, выйдя из объектива L_1 , проходит через призму P , которой разлагается на спектральные цвета, и падает затем на плоскую полусеребряную стеклянную пластинку M , помещенную под углом в 45° к направлению лучей. 50% света преломляется в пластинке M , проходит сквозь нее и падает на поверхности концевой меры K и кварцевой пластинки G , от которых затем отражается обратно. Остальные 50% света, отразившись от верхней поверхности пластинки M , попадают на зеркало сплошного серебра T , от которого также претерпевают отражение. Все отраженные световые пучки собираются затем линзой L_2 в плоскости диафрагмы

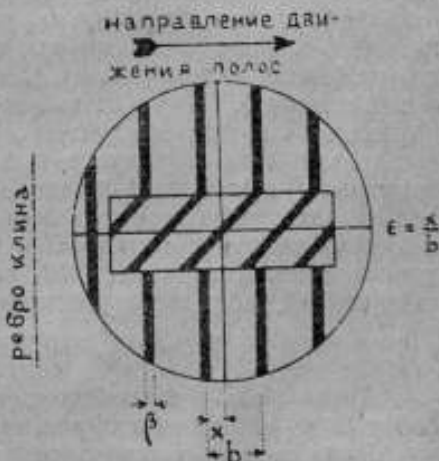


Рис. 7.

O' где даст изображение цели O . Глаз наблюдателя, помещенный возле O' , видит интерференционную картину, схематически изображенную на рис. 7. При этом полосы на концевой мере будут большей частью наклонены относительно полос на кварце, вследствие некоторой непараллельности обеих поверхностей концевой меры. Пластинка G с концевой мерой K помещаются на столик с тремя установочными винтами, служащими для точной ориентировки воздушного клина, а следовательно, и интерференционных полос. Кроме того столик может при помощи специального микрометричного винта приближаться или удаляться по отношению к пластинке M . На зеркале T выгравирована крестовина, позволяющая производить необходимые измерения. Пластинка C точно таких же геометрических размеров, как и пластинка M , в интерференционных явлениях участия не принимает, она служит лишь для компенсации разности хода лучей, вносимой толщиной пластинки M .

При внимательном рассмотрении не трудно убедиться, что интерференционное явление происходит в компараторе Kösters'a по схеме рис. 5, так как зеркало T , отражаясь в зеркале M , дает мнимое изображение в плоскости T' .

Измерение дробных частей порядка интерференции производится в интерференционном компараторе на глаз. Путем легкого подъема или опускания столика с концевой мерой при помощи указанного выше микрометричного винта середина темной полосы на концевой мере совмещается с центром нанесенного на зеркале T перекрестия, а затем отчитывается величина смещения x полосы на концевой мере относительно ближайшей полосы на кварце по отношению к ширине b полосы на кварце, т.е. определяется дробная часть порядка интерференции в долях полосы (считая за одну полосу расстояние между двумя соседними темными полосами). Полосы на кварце должны быть при этом параллельны вертикальной нити креста. Отчет смещения полос всегда производится в направлении их движения, т.е. в направлении возрастания толщины воздушного клина. Направление движения полос определяется путем легкого нажатия на корпус прибора, вследствие чего система зеркал M и T приближается к системе K и G , т.е. уменьшается толщина воздушной пластинки, ограниченной плоскостями G и T . На рис. 7 величина дробной части порядка интерференции ε равна:

$$\varepsilon = \frac{x}{b} = 0,3 \text{ полосы} \dots \dots \dots (7)$$

Таким образом производится отчет дробных частей порядка интерференции в различных участках применяемого спектра.

Длина световой волны укорачивается с переходом от красной части спектра в сторону фиолетовой, следовательно, ширина полосы в фиолетовой части должна быть уже ширины полосы в красной части спектра, т.е. с уменьшением длины волны уменьшается также и расстояние между двумя соседними темными полосами. Последнее обстоятельство вносит в измерение перемен-

ную точность. В новой модели интерференционного компаратора путем применения пластинки M клиновидной формы достигнута ахроматизация ширины полосы, т. е. интерференционные полосы имеют одинаковую ширину во всех участках спектра. В старых моделях, в частности в той, которая находится в оптической лаборатории Главной Палаты мер и весов, такого ахроматизирующего приспособления нет, а потому приходится в процессе самого измерения, при переходе от красной к фиолетовой части спектра, расширить полосы вращением установочных винтов столика. Такое изменение ширины интерференционных полос во время измерения длины концевой меры, конечно, не желательно, но другого выхода нет, так как глазу трудно производить сравнения в разных масштабах.

В среднем расстояние между двумя соседними темными полосами во время измерения равно около 3 м.м., геометрическая же ширина темной полосы β равна около 1 м.м. Следовательно, промеряя расстояние x , ограниченное с одной стороны штрихом толщиной в 1 м.м., а с другой стороны штрихом значительно более тонким (нить креста), невозможно определить это расстояние с большой точностью, даже при наличии хорошего микрометра, не говоря уже об отчете на глаз, который при нантончайших штрихах не произвести точнее, чем до одной двадцатой измеряемого расстояния, и то лишь при большом навыке. В статье, помещенной в № 8 *Physikalische Zeitschrift* за 1928 г., являющейся рефератом доклада А. Р. Вебер'а (одного из сотрудников Кёстеров'а) на IV Съезде германских физиков в Кассингене, на стр. 235 указано, что при некотором навыке отчет полос может быть получен с точностью $\pm 0,02$ полосы. Способ получения такой высокой степени точности в приведенном описании не указан, из практики же оптической лаборатории Главной Палаты мер и весов определилось, что средняя точность отчета полос равна, примерно, $\pm 0,1$ полосы, т. е. в пять раз менее точно, чем у Вебер'а. Точность можно было бы повысить, увеличив число наблюдений, однако практика показала, что увеличивать число наблюдений свыше двух (одно при прохождении спектра от красного к фиолетовому, другое—обратно) не желательно, так как при этом значительно удлиняется время измерения, а следовательно, могут сильно измениться температурные условия.

Для дальнейших исследований можно принять точность отчета дробных частей порядка интерференции равную $\pm 0,1$ полосы для каждого спектрального цвета в отдельности. Применяя спектр гелия, как наиболее удобный, так как все 6 основных его линий находятся на широком расстоянии друг от друга, имеем в нашем распоряжении следующие длины волн:

Красная линия	$\lambda_1 = 0,667 \mu$
Желтая линия	$\lambda_2 = 0,587 \mu$
Зеленая линия	$\lambda_3 = 0,501 \mu$
Сине-зеленая линия	$\lambda_4 = 0,492 \mu$
Синий линия	$\lambda_5 = 0,471 \mu$
Фиолетовая линия	$\lambda_6 = 0,447 \mu$

Как уже было указано выше, при измерении концевых мер в длинах световых волн в оптической лаборатории Главной Палаты мер и весов принят следующий метод работы. Дробные части порядка интерференции отчитываются два раза: один раз при прохождении спектра от красной к фиолетовой части, другой раз—в обратном направлении (таблица 1), затем из этих данных берется среднее значение.

Таблица 1.— Tableau 1.

λ_1	λ_2	λ_3	λ_4	λ_5	λ_6	
0,1	0,9	0,9	0,9	0,0	0,1	→ туда
0,1	0,8	0,8	1,0	0,0	0,1	← обратно
0,10	0,85	0,85	0,95	0,00	0,10	

Полагая точность одного отчета равной $\pm 0,1$ полосы, получаем для погрешностей средних значений следующие величины:

$$\text{Наибольшая погрешность: } \pm \frac{0,1 + 0,1}{2} = \pm 0,1 \text{ полосы}$$

$$\text{Средняя погрешность: } \pm \frac{0,1}{\sqrt{2}} = \pm 0,07 \text{ полосы.}$$

В виду того, что 1 полоса равна $\frac{\lambda}{2}$, мы в отдельных участках спектра делаем следующие погрешности:

Таблица 2.— Tableau 2.

Участки спектра Régions du spectre	Наибольшая погрешность Ecart maximale	Средняя погрешность Ecart moyen
В красной части.—Région rouge	$\pm 0,033 \mu$	$\pm 0,023 \mu$
В желтой части.—Région jaune	0,029	0,021
В зеленой части.—Région verte	0,025	0,018
В сине-зеленой части.—Région bleu-verdâtre	0,025	0,017
В синей части.—Région bleue	0,024	0,016
В фиолетовой части.—Région violette	0,022	0,016

Из таблицы 2-й видно, что с уменьшением длины волны точность отчета увеличивается.

Для дальнейших рассуждений можно пренебречь линейным изменением точности в зависимости от длины волны и считать ее постоянной, что для наибольшей погрешности отчета даст величину, равную $\pm 0,026 \mu$, а для средней погрешности $\pm 0,019 \mu$ с ошибкой $\pm 0,003 \mu$.

Определив смещение полос на концевой мере относительно полос на кварце, т.е. дробную часть порядка интерференции, необходимо найти соответствующие длине концевой меры целые числа полуволн, а следовательно, и самую длину. Такое определение может быть проведено, исходя из номинальной длины концевой меры, путем решения системы неопределенных уравнений. Для упрощения этой операции к прибору прилагается специальная линейка, схематически изображенная на рис. 8. Начиная с некоторой общей для всех длин волн вертикальной черты, соответствующей толщине воздушного слоя — нуль, нанесены в надлежащем



Рис. 8.

масштабе десятые доли полуволны для каждой спектральной линии в отдельности. Под знаками длин волн на линейке нанесена соответствующая им микронная шкала. Для тонких воздушных слоев порядка не более 3μ задача определения толщины слоя сводится к весьма простой операции. Стеклнный ползун линейки перемещают по последней так, чтобы все наблюдаемые дробные части легли вдоль вертикальной черты XX' ползуна. Соответствующий этому положению отчет на микронной шкале есть искомая толщина слоя. Например, если дробные части в отдельных участках спектра равны:

λ_1	λ_2	λ_3	λ_4	λ_5	λ_6
0,01	0,15	0,34	0,37	0,43	0,51

то положение XX' , изображенное на рис. 8, есть единственное возможное положение ползуна, а искомая толщина слоя равна $0,665 \mu$.

В случае, если измеряемая толщина воздушного слоя больше 3μ , как это всегда бывает при измерении концевых мер, то поступают следующим образом. Вычисляют дробные части порядка интерференции, которые были бы у концевой меры, если длина ее строго совпадала бы с ее номиналом. Затем составляют разности дробных частей:

вычисленные минус наблюдаемые и
наблюдаемые минус вычисленные,

при чем при вычитании совершенно не обращают внимания на могущее иметь место изменение целых чисел (в случае надобности всегда можно прибавить единицу, например, при вычитании 0,75 из 0,40 пишут не— 0,35, а 0,65 всегда со знаком плюс, как будто бы вместо 0,40 стояло 1,40). Составив разности дробных частей, ищут описанным выше способом, какие из полученных значений дают совпадения дробных частей. Отчитываемое по микронной шкале число указывает на избыток длины концевой меры над длиной номинала или на ее недостаток до последней.

При этой операции исходят из следующих соображений:

$$l = m' \frac{\lambda}{2} = (p' + \varepsilon') \frac{\lambda}{2} \dots \dots \dots (8)$$

$$N = m'' \frac{\lambda}{2} = (p'' + \varepsilon'') \frac{\lambda}{2} \dots \dots \dots (9)$$

где l —длина концевой меры, а N —ее номинал.

Вычитая (9) из (8) или (8) из (9), имеем:

$$l - N = (p' - p'') \frac{\lambda}{2} + (\varepsilon' - \varepsilon'') \frac{\lambda}{2} = (p + \varepsilon) \frac{\lambda}{2} \dots \dots \dots (10)$$

или

$$N - l = (p'' - p) \frac{\lambda}{2} + (\varepsilon'' - \varepsilon) \frac{\lambda}{2} = (p + \varepsilon) \frac{\lambda}{2} \dots \dots \dots (11)$$

т. е. дробная часть порядка интерференции для разности длины концевой меры и ее номинала равна разности дробных частей концевой меры и номинала.

Схема измерения дробных частей приведена в таблице 3-й.

Таблица 3.—Tableau 3.

Длина возн.—Longueur d'onde	λ_1	λ_2	λ_3	λ_4	λ_5	λ_6
Прямое наблюдение—Observation directe	0,9	0,0	0,9	0,6	0,6	0,0
Обратное наблюдение.—Observation inverse	0,9	0,0	0,9	0,6	0,6	0,0
Среднее из наблюдаемых дробных частей						
Moyenne observée	0,90	0,00	0,90	0,60	0,60	0,00
Вычисл. дробные части—Calcul	0,65	0,98	0,94	0,65	0,76	0,28
Набл.—вычисл.—Obs.—Calc.	0,25	0,02	0,06	0,95	0,84	0,72
Вычисл.—набл.—Calc.—Obs.	*0,75	*0,98	*0,04	*0,05	*0,16	*0,28
Линейка.—Règle	0,80	0,91	0,06	0,08	0,13	0,23

Примечания. Знаком * отмечена строка, в которой получены совпадения.
Remarque. Le signe * indique une ligne de coïncidence.

Найдя примерное совпадение дробных частей, находят при помощи той же линейки для каждой дробной части в отдельности отклонение длины концевой меры от ее номинала.

Таблица 4. — Tableau 4.

Дробная часть Parties fractionnaires	Отклонение от номинала Ecart du nominal	Δ	Δ^2
0,75	-0,251 μ	+ 19,10 μ	361,10 μ^2
0,98	288 "	- 18 " "	324 "
0,04	261 "	+ 9 " "	81 "
0,05	260 "	+ 10 " "	100 "
0,16	272 "	- 2 " "	4 "
0,28	286 "	- 16 " "	256 "
	-0,270		1 128,10 μ^2

Для приведенного в таблицах 3 и 4 примера среднее значение отклонения длины концевой меры от ее номинала равно $-0,270 \mu$ с наиболее вероятной погрешностью равной:

$$\pm 10^{-3} \sqrt{\frac{1128}{5,6}} = \pm 0,006 \mu$$

Знак минус указывает, что действительная длина концевой меры меньше ее номинала (совпадение во второй строке, т.е. «вычисл.-набл.»), а потому искомая длина будет равна, для номинала в 10 мм, величине: 9,999730 мм.

Из 10 случайных измерений были получены следующие значения для погрешностей:

$\pm 0,006 \mu$, $0,012 \mu$, $0,009 \mu$, $0,005 \mu$, $0,007 \mu$, $0,008 \mu$, $0,008 \mu$, $0,011 \mu$, $0,010 \mu$, $0,011 \mu$.

откуда видно, что наибольшая погрешность одного измерения равна $\pm 0,012 \mu$, а средняя $\pm 0,009 \mu$.

Переходя к теоретическому значению величины возможной ошибки, получаем следующие результаты. На основании таблицы 2 было получено, что наибольшая погрешность отчета дробных частей порядка интерференции равна $\pm 0,026 \mu$, а средняя $\pm 0,019 \mu$ для каждого участка спектра в отдельности. Эти числа в свою очередь обладают ошибкой в $\pm 0,003 \mu$, вследствие сделанного ранее пренебрежения переменной точностью отчета. В виду того, что окончательный результат выводится на основании изме-

рений в 6 участках спектра, величины этих погрешностей уменьшатся и будут равны:

$$\text{Наибольшая погрешность отчета: } \pm \frac{0,028}{\sqrt{6}} = \pm 0,011 \text{ мк}$$

$$\text{Средняя погрешность отчета: } \pm \frac{0,019}{\sqrt{6}} = \pm 0,008 \text{ мк}$$

Кроме перечисленных выше погрешностей мы делаем еще ошибки при пользовании линейкою для волн:

$$\text{Ошибка по шкале для волн, равная } \pm 0,01 \text{ полосы} = \pm 0,003 \text{ мк.}$$

$$\text{Ошибка отчета по микронной шкале, равная } \pm 0,001 \text{ мк.}$$

Первая ошибка дает для 6 длин волн величину:

$$\pm \frac{0,003}{\sqrt{6}} = \pm 0,001 \text{ мк,}$$

а вторая:

$$\pm \frac{0,001}{\sqrt{6}} = \pm 0,0004 \text{ мк,}$$

чем, конечно, можно пренебречь. Наконец, прибавляется еще ошибка вследствие пренебрежения переменной точностью, которая равна;

$$\pm \frac{0,003}{\sqrt{6}} = \pm 0,001 \text{ мк.}$$

Таким образом получаем следующие значения для окончательных погрешностей:

Наибольшая погрешность равна:

$$\pm (0,011 + 0,001 + 0,001) = \pm 0,013 \text{ мк,}$$

а средняя погрешность равна:

$$\pm \sqrt{(0,008)^2 + (0,001)^2 + (0,001)^2} = \pm 0,008 \text{ мк}$$

что в точности соответствует величинам, полученным на основании непосредственных измерений.

Полученные погрешности характеризуют собой возможную точность измерения на интерференционном компараторе и показывают, что при измерении концевых мер при постоянных внешних условиях (температура, давление и влажность), а также при одной и той же притирке в кварцевой пластинке, точность измерения равна $\pm 0,01 \text{ мк}$.

4. Погрешности при повторных притирках. Постоянная погрешность.

В цитированном выше докладе Weberg'a отмечено, что при повторных измерениях длины одной и той же концевой меры отклонения отдельных измерений не превышают в среднем $\pm 0,004 \text{ мк}$, при условии, что притирка концевой меры к кварцу не изменяется в течение времени всех

измерений. Что же касается влияния притирки на точность измерения, то Weber указывает, что при применении концевых мер фирмы F. Weber постоянство измерений при повторной притирке обеспечивается до нескольких тысячных микрона.

В предыдущем параграфе было показано, что средняя точность измерений на интерференционном компараторе Kösters'a, могущая быть полученной при постоянных условиях в оптической лаборатории Главной Палаты мер и весов, равна $\pm 0,008 \mu$, т.е. вдвое меньше чем у Weber'a. При эталонировании наборов плоских концевых мер в оптической лаборатории Главной Палаты был положен в основу следующий принцип. Концевые меры измерялись два раза при различных притирках и из полученных чисел выводилось среднее значение. Если средняя погрешность измерений превышала $\pm 0,025 \mu$ то производились повторные промеры, при чем в особо сомнительных случаях общее число измерений доходило до 4. Непосредственно абсолютным методом измерялись концевые меры длиной до 25 мм, меры же в 50, 75 и 100 мм длиной получались путем компарации с предыдущей более короткой. Такой способ измерения был необходим в виду того, что спектральные линии гелия не дают достаточно ясно видимых интерференционных полос при больших разностях хода.

На основании измерения 109 концевых мер (218 измерений) было установлено, что разница между отдельными измерениями может варьировать от 0,001 μ до 0,117 μ и составляет в среднем $\pm 0,024 \mu$. Если перейти к погрешностям, то наибольшая погрешность измерения равна $\pm 0,059 \mu$, а средняя погрешность $\pm 0,012 \mu$.

Таким образом наибольшая погрешность измерения при повторной притирке в $4\frac{1}{2}$ раза превышает наибольшую погрешность при постоянной притирке, превышение же средней погрешности составляет $1\frac{1}{4}$ раза.

Такие большие расхождения при повторных измерениях обуславливаются, с одной стороны, возможной переменностью молекулярного слоя между кварцем и сталью, а с другой стороны, влиянием поверхностных слоев у отражающих поверхностей.

Что касается толщины молекулярного слоя, то на этот счет до настоящего времени нет еще определенного ответа. Weber (там же) отмечает, что на основании некоторых произведенных опытов можно заключить, что толщина промежуточного слоя настолько мала, что находится вне пределов измерения. В Национальной Физической Лаборатории в Теддингтоне для толщины слоя была получена величина, равная 0,005 μ (F. H. Rolt, H. Bagell, Roy. Soc. Proc. A, vol. 116, p. 401 (1927)), в Бюро Стандартов в Вашингтоне для той же толщины получено значение 0,025 μ (C. G. Peters, U. S. Boyd Scien. Pap. Bur. of Stand. № 436, 1922), и, наконец, P'érard'ом получено весьма странное число, равное—0,06 μ (P'érard et Maudet Trav. et Mém., t. XVII, 1921). Таким образом из приведенных чисел видно, что амплитуда разности значений для толщины молекулярного слоя по литературным данным равна 0,085 μ .

Одним из самых неприятных свойств притирки является то обстоятельство, что нет достаточно чувствительных методов для ее контроля. Если нижняя пластинка G , к которой притирается концевая мера K , прозрачная, то контроль производится с обратной стороны по интерференционным полосам, которые при хорошей притирке должны отсутствовать. Еще точнее получаются результаты, если контроль притирки производить в белом свете, доведя последнюю до исчезновения интерференционных цветов. Однако, сравнивая цвета первого порядка (табл. 5) по таблице Rollet (Gehlhof, Lehrbuch technischen Physik, B.2, 1926, p. 452), видно, что для толщин молекулярного слоя

Таблица 5.—Tableau 5.

Толщина слоя Epaisseur de la couche	Цвет в отраженном свете Couleur dans la lumière réfléchié
0,114 μ	светло лавандово-серый grise claire de mauve
0,148 „	соломенно-желтый — jaune paille
0,168 „	коричнево-желтый — jaune de cannelle

толщин 0,1 μ интерференционные цвета не дают возможности контроля.

Далее необходимо заметить, что притирка с течением времени ослабевает, особенно заметно это сказывается при притирке концевых мер на стальные пластинки. Повидимому, притирка обуславливается поверхностным натяжением молекулярного слоя, которое может достигнуть до 30 кг/см^2 . Когда концевая мера имеет хорошую плоскую поверхность, то все обстоит вполне благополучно, но если притираемая поверхность изогнута, то тотчас же появляются упругие деформации, которые будут противодействовать поверхностному натяжению, стремясь концевую меру оторвать от пластинки G , вследствие чего могут получиться значительные погрешности.

Из всего вышеприведенного можно вывести заключение, что при эталонных работах желательно обходиться без притирки, чего однако способ Kösters'a не допускает.

Что касается поверхностных слоев, то на этот счет существует еще меньшее число определенных данных, в особенности в отношении поверхностного слоя у поверхности концевой меры, так как помимо естественного слоя, обусловленного постепенным изменением показателя преломления, существует еще слой зависящий от полировки. Согласно не опубликованным данным Weber и Lampe (Gehrcke, Handbuch d. Physikalischen Optik, B. I, стр. 489, 1927), толщина этого слоя может в зави-

симости от полированной стальной поверхности варьировать от 0,04 μ до 0,08 μ , при чем во время притирания концевой меры к кварцевой пластинке происходит изменение толщины этого слоя.

Принимая во внимание перечисленные выше данные, не трудно объяснить большие расхождения в измерениях при повторной и неизменной притирке.

Беря в основу полученные ранее значения для погрешностей при постоянной и при повторной притирке, получаем для суммарной погрешности, вносимой переменной толщиной молекулярного и поверхностного слоев, следующие величины:

$$\text{Максимальная погрешность: } \pm(0,059 - 0,013) = \pm 0,046 \mu$$

$$\text{Средняя погрешность: } \pm \sqrt{(0,012)^2 + (0,008)^2} = \pm 0,009 \mu$$

т.е., в среднем, величину того же порядка, как и погрешность отчета.

Кроме отмеченных здесь постоянных погрешностей, т.е. не зависящих от длины концевой меры, приходится принимать во внимание еще погрешность, вносимую неточностью измерения скачка фазы при отражении света от металлической поверхности. В статье Т. Н. Крыловой (К вопросу об определении разности между механической и оптической длиной плоских концевых мер) имеются подробные указания на величину этого скачка, а также на влияние поверхностных слоев, здесь же необходимо отметить, что при определении поправки к длине концевой меры, обусловленной скачком фазы, произведенном в оптической лаборатории Главной Палаты, величина наибольшей погрешности получилась равною $\pm 0,034 \mu$, а средней $\pm 0,014 \mu$.

Для дальнейших рассуждений введем следующие обозначения:

Наибольшая ошибка — сумма максимальных отклонений.

Возможная ошибка — квадратный корень из суммы квадратов максимальных отклонений.

Средняя ошибка — квадратный корень из суммы квадратов средних отклонений.

Тогда постоянная погрешность измерения на абсолютном интерференц-компараторе, не зависящая от внешних условий и от длины концевой меры, составит из следующих погрешностей:

- 1) погрешности измерения при постоянной притирке,
- 2) погрешности молекулярного и поверхностного слоев и
- 3) погрешности, вносимой неточностью определения скачка фазы.

Численная величина постоянной погрешности будет равна:

Наибольшая постоянная погрешность:

$$\pm (13 + 46 + 34) \cdot 10^{-6} = \pm 93 \cdot 10^{-6} \text{ м.м.}$$

Возможная постоянная погрешность:

$$\pm 10^{-6} \sqrt{(13)^2 + (46)^2 + (34)^2} = \pm 59 \cdot 10^{-6} \text{ м.м.}$$

Средняя постоянная погрешность:

$$\pm 10^{-6} \sqrt{(18)^2 + (9)^2 + (14)^2} = \pm 18 \cdot 10^{-6} \text{ м.м.}$$

Из приведенных значений можно заключить, что, в среднем, погрешность измерения на интерференционном компараторе при постоянстве внешних условий не превышает $\pm 0,02 \mu$.

5. Поправка на изменение показателя преломления воздуха под влиянием температуры, давления и влажности.

На линейке длин волн, при помощи которой находятся совпадения дробных частей, а следовательно, и отклонение длины концевой меры от ее номинала, длины волн нанесены при нормальных условиях, т. е. при 20°C , 760 мм барометрического давления и 10 мм упругости водяного пара. Эти условия обычно значительно отличаются от условий наблюдения, вследствие чего определяемая по линейке величина отклонения длины концевой меры от номинала нуждается в некоторой поправке. Поправка эта производится на основании формулы Beer, Landolt, Gladstone и Dale, указывающей, что отношение уменьшенного на единицу показателя преломления среды к плотности этой среды есть величина постоянная, т. е.

$$\frac{n-1}{\rho} = \text{const} \quad (12)$$

где n — показатель преломлений среды, а ρ — ее плотность.

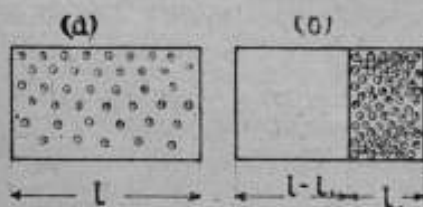


Рис. 9.

Эта формула выводится на основании следующих предположений (Gehrcke, Handbuch d. Physikalischen Optik, B. 1, S. 187; 1926).

Имеется некоторый объем газа с равномерным распределением молекул (рис. 9). n — показатель преломления газа, c — скорость распространения света в газе,

а c_0 — скорость распространения света в пустоте. Время, потребное свету для прохождения пути l (рис. 9а), равно:

$$\frac{l}{c} = \frac{ln}{c_0}, \quad (13)$$

так как:

$$\frac{c_0}{c} = n \quad (14)$$

При сжатии газа до некоторого меньшего объема (рис. 9б) получается:

$$\frac{ln}{c_0} = \frac{l_1 n_1}{c_0} + \frac{l-l_1}{c_0} \quad (15)$$

или:

$$(n-1) = \frac{l_1}{l} (n_1-1) = \frac{\rho}{\rho_1} (n_1-1), \quad (16)$$

откуда:

$$\frac{n_1 - 1}{\rho_1} = \frac{n - 1}{\rho} = \text{const} \dots \dots \dots (17)$$

Далее, на основании закона Бойля-Мариотта и Гей-Люссака формула (17) можно придать следующий вид:

$$n - 1 = (n_0 - 1) \frac{H}{760} \cdot \frac{1}{1 + \alpha t} \dots \dots \dots (18)$$

где n — показатель преломления газа при температуре t° и барометрическом давлении H мм, n_0 — показатель преломления при 0° и 760 мм давления, а α — коэффициент расширения газа.

Пусть n_0 — показатель преломления абсолютно сухого воздуха при 0° и 760 мм давления, а n — показатель преломления того же воздуха при t° и давлении $H - e$ мм, где e — упругость водяного пара, тогда:

$$n - 1 = (n_0 - 1) \frac{H - e}{760} \cdot \frac{1}{1 + \alpha t} \dots \dots \dots (19)$$

Далее пусть v_0 — показатель преломления водяного пара при 0° 760 мм давления, а v — показатель преломления пара при t° и e мм давления, тогда:

$$v - 1 = (v_0 - 1) \frac{e}{760} \cdot \frac{1}{1 + \alpha t} \dots \dots \dots (20)$$

Для смеси сухого воздуха и водяного пара можно написать:

$$\begin{aligned} \mathfrak{N} - 1 &= (n_0 - 1) \frac{H - e}{760} \cdot \frac{1}{1 + \alpha t} + (v_0 - 1) \frac{e}{760} \cdot \frac{1}{1 + \alpha t} = \\ &= (n_0 - 1) \frac{H}{760} \cdot \frac{1}{1 + \alpha t} + (v_0 - n_0) \frac{e}{760} \cdot \frac{1}{1 + \alpha t} \end{aligned} \quad (21)$$

где:

$$\mathfrak{N} = n + v \dots \dots \dots (22)$$

есть показатель преломления смеси.

Сначала примем за нормальные условия $t = 20^\circ$, $H = 760$ мм и $e = 0$, тогда:

$$\mathfrak{N}_{\text{норм}} - 1 = \frac{n_0 - 1}{1 + 20\alpha} \dots \dots \dots (23)$$

Возьмем отношение:

$$\begin{aligned} \frac{\mathfrak{N}}{\mathfrak{N}_{\text{норм}}} &= \frac{(n_0 - 1) \frac{1}{760} \cdot \frac{H}{1 + \alpha t} + (v_0 - n_0) \frac{1}{760} \cdot \frac{1}{1 + \alpha t} e + 1}{\frac{n_0 - 1}{1 + 20\alpha} + 1} = \\ &= 1 + A + B \frac{H}{1 + \alpha t} + C e, \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (24)$$

где:

$$\left. \begin{aligned} A &= -\frac{n_0 - 1}{n_0 + 20\alpha} \\ B &= \frac{(n_0 - 1)(1 + 20\alpha)}{(n_0 + 20\alpha)760} \\ C &= \frac{\gamma - n_0}{760} \cdot \frac{1 + 20\alpha}{1 + \alpha t} \cdot \frac{1}{n_0 + 20\alpha} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (25)$$

Так как показатель преломления обратно пропорционален длине волны, а последняя прямо пропорциональна длине концевой меры, то вместо (24) можно написать:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\mathcal{N}}{\mathcal{N}_{norm}} - 1 &= \frac{\lambda_{norm}}{\lambda} - 1 = \frac{l_{norm}}{l} - 1 = \\ &= A + B \frac{H}{1 + \alpha t} + Ce \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (26)$$

Так как при помощи линейки длина волны определяется не длина концевой меры, а ее отклонение от номинала, т.е.

$$\delta = l - N, \dots \dots \dots (27)$$

то на основании (26) и (27) имеем, пренебрегая δ по отношению к N

$$\frac{l_{norm}}{l} - 1 = \frac{N + \delta_{norm}}{N + \delta} - 1 = \frac{\delta_{norm}}{N} \dots \dots \dots (28)$$

Таким образом поправка к δ при переходе от нормальных условий (20° и 760 мм) к условиям наблюдения равна:

$$\left. \begin{aligned} \epsilon &= \delta - \delta_{norm} = - \left\{ \frac{\lambda_{norm}}{\lambda} - 1 \right\} N = \\ &= - \left\{ A + B \frac{H}{1 + \alpha t} + Ce \right\} N \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (29)$$

Обычно за нормальную влажность принимают упругость водяных паров, равную 10 мм, следовательно, надо положить:

$$e = 10 + \eta \dots \dots \dots$$

и тогда:

$$\epsilon = - \left\{ A + B \frac{H}{1 + \alpha t} + C(10 + \eta) \right\} N = - \left\{ A' + B \frac{H}{1 + \alpha t} + C(e - 10) \right\} N, \quad (31)$$

где

$$A' = A + 10C \dots \dots \dots (32)$$

Коэффициент расширения воздуха α равен 0,00367.

Из формулы (25) видно, что для вычисления A , B и C надо знать значения n_0 , т. е. показатели преломления воздуха при 0° и 760 мм давления и ν_0 — показателя преломления водяного пара. Из таблиц Landolt-Börnstein (1923 г.) мы для последней величины имеем среднее значение, равное $\nu_0 = 1,000253$ (для любой длины волны), что же касается величины n_0 , то ее можно определить по дисперсионной формуле Meggers и Peters (Bull. Bur. Stand. 14, 697; 1919) имеющей следующий вид:

$$(n_0 - 1) 10^7 = a + b\lambda^{-2} + c\lambda^{-4} \dots \dots \dots (33)$$

где a , b , c — эмпирические постоянные:

$$\left. \begin{aligned} a &= 2875,66 \\ b &= 13,41 \\ c &= 0,3777 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (34)$$

при чем пределы применимости этой формулы заключены в участке от $\lambda = 0,25 \mu$ до $\lambda = 0,67 \mu$.

Согласно формулам (33), (34) и (25) для 6 длин волн гелия можно получить следующие значения коэффициентов A , B , C (табл. 6):

Таблица 6. — Tableau 6.

λ	n_0	A	B	C
0,6678 μ	1,0002908	$-270,8 \cdot 10^{-6}$	$0,383 \cdot 10^{-6}$	$-0,051 \frac{1}{1+at} 10^{-6}$
5876 "	2918	271,8 "	384 "	51 " "
5016 "	2935	273,4 "	386 "	51 " "
4922 "	2937	273,5 "	386 "	51 " "
4713 "	2944	274,2 "	387 "	51 " "
4471 "	2952	274,9 "	388 "	51 " "

Из таблицы видно, что коэффициент C (коэффициент влажности) практически не зависит от длины волны λ .

Далее при 0° коэффициент C равен $-0,051 \cdot 10^{-6}$, а при 20° он равен $-0,048 \cdot 10^{-6}$, т. е. изменение температуры на 20° вызывает изменение коэффициента C на $3 \cdot 10^{-9}$, вследствие чего мы даже для очень длинных концевых мер можем пренебречь зависимостью C от температурных условий. Положив $t = 20^\circ$, получим

$$C = -0,048 \cdot 10^{-6} \sim -0,05 \cdot 10^{-6}.$$

Так как при дальнейших расчетах будет применяться формула (31), а не (29), то на основании (32) нужно определить A' . Имеем таблицу 7.

Таблица 7. — Tableau 7.

λ	n_0	A'	B
0,6678 μ	1,0002908	$-271,3 \cdot 10^{-6}$	$0,383 \cdot 10^{-6}$
5876 "	2918	272,3 "	384 "
5016 "	2935	273,9 "	386 "
4922 "	2937	274,0 "	386 "
4713 "	2944	274,7 "	387 "
4471 "	2952	275,4 "	388 "

Если, как у K \ddot{o} sters'a, принять для B величину равную $0,386 \cdot 10^{-6}$, то наибольшая погрешность будет равна $\pm 3 \cdot 10^{-9}$, которая конечно практического значения не имеет.

Что касается величины A' , то K \ddot{o} sters'ом принимается среднее ее значение при $\lambda = 0,5 \mu$, равное $-273,3 \cdot 10^{-6}$. Из таблицы видно, что при этом значении величины A' погрешность может для крайних длин волн дойти до $\pm 2 \cdot 10^{-6}$ на 1 мм длины концевой меры. Эта величина уже значительная и пренебрегать ею ни в коем случае нельзя. Поэтому числом $-273,3 \cdot 10^{-6}$ можно пользоваться либо в районе $\lambda = 0,5 \mu$, либо вводя окончательную поправку при вычислении по 6 линиям гелия, так как в этом случае оно будет справедливо для среднего значения длин волн, пользоваться же этим числом при исправлении результата для одной из крайних длин волн нельзя.

Таким образом можно отметить, что при пользовании всеми 6 линиями гелия формула (31) справедлива для любой длины концевой меры в следующем начертании:

$$t = \left\{ 273,3 - 0,386 \frac{H}{1 + \alpha t} + 0,05 (e - 10) \right\} 10^{-6} N. \quad (35)$$

Для практического пользования формула (35) является еще довольно сложной, так как в ней имеется гиперболическая зависимость между поправкой t и температурой t . Ее можно упростить, приспособив ее для более узких пределов, а именно, заменив гиперболу касательной прямой. Дифференцируя (35) по t , H и e , получаем:

$$dt = \left\{ -0,386 \frac{(1 + \alpha t) dH - H \alpha dt}{(1 + \alpha t)^2} + 0,05 de \right\} 10^{-6} N. \quad (36)$$

Если работать в условиях близких к нормальным, т.е. при $t \cong 20^\circ$, $H \cong 760$ мм и $e \cong 10$ мм, то dt обращается в t , а dH и de в $(H - 760)$ и $(e - 10)$ и формула (37) принимает вид:

$$f = (0,93(t - 20) - 0,36(H - 760) + 0,05(e - 10)) 10^{-6} N \dots (37)$$

Полагая ($H = 760$ мм, а $e = 10$ мм), мы для формул (35) и (37) получаем следующие выражения:

$$f = \left(273,3 - \frac{0,386 \cdot 760}{t + 21} \right) 10^{-6} N \dots (38)$$

и

$$f = 0,93(t - 20) 10^{-6} N \dots (39)$$

Если откладывать t по оси абсцисс, а f по оси ординат, то формула (38) изображает гиперболу, асимптоты которой параллельны осям координат, а формула (39) — прямую, касательную к гиперболе, проведенную в точке $t = 20^\circ$ и $f = 0$ (рис. 10). Из рис. 10 видно, что,

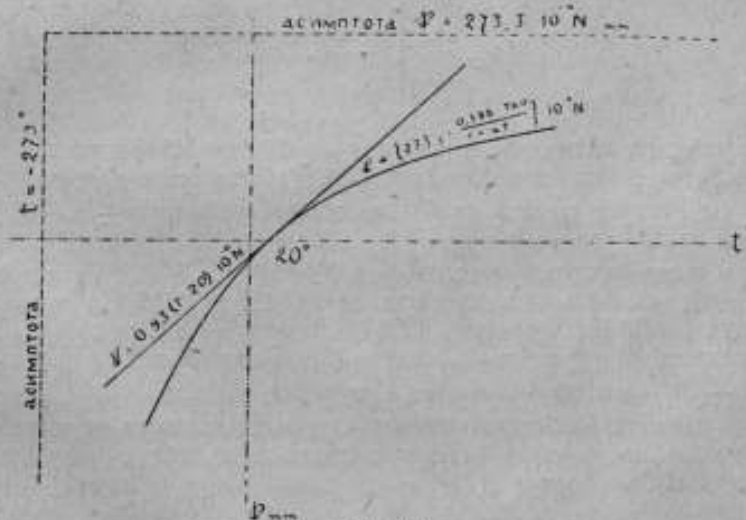


Рис. 10.

вообще говоря, выгоднее производить интерференционные измерения при температуре выше нуля, так как в этом случае поправка стремится к постоянному пределу, при температуре же ниже нуля она асимптотически возрастает.

Рассмотрим пределы применимости формулы (39). В таблице 8 в первом столбце помещена температура, во втором столбце — поправка, вычисленная по точной формуле (38), а в третьем — поправка, вычисленная по приближенной формуле (39), при чем дана поправка, приходящаяся

на 1 м.м длины концевой меры, а все числа представляют собою тысячные доли микрона, т.е. 10^{-4} м.м.

Таблица 8.—Tableau 8.

Температура Température	Точная поправка Correction précise	Приближен- ная поправка Correction approximative	Температура Température	Точная поправка Correction précise	Приближен- ная поправка Correction approximative
10 ⁰	-9,7	-9,3	21 ⁰	+0,9	+0,9
11	-8,7	-8,3	22	+1,9	+1,9
12	-7,6	-7,4	23	+2,8	+2,8
13	-6,7	-6,5	24	+3,7	+3,7
14	-5,7	-5,6	25	+4,6	+4,7
15	-4,8	-4,7	26	+5,5	+5,6
16	-3,8	-3,7	27	+6,4	+6,5
17	-2,8	-2,8	28	+7,3	+7,4
18	-1,9	-1,9	29	+8,2	+8,3
19	-0,9	-0,9	30	+9,0	+9,3
20	0	0			

Из таблицы видно, что в пределах от 17° до 24° формула (39) абсолютно точно совпадает с формулой (38). Работая же в пределах от 10° до 30° мы рискуем сделать наибольшую ошибку, равную $\pm 0,4 \cdot 10^{-6}$ м.м на 1 м.м длины концевой меры.

При измерении эталонных наборов № 7504 и № 7505 температура наблюдения колебалась в пределах от 14°,44 до 21°,55 и составляла, в среднем (из 266 температур), 17°83. Следовательно, поправка могла производиться по упрощенной формуле (39) с наибольшей погрешностью, равной $\pm 10^{-7}$ м.м на 1 м.м длины концевой меры.

Что касается барометрического давления и влажности, то результаты, вычисленные по формуле (37), в точности совпадают с результатами, вычисленными по формуле (35).

6. Влияние непостоянства температуры. Погрешность вследствие неточного измерения t , H , e . Коэффициент расширения.

В течение процесса измерения температура постепенно меняется, при чем это изменение в значительной мере вызывается присутствием наблюдателя. Таким образом, измеряя дробную часть порядка интерференции для какой-нибудь длины волны λ_1 , мы имеем температуру t_1 , а при переходе к следующей волне λ_2 температура будет уже t_2 , большей частью несколько более высокая, чем t_1 и т. д. для всех остальных длин волн.

Как уже было указано раньше, измерения дробных частей порядка интерференции в оптической лаборатории Главной Палаты производится в прямом и обратном порядке, т.е. сначала измеряются дробные части, переходя от длины волны λ_1 , к длине волны λ_6 , а затем обратно от λ_6 к λ_1 . Совершенно таким же способом отмечаются температуры для каждого участка спектра в отдельности, т.е. определяются:

$$t_1^{\circ}, t_2^{\circ}, t_3^{\circ}, t_4^{\circ}, t_5^{\circ}, t_6^{\circ} \Rightarrow$$

соответственно длинам волн:

$$\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5, \lambda_6$$

а затем, в обратном порядке, определяют:

$$t_6^{\circ}, t_5^{\circ}, t_4^{\circ}, t_3^{\circ}, t_2^{\circ}, t_1^{\circ} \Rightarrow$$

Беря среднее арифметическое из t_1 и t_1' , t_2 и t_2' , ... t_6 и t_6' , мы, благодаря систематическому изменению температуры, получаем для всех длин волн одинаковую среднюю температуру (рис. 11). Таким образом может быть исключено влияние непостоянства температуры.

На практике обычно плавного повышения температуры не бывает: она большей частью изменяется отдельными скачками, вследствие чего и средняя температура t обладает некоторой случайной погрешностью.

Измерение температуры при эталонировании наборов плоских концевых мер производилось следующим образом. К шартику термометра был прикреплен один спай термоэлемента (медь—константан), другой же спай термоэлемента посредством пружины прижимался к концевой мере. Таким образом термометр указывал температуру воздуха τ° , а термоэлемент разность θ° между ею и температурой концевой меры. Термометр был подразделен на десятые доли градуса. Отчет производился при помощи зрительной трубы с точностью до $\pm 0^{\circ},01$. Термометр был поверен в термометрической лаборатории Главной Палаты с точностью $\pm 0^{\circ},005$. Шкала гальванометра была подразделена на миллиметры. Отчеты производились до 0,1 мм; однако ругаться более, чем за $\pm 0,5$ мм, нельзя. Схемы измерения приведены в таблицах 9 и 10.

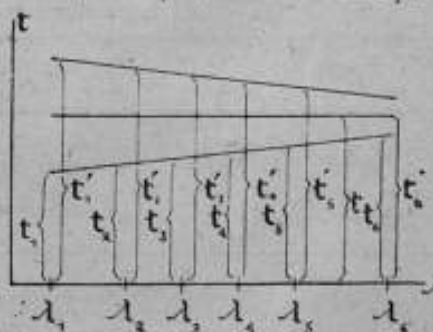


Рис. 11.

Таблица 9. — Tableau 9.

Показания термометра.
Indications du thermomètre.

λ_1	λ_2	λ_3	λ_4	λ_5	λ_6
15°,59	15°,60	15°,60	15°,60	15°,60	15°,60
65	65	64	64	63	62
15°,62	15°,63	15°,62	15°,62	15°,62	15°,61

Среднее показание } $15,620 \pm 3 \cdot 10^{-3}$
Indication moyenne }

Таблица 10. — Tableau 10.

Показания шкалы гальванометра.
Indications du galvanomètre.

λ_1	λ_2	λ_3	λ_4	λ_5	λ_6
36,81	36,90	36,90	36,83	36,78	36,68
41	42	37	35	60	70
36,61	36,66	36,64	36,59	36,69	36,69

Среднее показание гальванометра } $36,65 \text{ см} \pm 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$
Indication moyenne du galvanomètre }

Градирование термометра было произведено в следующих условиях. Каждый спай термоэлемента был совместно с термометром помещен в тонкостенную стеклянную пробирку. Одна из этих пробирок была опущена в сосуд с водою при комнатной температуре, другая же помещалась в термостат, температура которого повышалась посредством нагревания электрическим током и понижалась при помощи кусочков льда. Как термостат, так и сосуд с водою были снабжены мешалками.

Очевидно, что температура сосуда с водою во время процесса градуировки не могла оставаться постоянной: она постепенно повышалась. Градуировка производилась следующим образом. Температура термостата

изменялась на несколько сотых градуса, и производился отчет по обоим термометрам, затем вычислялась величина:

$$\Theta = \frac{t_2 - t_1}{a - a_0} \dots \dots \dots (40)$$

т.е. число градусов, приходившихся на 1 см шкалы гальванометра. В формуле (40) t_2 — температура термостата, t_1 — температура сосуда с водою, a — отчет на шкале гальванометра, a_0 — нулевой отчет гальванометра при разомкнутой цепи. Нулевой отчет получался при замыкании ключа K_1 (рис. 12). Для успокоения колебаний рамка гальванометра замыкалась наоборотку ключем K_2 . Для избежания местных электродвижущих сил ключи K_1 и K_2 имели контакты медь — медь.

При охлаждении не получалось достаточно равномерного размешивания, а потому при разностях температур более одного градуса получались значительные отклонения. Вследствие этого при окончательном подсчете разности свыше 1° не были приняты во внимание. При последующем нагревании получалось некоторое запаздывание, вследствие инерции термометров и термометры, так что отчеты при нагревании не совпадали в точности с отчетами при охлаждении. Внутреннее схождение отчетов при нагревании по всей шкале было хорошее.

Из 30 отдельных измерений для величины Θ получилось в среднем следующее значение:

$$\Theta = 0^\circ,170 \pm 0,002 \dots \dots \dots (41)$$

Из 109 измерений согласно схеме таблицы 9 для отклонения показаний термометра от средней температуры получились следующие значения Δt :

Максимальное отклонение: $\pm 0^\circ,016$

Среднее отклонение: $\pm 0^\circ,005$.

На основании стольких же измерений величины Θ по схеме таблицы 10 получено для погрешностей показаний гальванометра:

Максимальная: $\pm 0,18$ см.

В среднем: $\pm 0,06$ см.

В виду того, что показания гальванометра представляют собою разность двух отчетов: отклонения под током и нулевого отклонения, а точ-

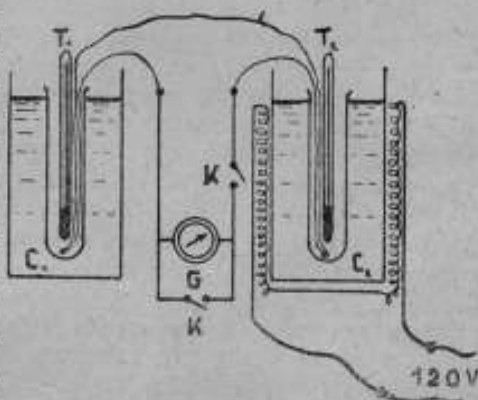


Рис. 12.

ность каждого отчета равна $\pm 0,05$ с.м., то согласно формуле (4) имеем для величины $\Delta\theta$ следующие значения:

Максимальная погрешность: $\pm 0,17 (0,18+0,10) = \pm 0,048$.

Средняя погрешность: $\pm 0,17 \sqrt{(0,06)^2 + (0,10)^2} = \pm 0,020$.

Таким образом погрешность определения средней температуры t составляется из следующих отдельных погрешностей (таблица 11).

Таблица 11. — Tableau 11.

	Макс. Maximales	Средн. Moyennes
1) Непостоянство показаний термометра.—Variation d'indications du thermomètre	$\pm 0,016$	$\pm 0,005$
2) Неточность отчета по термометру.—Erreur de lecture du thermomètre	0,010	0,010
3) Погрешность термометра.—Erreur du thermomètre	0,005	0,005
4) Непостоянство показаний гальванометра.—Variation d'indications du galvanomètre	0,048	0,020
5) Неточность отчета по поправочной линейке.—Erreur des lectures de l'échelle de corrections	0,010	0,010

Последняя строка в таблице 11 необходима потому, что поправки на изменение длины волны под влиянием внешних условий (температуры, барометрического давления и влажности) производятся по специальной счетной линейке.

На основании таблицы 11 получаем для погрешности при измерении температуры следующие значения:

Максимальная погрешность:

$$\pm (0,016 + 0,010 + 0,005 + 0,048 + 0,010) = \pm 0,089.$$

Возможная погрешность:

$$\pm \sqrt{(0,016)^2 + (0,010)^2 + (0,005)^2 + (0,048)^2 + (0,010)^2} = \pm 0,053.$$

Средняя погрешность:

$$\pm \sqrt{(0,005)^2 + (0,010)^2 + (0,005)^2 + (0,020)^2 + (0,010)^2} = \pm 0,025.$$

Барометрическое давление измерялось при помощи чашечного барометра Кварнберга, а влажность при помощи психрометра Ассмана. Точность измерения в первом случае равна $\pm 0,1$ мм, а во втором случае $\pm 0,5$ мм. Неточность установки барометрического давления по шкале поправочной линейки равнялась ± 1 мм, каковая погрешность может быть также принята и для установки влажности. Тогда общая погрешность давления равна:

Наибольшая $\pm 1,1$ мм.

Средняя $\pm 1,0$ "

Общая погрешность влажности:

$$\text{Наибольшая} \dots \dots \dots \pm 1,5 \text{ м.м.}$$

$$\text{Средняя} \dots \dots \dots \pm 1,1 \text{ »}$$

Окончательная погрешность вычисляется на основании поправочной формулы (37), которая нуждается в некотором дополнении, зависящем от коэффициента расширения концевой меры.

Принимая для последнего величину, равную, в среднем $11,5 \cdot 10^{-6}$, получаем на основании (37):

$$\Gamma = - (10,57(t-20) + 0,36(H-760) - 0,05(e-10)) \cdot 10^{-6} N, \quad (42)$$

Для нахождения погрешности дифференцируем формулу (42):

$$d\Gamma = - [10,57dt + 0,36dH - 0,05de] \cdot 10^{-6} N \dots \dots (43)$$

откуда для величины погрешности, приходящейся на 1 м.м. длины концевой меры, получаем следующие значения:

Для наибольшей погрешности:

$$\pm (10,57\Delta t + 0,36\Delta H + 0,05\Delta e) \cdot 10^{-6}$$

Для возможной и средней погрешности:

$$10^{-6} \sqrt{(10,57)^2 \Delta t^2 + (0,36)^2 \Delta H^2 + (0,05)^2 \Delta e^2},$$

при чем для возможной погрешности берутся максимальные значения Δt , ΔH и Δe , а для средней погрешности соответствующие средние значения.

Отсюда для погрешностей на 1 м.м. длины получаем:

$$\text{Наибольшая погрешность} \dots \dots \dots \pm 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ м.м.}$$

$$\text{Возможная погрешность} \dots \dots \dots \pm 1,0 \cdot 10^{-6} \text{ »}$$

$$\text{Средняя погрешность} \dots \dots \dots \pm 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ »}$$

Окончательная погрешность измерения составляет из постоянной и переменной погрешности и может быть определена по формулам:

$$\Delta_{\text{посл.}} = \pm 10^{-6} (93 + 1,5N) \dots \dots \dots (44)$$

$$\Delta_{\text{возм.}} = \pm 10^{-6} \sqrt{3481 + N^2} \dots \dots \dots (45)$$

$$\Delta_{\text{средн.}} = \pm 10^{-6} \sqrt{324 + 0,25N^2} \dots \dots \dots (46)$$

Таким образом, если коэффициент расширения концевых мер точно известен, то при измерении их длины на интерференционном компараторе Kösters'a делаются следующие погрешности (таблица 12):

Таблица 12. — Tableau 12.

N	Средняя погрешность Erreur moyenne	Возможная погрешность Erreur possible	Наибольшая погрешность Erreur maximale
1 мм	$\pm 0,02 \mu$	$\pm 0,06 \mu$	$\pm 0,1 \mu$
5 "	0,02 "	0,06 "	0,1 "
10 "	0,02 "	0,06 "	0,1 "
15 "	0,02 "	0,06 "	0,1 "
20 "	0,02 "	0,06 "	0,1 "
25 "	0,02 "	0,06 "	0,1 "

Если же, как это обычно бывает, коэффициент расширения колеблется в широких пределах (от $9,5 \cdot 10^{-6}$ до $13,5 \cdot 10^{-6}$), то погрешности значительно возрастают и формулы (44) — (46) необходимо соответствующим образом исправить на величину:

$$\pm 2(20 - t) 10^{-6} N \dots \dots \dots (47)$$

которая имеет следующие значения (таблица 13):

Таблица 13. — Tableau 13.

<i>N</i>	Максимальное значение Valeur maximale	Среднее значение Valeur moyenne
1 мм	$\pm 0,011 \mu$	$\pm 0,004 \mu$
5 "	0,056 "	0,022 "
10 "	0,111 "	0,043 "
15 "	0,167 "	0,065 "
20 "	0,224 "	0,087 "
25 "	0,278 "	0,109 "

Так как концевые меры большой длины измерялись сравнением их длины с длиной предыдущей, более короткой, например 50 мм с 25 мм, 75 мм с 50 мм и 100 мм с 75 мм, то при определении их погрешности необходимо брать сумму (простую для максимальных и квадратичную для возможных и средних ошибок) погрешностей для мер длиной в 25 мм.

7. Заключение.

На основании выводов предыдущих параграфов можно составить следующие таблицы для погрешностей при определении длины концевых мер, входящих в наборы различных классов.

Абсолютное измерение длины требует для получения достаточно надежных результатов очень аккуратной работы и связано со значительной затратой времени. Поэтому в Главной Палате мер и весов абсолютные измерения применяются лишь для эталонных наборов плоских концевых мер, которые никогда не находятся в работе, а служат только для эталонирования образцовых наборов, являющихся рабочими эталонами при проверке концевых мер. Сличение образцовых наборов с эталонными происходит путем компарации мер одинакового номинала на интерференционном компараторе Kösters'a для относительных измерений. Что же касается заводских эталонов, то они сличаются с рабочими эталонами Главной Палаты мер и весов при помощи технического метода интерференционного измерения длины концевых мер разработанного в Главной Палате мер и весов.

Для эталонных концевых мер, хранящихся в Главной Палате мер и весов, имеем следующую таблицу (таблица 14) погрешностей измерения.

Таблица 14.—Tableau 14.

Номинал Valeur nominale	Наиболее благоприятный случай Cas le plus favorable	Наиболее вероятный случай (средняя погрешность) Cas le plus probable (erreur moyenne)	Возможная погрешность Erreur possible	Наибольшая погрешность Erreur maximale
1 мм	$\pm 0,02 \mu$	$\pm 0,02 \mu$	$\pm 0,06 \mu$	$\pm 0,1 \mu$
5 "	0,02 "	0,03 "	0,06 "	0,2 "
10 "	0,02 "	0,05 "	0,07 "	0,2 "
15 "	0,02 "	0,07 "	0,09 "	0,3 "
20 "	0,02 "	0,09 "	0,1 "	0,4 "
25 "	0,02 "	0,1 "	0,1 "	0,4 "
50 "	0,03 "	0,2 "	0,2 "	0,8 "
75 "	0,04 "	0,2 "	0,2 "	1,2 "
100 "	0,04 "	0,2 "	0,3 "	1,6 "

Первый столбец таблицы 14 соответствует тому случаю, когда коэффициент расширения концевой меры точно известен. Столбец второй учитывает возможные отклонения коэффициента расширения порядка $\pm 2 \cdot 10^{-6}$. Последний столбец является наивысшим пределом погрешности и представляет собою случай, на практике почти невозможный, когда все погрешности, и при том наибольшие, одного знака.

Полагая точность измерения на относительном интерференц-компараторе равную $\pm 0,05 \mu$, имеем следующую таблицу 15 погрешностей измерения образцовых наборов, являющихся рабочими эталонами Главной Палаты мер и весов.

Таблица 15.—Tableau 15.

Номинал Valeur nominale	Наиболее благоприятный случай Cas le plus favorable	Наиболее вероятный случай Cas le plus probable	Возможная погрешность Erreur possible	Наибольшая погрешность Erreur maximale
1 мм	$\pm 0,05 \mu$	$\pm 0,05 \mu$	$\pm 0,08 \mu$	$\pm 0,2 \mu$
5 "	0,05 "	0,06 "	0,08 "	0,2 "
10 "	0,05 "	0,07 "	0,09 "	0,3 "
15 "	0,05 "	0,09 "	0,1 "	0,3 "
20 "	0,05 "	0,1 "	0,1 "	0,4 "
25 "	0,05 "	0,1 "	0,1 "	0,5 "
50 "	0,06 "	0,2 "	0,2 "	0,9 "
75 "	0,06 "	0,2 "	0,2 "	1,3 "
100 "	0,06 "	0,2 "	0,3 "	1,7 "

Так как точность технического метода равна $\pm 0,1 \mu$, то при сличении заводских эталонов с рабочими эталонами Главной Палаты получаются следующие погрешности (таблица 16).

Таблица 16. — Tableau 16.

Номинал Valeur nominale	Наиболее благоприятный случай Cas le plus favorable	Наиболее вероятный случай Cas le plus probable	Возможная погрешность Erreur possible	Наибольшая погрешность Erreur maximale
1 мм	$\pm 0,1 \mu$	$\pm 0,1 \mu$	$\pm 0,1 \mu$	$\pm 0,3 \mu$
5 "	0,1 "	0,1 "	0,1 "	0,3 "
10 "	0,1 "	0,1 "	0,1 "	0,4 "
15 "	0,1 "	0,1 "	0,1 "	0,4 "
20 "	0,1 "	0,1 "	0,2 "	0,5 "
25 "	0,1 "	0,2 "	0,2 "	0,6 "
50 "	0,1 "	0,2 "	0,2 "	1,0 "
75 "	0,1 "	0,2 "	0,3 "	1,4 "
100 "	0,1 "	0,3 "	0,3 "	1,8 "

Из сравнения первого и второго столбцов (как наиболее вероятных) приведенных выше таблиц видно, что точное определение длины основного эталона имеет весьма большое значение, так как в этом случае можно для наборов различных классов получить погрешность, которая будет константна в пределах измерения длин от 1 мм до 100 мм. Средняя погрешность, которая в этом случае может быть получена с аппаратурой Главной Палаты мер и весов, равна:

- Для основных эталонов $\pm 0,02 \mu$.
- » рабочих эталонов Главной Палаты мер и весов . $\pm 0,05 \mu$.
- » заводских эталонов $\pm 0,1 \mu$.

К сожалению, однако, измерения, производимые в Главной Палате мер и весов, не дают достаточной гарантии в том, что их погрешности не выходят за пределы первого столбца приведенных выше таблиц, так как величина коэффициента расширения концевых мер не могла быть определена, а температура измерения значительно отклонялась от 20°, каковая температура является нормальной и при которой калибровано большинство наборов концевых мер. Определение коэффициента расширения не представляется возможным, так как это потребовало бы слишком много времени, в виду того, что коэффициент расширения для различных мер может принимать различные значения, а следовательно, пришлось бы его определять для каждой меры в отдельности. Поэтому единственно возможным средством для получения малых погрешностей измерения является поддержание постоянной температуры в 20°, для чего, однако,

требуется специальное термостатическое оборудование, позволяющее поддерживать температуру помещения, в котором производится интерференционные измерения, с точностью до $0,1^\circ$. При отсутствии же такого помещения наиболее вероятными величинами для погрешностей измерения являются числа, помещенные во втором столбце приведенных выше таблиц.

В настоящей статье не приняты во внимание погрешности, которые, согласно теоретическому исследованию, произведенному проф. В. С. Пятавским, могут получиться вследствие конечных размеров источника света. Причины, по которым они не были приняты во внимание, заключаются в том, что, во-первых, этот вопрос еще не был подвергнут экспериментальному исследованию, а во-вторых, — эти погрешности являются величинами второго порядка по отношению к приведенным выше погрешностям, в особенности если, как это имело место, величина светящейся поверхности мала.

PRECISION DES MESURES INTERFERENTIELLES DE LA LONGUEUR DES ETALONS A BOUT.

Par G. W. Wahrlich.

(Résumé).

Le présent article a le but de déterminer la valeur de l'erreur la plus probable qu'on peut faire dans les mesures de la longueur des étalons à bout (type d'Johansson) par la méthode interférentielle. Les recherches sont basées sur les données numériques obtenues au laboratoire optique de la Chambre Centrale des Poids et Mesures pendant l'étalonnage en 1929 des complètes provisoires des étalons à bout (Johansson N° 7504 et N° 7505).

Le comparateur interférentiel de Kösters est l'appareil fondamental servant à la détermination de la longueur absolue des étalons à bout par la méthode interférentielle, au laboratoire optique de la Chambre Centrale. Ce comparateur, type ancien, est basé sur le principe de l'emploi des franges interférentielles d'épaisseur égale.

L'erreur de mesure absolue de la longueur d'étalon à bout par la méthode interférentielle en contient deux: l'erreur constante et l'erreur variable. La première est indépendante de la longueur d'étalon à bout et des conditions extérieures atmosphériques (température, pression et humidité), dans lesquelles on exécute les mesures; elle caractérise la précision de mesure dans les conditions extérieures constantes. Quant à la seconde erreur, elle est proportionnelle à la longueur d'étalon à bout et devient significative, quand les conditions des observations s'écartent des conditions normales ($t = 20^\circ$, $H = 760$ mm, $e = 10$ mm).

L'erreur constante contient les erreurs suivantes:

- 1) celle de mesure à l'adhésion constante,
- 2) celle des couches moléculaire et superficielle.

3) celle d'inexactitude de la détermination de la perte de phase à la réflexion de lumière de l'acier.

Aux mesures, faites sur le comparateur de Kösters aux diverses régions du spectre, il y a une précision variable (parce que la précision de la lecture des franges augmente avec la diminution de la longueur d'onde); en la négligeant, on obtient une erreur (à 6 lignes d'helium) qui est égale à:

$$\pm \frac{0,003}{\sqrt{6}} \cong \pm 0,001 \mu.$$

La précision de lecture de parts fractionnelles de l'ordre d'interférence (la lecture se fait à l'œil) est égale à $\pm 0,1$ de la frange. A la lecture faite à deux reprises (une fois de la région rouge du spectre à la violette, l'autre fois à l'envers), les erreurs de lecture sont égales:

$$\text{maximale à } \pm \frac{0,026}{\sqrt{6}} \cong \pm 0,011 \mu,$$

$$\text{moyenne à } \pm \frac{0,019}{\sqrt{6}} \cong \pm 0,008 \mu.$$

Il faut ajouter à ces erreurs celle, qu'on fait en usant la règle spéciale des longueurs des ondes. Cette erreur est égale à:

$$\pm \frac{0,003}{\sqrt{6}} \cong \pm 0,001 \mu.$$

Ainsi la précision de mesure d'une longueur (pas d'un étalon à bout) sur le comparateur de Kösters, aux conditions constantes, est caractérisée par les valeurs suivantes des erreurs:

$$\text{maximale : } \pm (0,011 + 0,001 + 0,001) = \pm 0,013 \mu,$$

$$\text{moyenne : } \pm \sqrt{(0,008)^2 + (0,001)^2 + (0,001)^2} = \pm 0,008 \mu.$$

Ces nombres coïncident avec les valeurs obtenues par la voie expérimentale. En répétant l'adhésion des étalons à bout contre une plaque de quartz, on obtient des erreurs augmentant aux valeurs suivantes: l'erreur maximale = $\pm 0,059 \mu$, l'erreur moyenne = $\pm 0,012 \mu$. Un pareil écartement des erreurs montre, que la couche moléculaire (entre l'acier et le quartz) ainsi que la couche superficielle de l'étalon à bout ont les valeurs variables. Les erreurs introduites par la variabilité de ces couches sont égales: maximale à $\pm 0,046 \mu$, moyenne à $\pm 0,009 \mu$. Quant aux erreurs de la perte de phase à la réflexion de lumière de l'acier, elles sont égales: moyenne à $\pm 0,014 \mu$, maximale à $\pm 0,034 \mu$ d'après les mesures faites au laboratoire optique de la Chambre Centrale. En désignant la somme des erreurs maximales par erreur maximale totale, la racine carrée de la somme des carrés des erreurs maximales par erreur possible totale et la racine

carrée de la somme des carrés des erreurs moyennes par erreur moyenne totale nous avons les valeurs suivantes de l'erreur constante:

Erreur maximale totale: $\pm (13 + 46 + 34) \cdot 10^{-6} = \pm 93 \cdot 10^{-6} \text{ mm}$.

Erreur possible totale: $\pm 10^{-6} \sqrt{(13)^2 + (46)^2 + (34)^2} = \pm 59 \cdot 10^{-6} \text{ mm}$.

Erreur moyenne totale: $\pm 10^{-6} \sqrt{(8)^2 + (9)^2 + (14)^2} = \pm 18 \cdot 10^{-6} \text{ mm}$.

Ainsi la valeur la plus probable de l'erreur constante de mesure sur le comparateur de Kästers est de $\pm 0,02 \mu$.

Puisque les longueurs d'ondes sont tracées sur la règle de longueurs d'ondes, avec laquelle on fait des calculs, aux conditions normales ($t=20^\circ$, $H=760 \text{ mm}$, $e=10 \text{ mm}$) et l'on fait des mesures toujours aux conditions variables, il faut introduire la correction correspondante. On calcule cette correction d'après la formule de Beer, Landolt, Gladstone et Dale: $\frac{n-1}{\rho} = \text{const}$, où n est l'index de la réfraction du milieu, ρ — sa densité. La formule indiquée donne la correction suivante:

$$t = \left\{ 273,3 - 0,386 \frac{H}{1 + \alpha t} + 0,05 (e - 10) \right\} 10^{-6} N \text{ mm},$$

où t est la température, H — la pression barométrique, e — la pression de vapeur d'eau, N — la valeur nominale en mm , $\alpha = 0,00367$. Pour 6 lignes d'hélium cette formule est juste pour tous les étalons à bout. Pour l'usage pratique cette formule est trop compliquée à cause de la dépendance hyperbolique entre la correction et la température. On peut la simplifier, en substituant la hyperbole par la droite tangente au point $t=20^\circ$ et $t=0$:

$$t = \{ 0,93 (t - 20) - 0,36 (H - 760) + 0,05 (e - 10) \} 10^{-6} N.$$

Entre les limites de 17° à 24° cette formule coïncide parfaitement avec la formule précédente; entre les limites de 10° à 30° on risque de faire une erreur maximale de $\pm 0,4 \times 10^{-6}$ à 1 mm de longueur d'étalon à bout.

Pendant les mesures du complet des étalons à bout la température moyenne était égale à $17,83$ avec variation entre les limites de $14,44$ à $21,55$. On pouvait donc introduire la correction d'après la formule simplifiée avec l'erreur maximale de $\pm 10^{-7} \text{ mm}$ à chaque 1 mm de la longueur d'étalon à bout.

On mesurait la température de l'air avec le thermomètre à mercure, divisé en dixièmes. On faisait des lectures aux centièmes de degré. La différence entre la température de l'étalon à bout et celle de l'air était déterminée avec le thermoélément (cuivre-constantan). L'erreur maximale totale de mesure de température était de:

$$\pm (0,016 + 0,010 + 0,005 + 0,048 + 0,010) = \pm 0,089;$$

l'erreur possible totale était de:

$$\pm \sqrt{(0,016)^2 + (0,010)^2 + (0,005)^2 + (0,048)^2 + (0,010)^2} = \\ = \pm \sqrt{(0,005)^2 + (0,010)^2 + (0,005)^2 + (0,020)^2 + (0,010)^2} = \pm 0,025.$$

L'erreur maximale de la pression était égale à $\pm 1,1$ mm et l'erreur moyenne $\pm 1,0$ mm; erreurs de l'humidité étaient: maximale de $\pm 1,5$ mm, moyenne de $\pm 1,1$ mm.

En prenant pour le coefficient de dilatation la valeur moyenne $11,5 \cdot 10^{-6}$, nous aurons la correction suivante:

$$f = - \{ 10,57(t - 20) + 0,36(H - 760) - 0,05(e - 10) \} \cdot 10^{-6} N \text{ mm},$$

et pour ses écarts à 1 mm de longueur:

$$\text{Ecart maximal: } \pm (10,57 \Delta t + 0,36 \Delta H + 0,05 \Delta e) \cdot 10^{-6}$$

Écarts moyen et possible: $\pm 10^{-6} \sqrt{(10,57)^2 \Delta t^2 + (0,36)^2 \Delta H^2 + (0,05)^2 \Delta e^2}$, ce qui donne les valeurs numériques à 1 mm de longueur d'étalon à bout:

$$\text{Erreur maximale } \pm 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ mm},$$

$$\text{» possible } \pm 1,0 \cdot 10^{-6} \text{ »}$$

$$\text{» moyenne } \pm 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ »}$$

L'erreur finale de mesure de longueur est égale:

$$\Delta_{\text{max}} = \pm 10^{-6} (93 + 1,5 N) \text{ mm},$$

$$\Delta_{\text{possible}} = \pm 10^{-6} \sqrt{3481 + N^2} \text{ mm},$$

$$\Delta_{\text{probable}} = \pm 10^{-6} \sqrt{324 + 0,25 N^2} \text{ mm}.$$

De ces formules on obtient les valeurs suivantes des erreurs: l'erreur maximale totale = $\pm 0,1 \mu$, l'erreur possible totale = $\pm 0,06 \mu$, et l'erreur moyenne totale = $\pm 0,02 \mu$ pour toutes longueurs des étalons à bout, de 1 à 25 mm.

En admettant pour l'étalon fondamental de la Chambre Centrale des Poids et Mesures la précision moyenne de $\pm 0,02 \mu$, nous avons pour les étalons de travail de la Chambre Centrale la précision de $\pm 0,05 \mu$, et pour les étalons d'usine — la précision de $\pm 0,1 \mu$, pour les étalons à bout à 25 mm de longueur.

Mais cette précision est évaluée en admettant, que le coefficient de dilatation des étalons à bout est strictement égal à $11,5 \cdot 10^{-6}$; s'il a les variations, ce qui arrive très souvent, de $\pm 2 \cdot 10^{-6}$, les erreurs atteignent les valeurs assez grandes, qui sont reproduites dans les tableaux 14, 15 et 16. On obtient la précision de la première colonne des tableaux indiqués à un seul cas, si la mesure est faite à la température de 20° , au cas contraire la seconde colonne est plus probable.

On n'a pas pris en considération les erreurs qui peuvent provenir à cause de dimensions finies de la source de lumière, comme l'a indiqué prof. W. S. Ignatovskiy. Cette question ne fut pas encore soumise à la recherche expérimentale et puis ces erreurs ne sont que de l'ordre secondaire relativement aux erreurs indiquées plus haut. Surtout en cas de la source de lumière de très petites dimensions qui a eu lieu aux expériences du laboratoire optique de la Chambre Centrale des Poids et Mesures.

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ РАЗНОСТИ МЕЖДУ МЕХАНИЧЕСКОЙ И ОПТИЧЕСКОЙ ДЛИНОЙ ПЛОСКИХ КОНЦЕВЫХ МЕР.

Г. Н. Крылова.

Введение.

При измерении абсолютной длины калибра в длинах световых волн на интерференционном компараторе Kösters'a для абсолютных измерений калибр притирается к кварцевой оптически шлифованной плоскости, и непосредственно полученная измерением величина представляет собой так называемую оптическую длину калибра плюс молекулярный слой между калибром и кварцем. Оптическая длина калибра отличается от механической на величину, весьма существенную при интерференционных измерениях, точность которых достигает порядка сотых долей микрона¹⁾.

Механической длиной калибра служит расстояние между мерительными полированными поверхностями. Оптической длиной калибра называется расстояние между оптическими плоскостями, от которых фактически происходит отражение. Понятие об оптической длине калибра получается следующим образом: при отражении света от прозрачной оптически более плотной среды (диэлектрика) происходит потеря полуволны, иначе говоря, происходит скачок фазы на π . Физически это можно представить себе так, как если бы отражение происходило не от механической поверхности M (рис. 1), а от некоторой плоскости A , лежащей на некоторой глубине внутри среды.

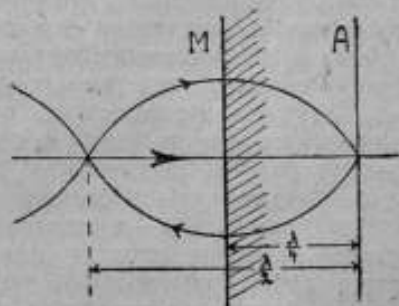


Рис. 1.

При отражении от поглощающей проводящей среды явление значительно усложняется. Во-первых, при отражении происходит скачок фазы на величину большую, чем π , т.е. терется больше, чем полволны,

¹⁾ Подробное описание характера и точности измерений на интерференционном компараторе Kösters'a можно найти: 1) Kösters, Zeitschr. für Feinmeh. und Präzisi. 1927, Н. 7. 2) Г. В. Варанх, Точность интерференционного измерения длины плоских концевых мер. Временник Главной Палаты мер и весов, 4 (16), 1930. 3) Реферат доклада Webers в Physik. Zeitschrift, № 8, 1928.

во-вторых, картину отражения существенно изменяет имеющийся на металлической поверхности поверхностный слой, толщина которого в различных случаях непостоянна и свойства которого мало известны. Толщина поверхностного слоя зависит, главным образом, от разности между показателями преломления двух соприкасающихся сред, затем от качества полировки поверхности, а следовательно, на нее должна оказывать влияние каждая новая притирка, так как каждая новая притирка должна вызывать некоторые изменения в поверхностном слое. Таким образом, в зависимости от состояния последнего свет при отражении проникает на некоторую глубину в металл и фактически отражение и в этом случае происходит от плоскости, лежащей на некотором расстоянии от механической поверхности, вопросу о величине которого и посвящена настоящая работа.

Почти во всех лабораториях и научных институтах, где производились интерференционные измерения плоских концевых мер указанным способом, пытались определить величину разности между механической и оптической длиной. Так Pégard и Mandel¹⁾ дают величину разности между механической и оптической длиной для стального калибра в $+0,073 \mu$ с колебаниями в пределах $\pm 0,006 \mu$. Величина эта была определена из измерения радиусов колец Ньютона, получаемых при помощи ряда тщательно изготовленных линз различных радиусов кривизны, сначала на кварцевой пластинке, затем на поверхности стального калибра. Употребляемые линзы имели плоско-выпуклую форму, что представляло удобства при вычислениях; искривление поверхности от величины нагрузки в месте контакта вычислялось по формуле Hertz'a.

Kösters в лаборатории Physikalisch-Technische Reichsanstalt получил величину разности между механической и оптической длиной стального плоского калибра, меняющуюся для различных калибров в пределах от нуля — для калибров, поверхности которых имеют полировку высшего качества, до $+0,08 \mu$ — в зависимости от состояния поверхности²⁾. Определение величины разности между механической и оптической длиной в этом случае производилось повторным измерением одного и того же калибра сначала на кварцевой плоскости, затем на стальной. Разность в величинах, полученных тем и другим способом, и дает искомую разность между механической и оптической длинами.

Далее Kösters пишет³⁾, что из неопубликованных работ его сотрудников Lampe и Weber'a можно заключить, что разность между механической и оптической длиной плоского калибра можно считать состоящей из трех частей: во-первых, из теоретической величины скачка фазы при отражении от стали, равной около $+0,02 \mu$, затем величины

¹⁾ Etudes sur les étalons à bouts. Travaux et Mémoires du Bureau Intern. des poids et mesures, t. XVII, 1921.

²⁾ Kösters. Ein neuer Interferenzkomparator für unmittelbaren Wellenlängenschluss. Zeitschr. für Feinmech. und Präzision, 1927, H. 7.

³⁾ Kösters. „Anwendung der Interferenzen zu Messzwecken“. Handbuch der Physik. Optik B. I. 1927. (489).

поверхностного слоя, зависящей от полировки и меняющейся у калибров различного качества в пределах между $+0,04$ и $+0,08$ μ и, наконец, последней величины (отрицательной), изменяющей толщину поверхностного слоя в зависимости от каждой новой притирки.

Rolt и Barrett в National Physical Laboratory¹⁾ дают величину разности между механической и оптической длинами калибра очень близкую к величине, полученной Régard'ом и Maudet. При помощи интерферометра Fabry-Pérot ими были определены оптические длины ряда отдельных калибров, затем была измерена длина комбинации из этих калибров и путем простых вычислений определена величина $(2\varphi+t)$, где φ — разность между механической и оптической длиной калибра, а t — толщина молекулярного слоя жидкости между притертыми друг к другу калибрами. Величина t была уже определена ранее здесь же в National Physical Laboratory. Если подставить это значение, то φ получается равным $+0,084$ μ .

В лаборатории Главной Палаты мер и весов под руководством проф. В. С. Игнатовского мною была вычислена теоретическая величина разности фаз при отражении света от стали в случае вертикального падения. Вычисление было сделано для различных участков видимого спектра, но, как видно будет из таблицы, изменение в зависимости от длины волны настолько незначительно, что заметить какую-либо закономерность в пределах точности наших измерений не представляется возможным.

Кроме того, совместно с Г. В. Варлихом мы производили измерение разности между механической и оптической длиной для ряда калибров на интерференционном компараторе Kösters'a тем же методом, как это было сделано в Physikalische Technische Reichsanstalt в Берлине.

1. Вычисление теоретической величины разности фаз при отражении света от стали в случае вертикального падения.

Прежде, чем приступить к вычислению разности фаз, рассмотрим общую картину отражения света от металлической поверхности. В нашем случае среда, в которой происходит падение света, — воздух, имеющий показатель преломления равный единице; вторая среда, от которой свет отражается, — сталь. В рассматриваемом нами случае свет падает на поверхность калибра, находящегося внутри интерференц-компаратора, вертикально и отраженная волна возвращается по тому же пути, что, как известно, дает стоячие волны.

Введем некоторые обозначения. Пусть падающая волна будет:

$$E = Ae^{i\left(2\pi \frac{t}{\lambda} - 2\pi \frac{z}{\lambda}\right)} \dots \dots \dots (1)$$

Отраженная волна:

$$R = Ae^{i\left(2\pi \frac{t}{\lambda} + 2\pi \frac{z}{\lambda} + \delta\right)} \dots \dots \dots (2)$$

¹⁾ Proc. of the Roy. Soc. 1929, № A 789, Vol. 122.

²⁾ Proc. of the Roy. Soc. 1927, A. Vol 116, p. 401.

Здесь A — амплитуда падающего колебания; для упрощения дальнейших выводов положим, что амплитуды падающего и отраженного колебаний равны между собой; T — период колебания; λ — длина волны падающего света; δ — изменение фазы при отражении от металла; z — расстояние от начальной точки колебания.

Отраженная волна отличается от падающей, во первых, направлением [знак минус при z в (1) переходит в плюс во (2)] и во вторых, тем, что фаза отраженной волны изменилась на величину δ .

Условие существования стоячих волн заключается в следующем:

$$Ae^{i\left(2\pi\frac{t}{T} - 2\pi\frac{z}{\lambda}\right)} + Ae^{i\left(2\pi\frac{t}{T} + 2\pi\frac{z}{\lambda} + \delta\right)} = 0 \quad (3)$$

или же:

$$\frac{e^{i\left(2\pi\frac{t}{T} - 2\pi\frac{z}{\lambda}\right)}}{e^{i\left(2\pi\frac{t}{T} + 2\pi\frac{z}{\lambda} + \delta\right)}} = -1,$$

т. е.:

$$e^{i\left(-4\pi\frac{z}{\lambda} - \delta\right)} = -1,$$

и это возможно, если $-4\pi\frac{z}{\lambda} - \delta = 0$ или $(2n+1)\pi$.

Разберем общий случай, когда:

$$-4\pi\frac{z}{\lambda} - \delta = (2n+1)\pi \quad (4)$$

Подставив значение $\delta = 2\pi\frac{\Delta}{\lambda}$ и решив относительно z , получим:

$$-z = n\frac{\lambda}{2} + \frac{\lambda}{4} + \frac{\Delta}{2} \quad (5)$$

Свет, падая на стальную поверхность, проникает на некоторую глубину в металл и отражение происходит от некоторой плоскости, лежащей на расстоянии $\left(\frac{\lambda}{4} + \frac{\Delta}{2}\right)$ от механической поверхности (рис. 2).

В случае, когда мы обычно производим измерение калибра, притирая его на кварцевую пластинку, величина $\frac{\lambda}{4}$ компенсируется отражением от кварца, и мы должны в полученном измерении в интерферометре величине прибавить только значение $\frac{\Delta}{2}$ (рис. 3). На рис. 3. K — кварцевая пластинка, S — стальной калибр, t — толщина молекулярного слоя жидкости между калибром и кварцем.

Вычисление разности фаз при отражении от стали производилось по формулам пограничных условий для перехода света из среды менее

плотной в среду оптически более плотную. Как уже было сказано, первая среда в нашем случае воздух, вторая — сталь с показателем преломления n . Как известно, для проводящей поглощающей среды показатель преломления имеет вид:

$$n = n(1 - ik), \dots \dots \dots (6)$$

здесь k — коэффициент поглощения.

В случае вертикального падения формулы отражения Френеля неприменимы, и мы имеем непосредственно из граничных условий:

$$\frac{R}{E} = -\frac{n-1}{n+1} \dots \dots \dots (7)$$

(см. Drude, Lehrbuch der Optik Kap. II, § 4).

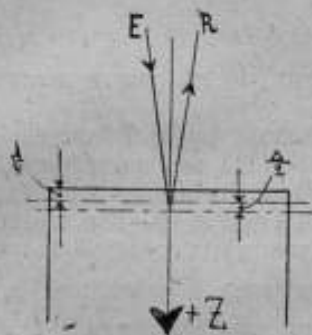


Рис. 2.

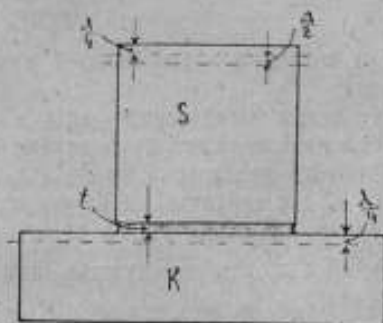


Рис. 3.

Чтобы получить значение величины δ , найдем отношение $\frac{R}{E}$ из (1) и (2) при $z=0$:

$$\frac{R}{E} = e^{\delta} = -\frac{n-1}{n+1} \dots \dots \dots (8)$$

В общем случае, когда амплитуды падающего и отраженного света не равны между собой, имеем:

$$\frac{R}{E} = \rho e^{\delta}$$

где $\rho = \frac{A_2}{A_1}$ есть отношение амплитуд отраженного и падающего света.

Подставим значение n из (6) в (8):

$$\frac{R}{E} = \frac{1 - n(1 - ik)}{1 + n(1 - ik)} = \frac{(1 - n) + ink}{(1 + n) - ink} = \rho e^{\delta} \dots \dots \dots (9)$$

Освободимся от мнимости в знаменателе:

$$\frac{R}{E} = \frac{1 - n^2(1 + k^2) + 2ink}{(n+1)^2 + n^2k^2} = \rho e^{\delta} \dots \dots \dots (10)$$

откуда:

$$\lg \delta = -\frac{2nk}{n^2k^2 + n^2 - 1} \dots \dots \dots (11)$$

Как видно из формулы (11), величина $\text{tg}\varphi$ отрицательная, так как для стали $n > 1$ и $k > 1$, следовательно, и числитель и знаменатель положительны.

Как известно, изменению фазы на 2π соответствует изменение в длине на λ и наоборот; изменению же в длине на величину $\frac{\lambda}{4}$ соответствует изменение фазы на величину $\frac{\pi}{2}$ (рис. 2).

Величина тангенса отрицательна во второй четверти, что можно объяснить влиянием величины $\frac{\lambda}{4}$ [см. формулу (5)]. Как уже было сказано, при измерении на интерференцкомпараторе величина $\frac{\lambda}{4}$ компенсируется отражением от кварца.

Из зависимости $\delta = \frac{2\pi\Delta}{\lambda}$ найдем значение Δ :

$$\Delta = \frac{\delta\lambda}{2\pi} \dots \dots \dots (12)$$

Если величина λ выражена в микронах, то это даст и величину Δ в микронах.

Результаты вычислений даны в таблицах I и II. Вычисление разности фаз Δ производилось по формулам (12) и (11), при чем значения n и k были взяты из таблицы Landolt'a (Physikalisch-Chemische Tabellen, T. II, Aufl. 5) для таблицы I и из работ von Тооl'я¹⁾ — для таблицы II.

Среднее значение для Δ из 26 вычисленных величин получается равным 0,037 μ , или же нужная нам величина $\frac{\Delta}{2}$ равняется, в среднем, 0,019 μ т.-е. то же, что дает Kösters для теоретической величины потери фазы при отражении от стали.

Таблица I.—Tableau I.

λ	n	nk	Авторы.—Auteurs	Δ
0,400	1,68	2,73	Minor	0,034 μ
0,431	1,70	2,43	Quincke	0,038
0,450	1,89	2,93	Minor	0,035
0,486	1,88	3,05	Jamin	0,037
0,486	1,78	2,75	Quincke	0,040
0,500	2,00	3,15	Minor	0,035
0,527	2,06	3,16	Jamin	0,037
0,527	1,96	2,89	Quincke	0,040
0,550	2,31	3,30	Minor	0,036
0,589	2,41	3,40	Drude	0,037
0,589	2,49	3,43	Minor	0,036
0,589	2,27	3,37	Jamin	0,039
0,589	2,13	3,01	Quincke	0,042
0,630	2,62	3,46	Drude	0,037
0,630	2,65	3,54	Minor	0,037
0,656	2,33	3,20	Quincke	0,043

¹⁾ Phys. Rev. 31. 1. 1910.

Таблица II. *Tableau II.*

λ	n	nk	Δ
0,420	1,79	2,82	0,034 μ
0,440	1,86	2,87	0,035
0,480	2,07	3,01	0,035
0,520	2,26	3,12	0,035
0,560	2,40	3,21	0,036
0,580	2,46	3,24	0,036
0,620	2,58	3,30	0,037
0,660	2,67	3,41	0,039
0,690	2,72	3,46	0,040
0,700	2,73	3,47	0,040

2. Измерение разности между механической и оптической длинами на интерференцкомпараторе Kösters'a.

Измерение разности между механической и оптической длинами плоского стального калибра было произведено совместно с Г. В. Варлихом тем же методом, как это делалось Kösters'ом в *Physikalisch-Technische Reichsanstalt'e*.

Испытуемый калибр притирался к кварцевой пластинке. При помощи интерференционного компаратора измерялась его оптическая длина плюс промежуточный молекулярный слой жидкости между калибром и кварцем. Затем тот же самый калибр притирался на стальную пластинку с плоскостью очень высокого качества, изготовленную фирмой Johansson, и снова производилось измерение длины калибра плюс молекулярный слой. В первом случае отражение света происходило от поверхности кварца и поверхности стального калибра, во втором случае было два отражения от стали, откуда видно, что разность величин, полученных вторым и первым измерением, даст искомую разность между механической и оптической длинами. Приходится допустить, что толщины молекулярного промежуточного слоя между сталью-кварцем и сталью-сталью одинаковы или отличаются друг от друга на величину весьма малую, которой можно пренебречь.

Испытуемые калибры были взяты из наборов Johansson'a тип AA №№ 7504 и 7505, имеющих хорошие плоскости с хорошей полировкой и давших при двукратном измерении на кварце, при различных притирках и в разное время, нулевое расхождение. Результаты полученных измерений приведены в таблице III.

Таблица III. — Tableau III.

Номинальная длина калибра. — Valeur nomi- nale de l'étalon	Длина калибра на кварце. Longueur de l'é- talon sur quartz	№ стальной пластины № de la plaque en acier	Длина калибра на стали. 1-й промер. Longueur de l'étalon sur acier. Première mesure.	(4) — (2); 10^5 мм.	№ стальной пластины. № de la plaque en acier.	Длина калибра на стали. 2-ой промер. Longueur de l'étalon sur acier. Deuxième mesure.	(7) — (2); 10^5 мм.	Среднее из (5) и (6) на 10^5 мм. Moyenne de (5) et (6) à 10^5 mm.
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1,005	1,00494	469	1,00502	8	468	1,00501	7	8
1,04	1,03997	469	1,04000	3	468	1,04003	6	5
1,05	1,04993	468	1,04998	5	469	1,05000	7	6
1,06	1,05994	468	1,05998	4	469	1,05999	5	5
1,12	1,11992	469	1,11997	5	468	1,11999	7	6
1,13	1,12993	469	1,12999	7	468	1,13000	7	7
1,15	1,14989	469	1,14998	9	468	1,14997	8	9
1,19	1,18992	469	1,19001	9	468	1,18999	9	9
1,20	1,19989	468	1,19996	7	469	1,19995	6	4
1,25	1,24990	469	1,25000	10	468	1,24997	7	9
1,26	1,25992	468	1,26001	9	469	1,25998	6	8
1,32	1,31993	469	1,31995	3	468	1,31995	3	3
1,35	1,34994	468	1,35001	7	469	1,35001	7	7
1,42	1,41993	468	1,42000	6	469	1,41999	6	6
1,49	1,48992	469	1,48998	6	468	1,48995	3	5
0,50	0,49990	468	0,49996	6	469	0,49994	4	7
1	0,99989	469	0,99990	4	468	0,99990	4	4
11,50	11,48997	469	11,50002	5	468	11,50001	4	5
17,50	17,48998	469	17,50000	7	468	17,50000	8	8

В столбце 9 таблицы III помещены средние из двух измерений разности между механической и оптической длиной. Как видно из таблицы, один и тот же калибр измерялся оба раза на различных стальных плоскостях.

Среднее значение для разности между механической и оптической длиной стального плоского калибра из 38 измерений получилось равным $+0,064 \mu \pm 0,014 \mu$.

Если теоретически вычисленная выше величина скачка фазы связывается на длине калибра, в среднем, в $+0,02\mu$, то разность в $0,04\mu$ между практической и теоретической величиной можно объяснить лишь существованием на поверхности металла поверхностного слоя. Толщина поверхностного слоя, как уже было указано в начале работы, величина далеко не определенная; кроме того, структура слоя еще далеко не ясна.

Как известно, существование поверхностного слоя у прозрачных изотропных сред вносит, как показал Jamin ¹⁾, эллиптическую поляризацию отраженного света, и формулы Френеля в некоторых пределах теряют свое значение.

¹⁾ J a m i n, Ann. d. chim. et de phys. (3) Bd. 29, S. 263 | 1850
Bd. 31, S. 165 |

Как показывает теория, уже совершенно чистая поверхность металла дает эллиптическую поляризацию отраженного света; понятно, что наличие еще поверхностного слоя должно значительно усложнить картину отражения.

Drude, Minor, Tool и другие ¹⁾, занимавшиеся определением констант чистых металлов, указывают на сильное влияние поверхностного слоя на отражение. Работы Rayleigh, Lummer и Sorge ²⁾ показывают, кроме того, что влияние поверхностного слоя на отражение не остается постоянным, что полировка, а также внешние механические воздействия, производимые даже не непосредственно на поверхность, а на всю массу металла, существенно изменяют характер эллиптичности отраженного света.

Все только что сказанное заставляет думать, что ограничиться лишь таким беглым рассмотрением вопроса было бы слишком мало. Повидному, ответа нужно искать в изучении структуры поверхностного слоя. Все новейшие работы указывают на кристаллическое строение металлов, повидному, объяснения структуры поверхностного слоя нужно искать в этом направлении.

В настоящее время мною, под руководством проф. В. С. Игнатовского, ведется дальнейшая работа, которая заключается в попытке объяснить разницу между теоретической величиной в $+0,02 \mu$ и практически полученной в $+0,06 \mu$ существованием определенного вида поверхностного слоя. Результаты этой работы будут напечатаны, но уже в настоящее время можно утверждать, что при очень тонком (в $0,005 \mu$) поверхностном слое получается наблюдаемая разность между механической и оптической длинами.

SUR LA DÉTERMINATION DE LA DIFFÉRENCE ENTRE LA VALEUR MÉCANIQUE ET LA VALEUR OPTIQUE DES ÉTALONS A BOUT.

Par T. N. Krylowa.

(Résumé).

Le travail a le but de déterminer la différence entre la valeur mécanique et la valeur optique des étalons à bouts plans en acier.

La lumière en se réfléchissant du diélectrique subit la perte d'une demi longueur d'onde, en autres termes, il existe un changement de phase égale à π .

Quand la lumière se réfléchit du métal, le changement de phase est d'une valeur plus grande que π ; en réalité la lumière se réfléchit d'un

¹⁾ Drude Ann. d. Phys. Bd. 36, S. 532, 1889.

Minor. Ann. d. Phys. Bd. 10, S. 581, 1903.

Tool. Phys. Rev. Bd. 31, P. 1, 1910.

²⁾ Lord Rayleigh. Phil. Mag. (6) 16, 444, 1908.

Lummer u. Sorge. Ann. d. Phys. (4), 325, 1910.

certain plan, qui se trouve à l'intérieur du métal à la distance $\left(\frac{\lambda}{4} + \frac{\Delta}{2}\right)$ de la surface mécanique.

La perte de phase par réflexion métallique fut calculée d'après les formules déduites des équations limitrophes de la propagation de lumière du milieu moins dense au milieu plus dense. Les résultats de calculs de la perte de phase sont donnés dans les tableaux I et II pour divers longueurs d'ondes et, par conséquent, pour divers indices de réfraction n et coefficients d'absorption k de l'acier.

La valeur moyenne de Δ , comme on peut voir de ces tableaux, fut obtenue égale à $0,037 \mu$ et la valeur de $\frac{\Delta}{2}$ est de $0,02 \mu$ environ.

En outre on a mesuré au laboratoire optique de la Chambre Centrale des Poids et Mesures la différence entre la valeur mécanique et la valeur optique pour 19 étalons à bouts plans en acier de la maison d'Johansson; ces mesures furent exécutées sur l'interféromètre de Kösters. Il est évident du tableau III, que la valeur moyenne de cette différence est de $0,06 \mu \pm 0,014 \mu$. La différence de $0,04 \mu$ entre les valeurs expérimentale et théorique on peut expliquer par la seule présence d'une couche superficielle sur le métal.

Le travail représentant un essai d'expliquer la différence entre la valeur expérimentale et la valeur théorique se continue; mais on peut affirmer d'avance que la différence observée entre la valeur mécanique et la valeur optique se produit par une couche superficielle très mince.

К ВОПРОСУ ОБ УСТАНОВЛЕНИИ АКУСТИЧЕСКОГО ЭТАЛОНА.

Ю. П. Егоров.

1. Введение.

Акустический эталон, как источник звука определенной и неизменной высоты, является одновременно и эталоном постоянной частоты, иначе говоря, может служить эталоном малого промежутка времени. Измерение высоты звука сводится к определению соответствующей частоты, а эта последняя задача может быть успешно разрешена лишь при наличии широких ресурсов в области измерений времени.

Поэтому, когда в Главной Палате мер и весов возник вопрос об установлении акустического эталона, то разработка и выполнение этой задачи были возложены на эталонную лабораторию времени.

1. Источник звука.

Вопрос о звуковом генераторе решается с самого начала в пользу камертона. Постоянство частоты камертона обусловлено его упругими свойствами. Число свободных колебаний камертона зависит от его размеров. Эта зависимость выражается эмпирической формулой, выведенной Mercadier:

$$N = 818270 \frac{d + \delta}{(l + 3,8)^2},$$

где N — частота (число полных колебаний в секунду),

d — толщина ветви камертона в миллиметрах

l — длина

δ — постоянная, равная 0,5 мм.

Из формулы известно, что частота прямо пропорциональна толщине и обратно пропорциональна длине ветвей камертона.

Этой формулой руководствуются при изготовлении камертонов на различные частоты. Среди них следует отметить частоту 435 колебаний в секунду, соответствующую высоте ноты a_1 (la), которая является основным устоем при настройке различных музыкальных инструментов. В течение долгого времени высота ноты a_1 (la) колебалась в весьма широких пределах (от 374 до 567 колебаний в секунду) вплоть до 1885 г., когда была созвана в Вене Международная Конференция по установлению единой высоты настройки.

Конференция постановила считать частоту 870 простых или 435 полных колебаний в секунду частотой международного нормального камертона a_1 при температуре 15° С.

Температурные изменения заметно влияют на частоту. При повышении температуры ветви камертона удлиняются и изменяется модуль упругости. При этом число колебаний камертона понижается. Зависимость частоты от температуры выражается формулой:

$$N_t = N_0 (1 - \alpha t),$$

с N_t — частота камертона при температуре t ,

N_0 — частота камертона при 0°C ,

α — температурный коэффициент, равный, в среднем, 0,0001.

Эта цифра была получена для камертонов, изготовленных из обыкновенной литой стали.

Для изготовления эталонных камертонов целесообразнее применять эливар (сплав никелевой стали), термозластический коэффициент которого не поддается определению, так как не превышает 1×10^{-6} . Следует отметить, однако, что с изменением амплитуды камертоны из элиvara имеют несколько большее изменение частоты по сравнению с камертонами из обыкновенной стали.

Величина амплитуды зависит от величины внешней силы, приложенной к ветви камертона для приведения его в колебательное состояние. Опыт показывает, что при возрастании амплитуды частота камертона понижается. Зависимость между амплитудой и частотой выражается формулой:

$$N_a = N_0 \pm pa,$$

где N_a — частота при амплитуде a ,

N_0 — частота при некоторой определенной амплитуде,

a — амплитуда,

p — постоянный коэффициент, зависящий от способа закрепления ножки камертона.

Чем прочнее закреплен камертон и чем тяжелее основание, на котором он смонтирован, тем устойчивее будет его частота. Прочная монтаж-



Рис. 1.

ка способствует также уменьшению логарифмического декремента колебаний, другими словами, продолжительности свободных колебаний камертона возрастает, если ножка его закреплена.

Сравнительно быстрое затухание колебаний камертона следует считать существенным его недостатком. При длительном экспериментировании приходится сообщать камертону повторные импульсы, что проще всего достигается электрофицированием камертона.

Как работает такой камертон видно из схемы рис 1 и не требует особых пояснений.

Камертон поддерживается в колебательном состоянии повторными импульсами при каждом замыкании электромагнитной цепи.

В подобных камертонах-прерывателях главным недостатком является неустойчивость работы контакта. Ртутный контакт трудно регулировать, присутствие искры влечет за собой его обгорание. Это же можно сказать и о простом механическом контакте.

Электро-камертоны, удовлетворительно работающие по указанной схеме, обладают частотой, не превышающей 500 колебаний в секунду, так как малые размеры амплитуды высокочастотных камертонов не позволяют отрегулировать контакт (величину искрового промежутка). Задача поддержания колебаний высокочастотных камертонов была успешно разрешена своеобразным применением усилительной лампы. Этот способ был предложен проф. Eccles'ом (Лондон, 1919).

В кратких чертах схема Eccles'a заключается в следующем (рис. 2): ветви камертона расположены между двумя полюсами поляризованного электромагнита. Обмотка одного полюса включена в цепь сетки лампы, обмотка другого — в анодную цепь. Камертон приведен в колебательное состояние; всякий раз, когда ветвь камертона приближается к полюсу, обмотка которого включена в цепь сетки, на сетке возникает приращение потенциала. Вызываемое при этом усиление тока в анодной цепи увеличивает механиче-

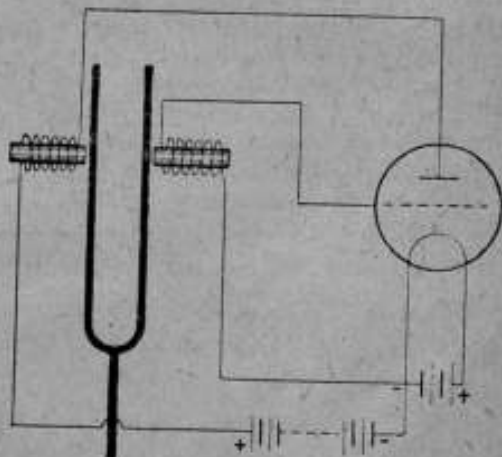


Рис. 2.

скую силу взаимодействия между другой ветвью и соответственным полюсом. Таким образом, камертон становится как бы самовозбуждающимся.

Отсутствие механического контакта и связанных с ним неудобств, а также широкие пределы применяемых частот (от 50 до 2000 колебаний и выше) дают все преимущества схеме Eccles'a сравнительно с вышеприведенной схемой камертона-прерывателя. Приходится, однако, заметить, что в обоих случаях частота камертона несколько отличается от свободной его частоты, вследствие влияния на нее электромагнитных цепей (большая амплитуда).

Из всего вышеизложенного можно сделать следующие выводы:

Эталонный камертон должен быть изготовлен из эливиара и его свободная частота должна быть определена с наивысшей точностью. Определению также подлежат коэффициенты, характеризующие влияние на частоту внешних факторов (температура, амплитуда, логарифмический декремент).

2. Методы определения числа колебаний камертонов.

Способы измерения числа колебаний камертонов могут быть относительными или абсолютными.

Относительные методы сводятся к сравнению испытуемого камертона с камертоном, частота которого известна. Сравнение это основано на явлении биений. Число биений в секунду равно разности между частотами двух различных источников звука. Счет биений производится

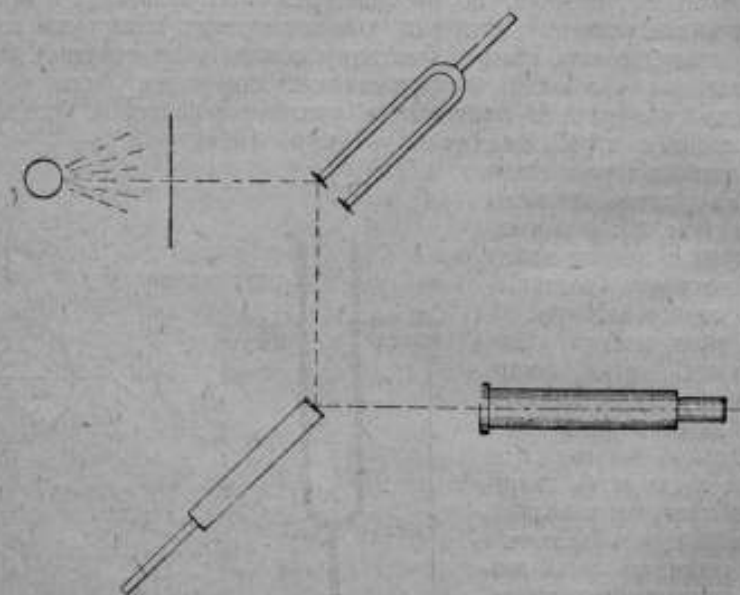


Рис. 3.

или просто на слух (акустический метод)¹⁾, или посредством наблюдения испытуемого камертона через щель в экране, монтированном на ветви вспомогательного камертона (стробоскопический метод).

Если n — число биений, отмеченных в течение t секунд, то искомая частота:

$$N = N_0 \pm \frac{n}{t},$$

где N_0 — известная частота вспомогательного камертона.

Более точные результаты дает оптический способ, предложенный Lissajous и основанный на сложении двух взаимно перпендикулярных колебаний (рис. 3).

¹⁾ Число биений не должно превосходить 2—3 в секунду, так как при большем числе ухо не в состоянии их отметить счетом.

Концы ветвей испытуемых камертонов отшлифованы или снабжены зеркальцами. Светящаяся точка, полученная в результате двукратного отражения светового луча, представится глазу наблюдателя в виде так называемой «фигуры Лиссажу». Вид ее зависит от соотношения частот и разности фаз испытуемых камертонов. Фигура неизменна, если отношение частот представляет собой «чистый» интервал, например, 2/1, 3/2, 8/9 и т. п.

Если же фигура меняется, периодически возвращаясь к первоначальному виду, то это указывает на меняющуюся разность фаз обеих колебаний, и следовательно, интервал не может быть выражен простым отношением.

Отношение частот равно:

$$\frac{N}{N_0} = \frac{N_0 t \pm 1}{N_0 t}$$

где t — время «обращения» фигуры Лиссажу, соответствующее интервалу между двумя биениями, N — искомая, а N_0 — известная частота.

Последний способ позволяет, в отличие от предыдущих, регистрировать биения, разделенные большим промежутком времени.

Абсолютные способы. Непосредственная регистрация колебаний камертона проще всего производится так называемым «вибрографическим методом». Камертон несет на конце одной из своих ветвей острое, пишущее на законченной поверхности вращающегося барабана. Одновременно на нем же отмечаются другим пером секунды точных часов. Простым подсчетом волн определяется частота.

Обыкновенные камертоны этим способом не калибруются, так как нагрузка ветви пишущим острием сильно изменяет частоту камертона и не может быть учтена.

Этот недостаток устраняется, если колебания камертона переданы через телефон на осциллограф. Идея такой передачи осуществлена в работе, проведенной в Bureau of Standards в С.Ш.А. Р. Quazulem.¹⁾

Главной частью установки являлся осциллограф, снабженный пневматографической камерой оригинальной конструкции²⁾. Один из шлейфов осциллографа служил для регистрации переменного тока, ответвленного из анодной цепи испытуемого камертона, другой отмечал секундные сигналы времени. Передача последних достигалась посредством остроугольной комбинации фото-элемента и качающегося маятника. Нижний конец маятника периодически открывал и закрывал щель, через которую фото-элемент освещался пучком света.

Часть установки, включающая фото-элемент и маятник, представлена на рис. 4.

Этот способ следует считать одним из наиболее удовлетворительных, однако широкое его применение затрудняется сложностью всей его установки.

¹⁾ Journal of Franklin Institut, 1927.

²⁾ Journal of Franklin Institut, July, 1923.

Значительно проще метод «фонического колеса». Фоническое колесо¹⁾ изобретенное в 70 годах прошлого столетия La Courgom, и, независимо от него, лордом Raleigh'ем, представляет собой своеобразный тип синхронного электродвигателя. Конструкция его в высшей степени проста. Она состоит из зубчатого диска и электромагнита. Сердечник катушки притягивает зубец всякий раз, когда через обмотку пропускается ток. Обмотка электромагнита включена в цепь электро-камертона последовательно. Во время работы последнего через катушку идет прерывистый ток.

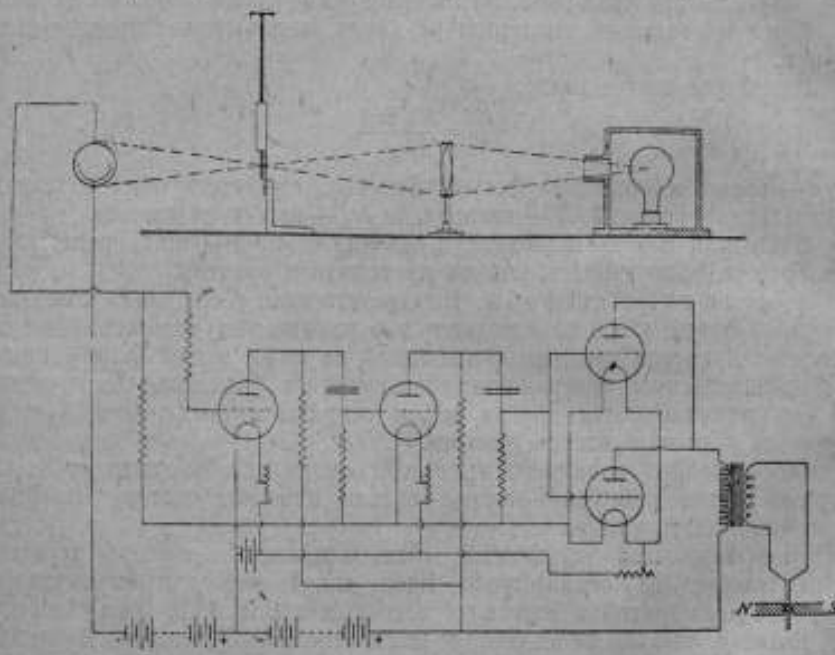


Рис. 4.

Если теперь сообщить зубчатому диску такое число оборотов, чтобы при каждом импульсе тока перед сердечником оказывался зубец, то диск будет вращаться, как синхронный мотор, с числом оборотов, соответствующим частоте электро-камертона. Число оборотов легко можно регистрировать, если пристроить к оси фонического колеса передачу с контактом на хронограф.

Фоническое колесо впервые было применено Леша'ем в Р. Т. Reichsanstalt'e в 1889 г.²⁾ для определения частоты нормального камертона Кoenig'a (рис. 5).

²⁾ Zeitsch. f. Instrument. 1890.

На бамбуковом кружке толщиной в 35 мм были монтированы 20 зубцов. Магнитная цепь замыкалась через зубец и полюсы электромагнита. Колесо удавалось привести во вращение от камертона-прерывателя в 218,5 колебаний в секунду. Последовательно с прерывателем была включена индукционная катушка, поддерживающая колебания второго вспомогательного камертона; частота его равнялась 437 колебаниям в секунду. Число свободных колебаний исследуемого нормального камертона в секунду определялось методом биений (2 биения в 1 секунду). Регистрация оборотов фонического колеса велась на хронографе.

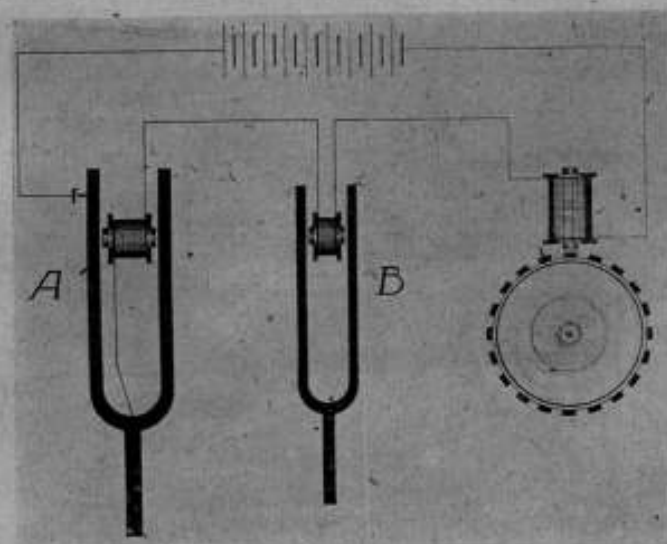


Рис. 5.

Работа была проведена с большой тщательностью. Из белого ряда повторных наблюдений была выведена средняя частота 435,200 с ошибкой, не превышающей $\pm 0,005$ колебания, т.е. около 0,001%. Это число легло в основание всех дальнейших определений частот, производившихся вплоть до последних лет. Лишь в 1925 г. (спустя 36 лет) был повторен опыт Лешава, уточненный применением метода фигур Лиссажу. Оказалось, что нормальный камертон Копнига сохранил свою частоту почти без изменения.

Фоническое колесо, как двигатель, отличается чрезвычайной равномерностью хода. Число его оборотов, как было указано, находится всегда в зависимости от числа зубцов и частоты камертона-прерывателя. Это постоянно угловой скорости дало возможность доктору Rayleigh'ю использовать фоническое колесо в качестве стробоскопического прибора.

На оси был монтирован диск с радиальными прорезами через которые наблюдался испытуемый камертон. По числу прорезов и оборотов колеса определялась частота.

В настоящее время подобные стробоскопические установки строятся фирмой Tinsley в Англии (рис. 6).

Главной частью прибора является фониический мотор, в принципе не отличающийся от фониического колеса. Мотор вращает коническую фрикционную передачу, снабженную сменными стробоскопическими дисками. Конструкция прибора позволяет менять число оборотов диска, благодаря чему можно легко поверять камертоны различных частот.

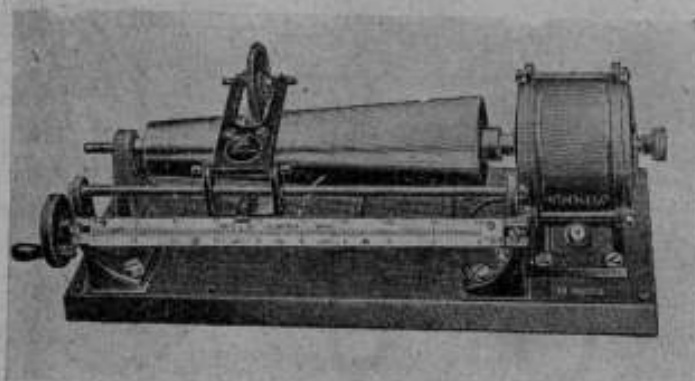


Рис. 6.

Те же результаты могут быть получены при наблюдении испытуемого камертона в прерывистом свете неоновой лампы. Частота вспышек должна быть, конечно, известна. Это условие удовлетворяется, если включить неоновую лампу в цепь прокалиброванного камертона-прерывателя. Точно также можно регулировать период вспышек, применяя фониическое колесо в качестве реле (генератора переменного тока). С этой целью на оси колеса устанавливается коммутатор-прерыватель, через который подается питающий лампу ток.

В данном случае колесо выгодно приводить во вращение по способу, предложенному Eccles's'ю. Способ этот был изложен выше при описании камертона, поддерживаемого усилительной лампой. Разница лишь в том, что изменение потенциала на сетке усилительной лампы является результатом прохождения зубца ротора перед полюсом электромагнита, обмотка которого включена в цепь сетки усилительной лампы. Кривая переменной составляющей анодного тока не будет правильной синусоидой, как в случае лампового возбуждения, а представится в виде ломаной линии, зависящей от профиля зубца и впадины ротора.

Схема фолического колеса, приводимого в движение посредством усилительной лампы, представлена на рис. 7.

Изменение угла между электромагнитами соответствует сдвигу фаз в моторах переменного тока и влияет на скорость вращения. Таким образом, способ Eccles'a позволяет в известных пределах регулировать число оборотов фолического колеса, поэтому может быть применяем для синхронизации с камертоном.

Эта схема была использована Дюе^{*)} в его работе по установлению эталона малого промежутка времени в 1924 г., в National Physical Laboratory (рис. 8).

Вспомогательный ламповый камертон *I* на 1000 колебаний в секунду калибровался при помощи фолического колеса, приводимого во вращение по способу Eccles'a через двукратное усиление. Вторичная обмотка анодного электромагнита камертона *I* через трехкратный усилитель (не показанный на рисунке) подводила к фолическому колесу энергию, достаточную для удержания его в синхронизме с камертоном. Эталонный ламповый камертон *II* (1000 колебаний) сравнивался с вспомогательным камертоном *I*. Наблюдения велись при помощи гальванометра *D'Arsonval*, отмечавшего бленны переменных токов от камертонов *I* и *II*. Варьируя условия опыта, Дюе определил также влияние на частоту следующих факторов: температуры, тока накала, анодного напряжения, емкости в цепях сетки и анода, магнитного поля, типа усилительной лампы, способа монтажа камертона и т. д. Столь детальное исследование установки необходимо было потому, что в данном случае эталоном малого промежутка времени являлся не свободный камертон, а камертон, поддерживаемый лампой.

Заключив описание работы Дюе'я перечень заслуживающих внимания способов определения частоты камертонов, переходим к тем

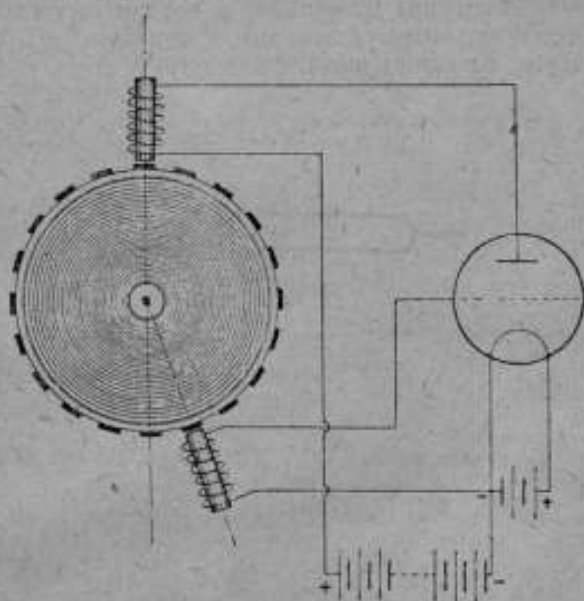


Рис. 7.

^{*)} Nat. Phys. Labor. Coll. Resour. 1924.

заключениям, которые можно вывести из рассмотрения приведенных выше методов применительно к поставленной задаче.

Так как под частотой эталонного камертона подразумевается частота его свободных колебаний, то ни один из методов, связанных с поддержанием колебаний камертона, в данном случае не может быть применим. Как уже было указано выше, камертон, колебания которого поддерживаются электромагнитным путем (будь то простой или ламповый способ),

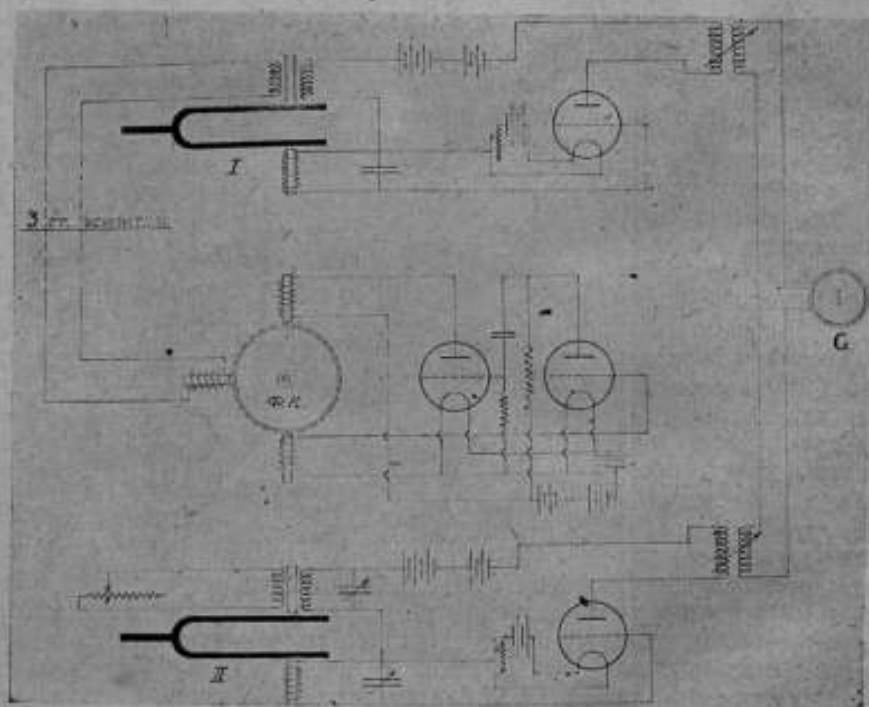


Рис. 8.

обладает вынужденной частотой, отличной от свободной. Следовательно, в нашем случае для определения числа свободных колебаний эталонного камертона может быть применен любой из относительных методов, а из числа абсолютных — один лишь стробоскопический.

Лабораторией времени был выбран относительный метод фигур Лиссажу, как наиболее точный. Основной частью этой установки является вспомогательный камертон, число колебаний которого заранее определено. В виду удобства работы с незатухающим вспомогательным камертоном, последний выгодно электрифицировать. Для определения числа колебаний

такого электрофицированного вспомогательного камертона наиболее подходящим был признан метод фонического колеса с регистрацией на хронографе.

Таким образом, в первую очередь необходимо было сконструировать фоническое колесо и камертон с ламповым возбуждением, так как абсолютное определение числа колебаний этого вспомогательного камертона являлось основой всей дальнейшей работы.

3. Установка для абсолютного определения числа колебаний вспомогательного камертона.

Лабораторией времени Главной Палаты были спроектированы и изготовлены два прибора: ламповый камертон (тональный генератор) и фоническое колесо, работающее на усилительных лампах.

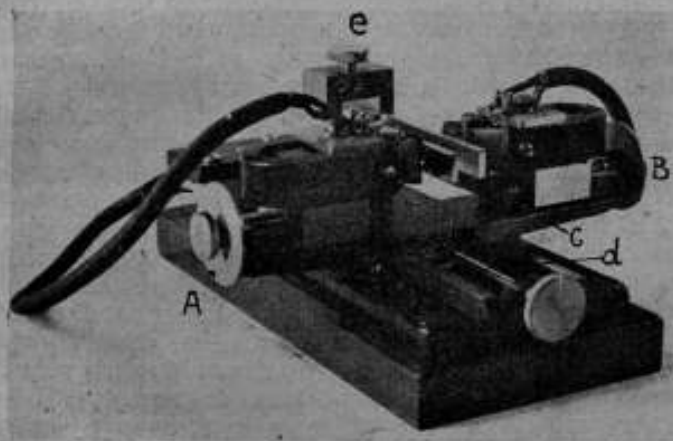


Рис. 9.

Расчет этих приборов, основанных на одном принципе, представляет большие затруднения в виду сложности явлений, происходящих в цепях усилительной лампы и требующих особых измерительных установок. Из немногочисленных работ по данному вопросу можно было извлечь лишь самые общие практические указания для конструирования названных приборов.

Поэтому для изготовления приборов в их окончательном виде лаборатория времени провела ряд предварительных опытов и испытаний с пробными установками. Эти опыты дали богатый материал для детальной разработки конструкции приборов и общей схемы.

Основными условиями удовлетворительной работы всей установки являются: 1) максимальная отдача энергии из цепи тонального генератора

в цепь фолического колеса и 2) сведение до минимума вредных сопротивлений в фолическом колесе.

Повышение мощности тонального генератора достигается соответствующим подбором магнитной цепи, возбуждающей камертон. Опыт показал, что выгоднее применять две независимые магнитные цепи вместо одной, так как в первом случае длина магнитной цепи, а следовательно, и потери в железе и через рассеяние, значительно меньше, чем во втором. Тональный генератор, изготовленный в Главной Палате мер и весов (рис. 9) снабжен двумя поляризованными электромагнитами (от репродукторов типа Д. П.), благодаря чему его коэффициент полезного действия выше, чем в аналогичных приборах, имеющих один электромагнит.

Далее, существенными факторами, влияющими на мощность тонального генератора, являются: 1) расстояние полюсов от конца ветвей камертона и 2) размеры воздушной щели между полюсами и соответственной ветвью камертона. Конструкция прибора позволяет с большой точностью регулировать положение электромагнитов относительно камертона. Оба электромагнита, смонтированные на особых каретках, могут быть передвигаемы с помощью микрометрических винтов А и В по направляющим, перпендикулярным к оси камертона. Эти направляющие расположены на суппорте с, который, в свою очередь, может быть перемещаем винтом d вдоль оси камертона. Головки микрометрических винтов А и В у электромагнитов снабжены указателями, по которым можно регулировать щель с точностью до 0,01 мм. Положение суппорта относительно конца ветвей камертона отсчитывается по миллиметровой шкале, нанесенной на одной из параллелей на станине прибора. Камертон закрепляется в стойке между двумя вкладышами посредством зажимного винта е. Испытание тонального генератора показало, что для поддержания колебаний камертона достаточно одной усилительной лампы типа «Микро».

Вопрос о передаче избытка энергии от тонального генератора к фолическому колесу играет не менее существенную роль в общей работе установки. В вышеприведенной работе Дугея передача части энергии на фолическое колесо достигалась разветвлением анодной цепи камертона. Этот способ нельзя признать заслуживающим особого внимания, так как весьма трудно подобрать ответвленную цепь так, чтобы энергия, генерируемая камертоном, оказалась разделенной в наиболее выгодном отношении.

Наши опыты показали, что чаще всего остающейся энергии оказывается недостаточно для поддержания колебаний камертона. Лучшие результаты дает способ, предложенный инж. Б. А. Смирениным и заключающийся в том, что колебания потенциала в цепи сетки усилительной лампы, обслуживающей камертон, передаются на параллельно включенную сетку второй усилительной лампы.

Переменный ток в анодной цепи этой передаточной лампы может быть подведен или непосредственно или через усилитель к фолическому колесу. Схема такой передачи показана ниже на рис. 11.

Фоническое колесо. Вредные сопротивления в фоническом колесе складываются из: 1) механических потерь на трение в подшипниках и червячной передаче и счетчику оборотов, и 2) потерь в электромагнитной цепи колеса.

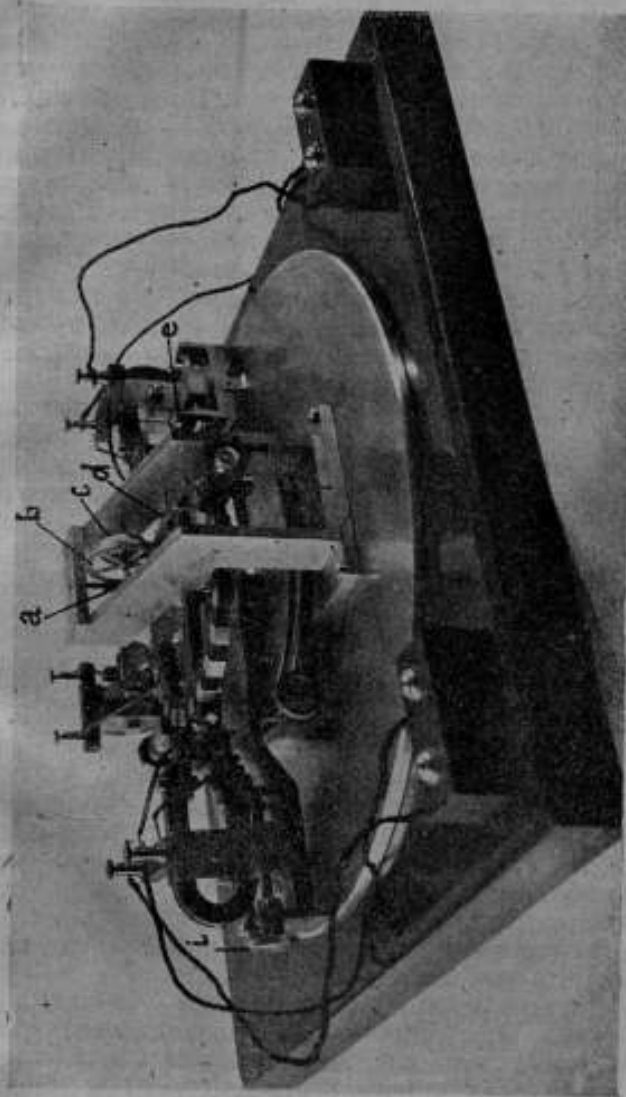


Рис. 10.

бах и червячной передаче и счетчику оборотов, и 2) потерь в электромагнитной цепи колеса.

Первая категория сопротивлений зависит от конструкции прибора и тщательности его изготовления.

Фоническое колесо (рис. 10) представляет собой диск 120 мм в поперечнике из изоляционного материала «дюралса». По ободу колеса монтированы 24 зубца. Длина зубца несколько меньше расстояния между соседними зубцами. Диск вращается на вертикальной оси, опирающейся на агат. На оси нарезан одновиточный червяк *a*, сцепленный с винтовым колесом *b*. Передаточное число = 60/1. На оси винтового колеса насажена кулачковая шайба *c* из кости, подымающая контактный рычаг *d*.

Контактный рычаг оттягивается к контактному штифту посредством очень слабой пружинки. Хронограф приключается к двум клеммам *e* и *f*. Цепь хронографа замыкается через корпус прибора. Описанная конструкция потребляет не более 1,0—1,5 W на холостой ход.

Вокруг ротора расположены на специальных подставках три электромагнита. Два из них предназначены для разгона фонического колеса при помощи усилительных ламп, а третий, запасной, — для включения в ответвленную цепь камертона.

Все три электромагнита могут передвигаться вокруг колеса при помощи винтов *h*. Кроме того, каждый электромагнит можно отодвигать радиально посредством винта *i*. Угол поворота между электромагнитами отчитывается по шкале, нанесенной на круглом металлическом основании прибора.

Электромагнитные потери в фоническом колесе ничтожны, так как диск изготовлен из непроводящего материала, чем гарантировано полное отсутствие токов Фуко.

Испытание фонического колеса на двух усилительных элементах низкой частоты № 4 Т.С.Т с лампами УТ 15 дало удовлетворительные результаты: колесо легко приводилось во вращение со скоростью, превышающей 2 000 оборотов в минуту.

При совместной работе фонического колеса и тонального генератора большую трудность представляет собой синхронизация числа оборотов колеса с частотой камертона. Помимо точной подстройки числа оборотов необходимо, чтобы переменный ток, ответвленный из цепи камертона, совпадал по фазе с переменным током в анодной цепи фонического колеса. Число оборотов колеса можно регулировать, как уже говорилось выше, изменяя угол между разгонными электромагнитами. Совпадение же по фазе достигается перемещением вокруг ротора третьего электромагнита, включенного в цепь камертона.

Когда оба тока в резонансе, вращение колеса становится устойчивым, и число его оборотов синхронно с частотой камертона.

В этом случае можно даже совсем выключить разгонные электромагниты, и колесо будет вращаться под действием одного только переменного тока из цепи камертона. Система трех электромагнитов, работающих по вышеописанному способу, показана на схеме рис. 8. Чтобы судить о синхронизме обоих токов, можно включить в ответвления соот-

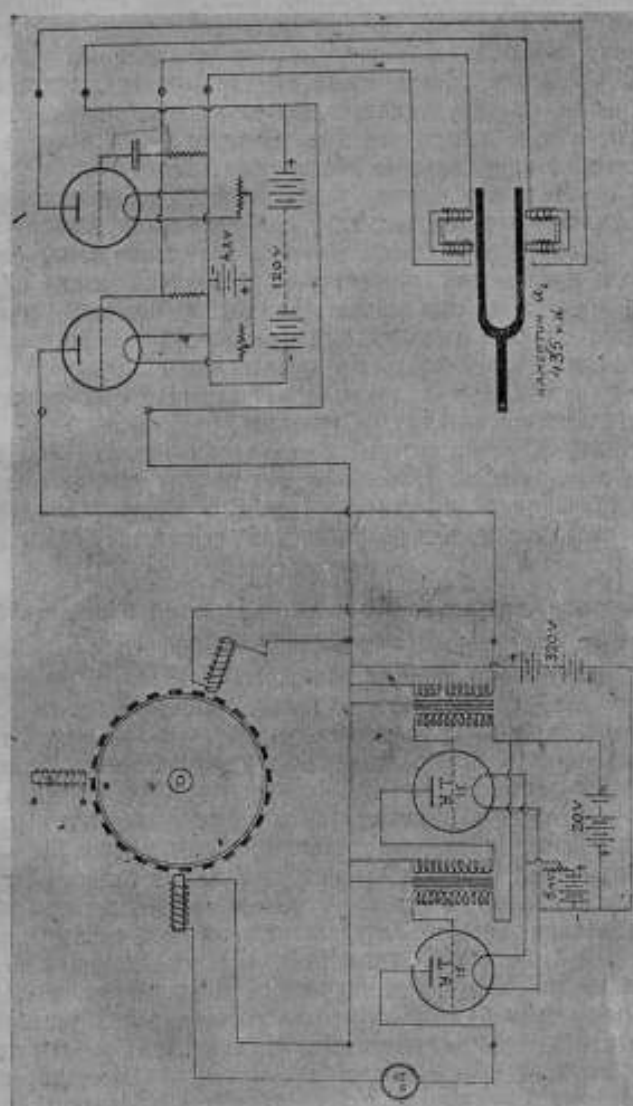


Рис. 11.

ственных цепей миллиамперметр. Биеция переменных токов отмечаются колебаниями стрелки прибора. Неподвижность стрелки указывает на достигнутый синхронизм. Значительно проще схема включения, применяемая в нашем случае (рис. 11).

Анодная цепь передаточной лампы тонального генератора подведена к двукратному усилителю, поддерживающему вращение фонического колеса. Таким образом, в обмотке колеса проходят оба тока, накладываясь друг на друга. Резонансный суммарный ток достигает заметной величины и без труда удерживает колесо в синхронизме с камертоном. Тогда можно совсем выключить электромагнит сетки и вести колесо на одном переданном от тонального генератора токе.

Опыт показал, что колесо, разогнанное до соответствующего числа оборотов, начинает тормозиться, если при включении тока от тонального генератора фазы не совпадают. Поэтому включение тонального генератора следует производить постепенно, увеличивая накал передаточной лампы от минимума. В этом случае на ток фонического колеса будет накладываться вначале очень слабый переданный ток, который не вызывает торможения. Незначительным передвижением анодного электромагнита вокруг ротора можно добиться резонансного состояния токов, что легко обнаруживается на слух по гудению.

С установкой, схема которой показана на рис. 11, был произведен ряд опытов с записью на хронографе. Результаты этих опытов показали, что вопрос абсолютного определения числа колебаний вспомогательного камертона посредством нашей установки разрешен вполне удовлетворительно.

4. Абсолютное определение числа колебаний вспомогательного камертона.

Опыт определения частоты камертона (тонального генератора) производится в следующем порядке: когда фоническое колесо устойчиво вращается под действием переменного тока от тонального генератора, счетчик, регистрирующий каждый 60-ый оборот колеса, включается на хронограф. На ленте хронографа, кроме сигналов счетчика оборотов, отмечаются секунды контактных часов. Запись ведется в продолжение 1—2 минут и затем хронограф останавливается. Через 10—15 минут хронограф пускается вновь, и производится вторая запись оборотов фонического колеса. Таким образом, в течение определенного промежутка времени, величина которого зависит от требуемой точности результата, набирается ряд хронограмм, записанных в разные моменты непрерывной работы установки. Попутно отчитывается температура по точному термометру и напряжение — по вольтметрам во всех цепях установки. Размеченная лента подвергается измерению на компараторе Опипольдера, причем в каждой отдельной записи измеряется по 10 сигналов счетчика.

Полученные в результате измерения моменты являются основой для вычисления окончательного результата опыта. Вычисления ведутся по нижеследующей схеме: группируя попарно в каждой серии (11 сигналов) сигналы, симметричные относительно среднего (6-го сигнала), мы образуем пять полуразностей, дающих в среднем момент 6-го сигнала. Эта операция проводится во всех сериях хронограммы, давая ряд моментов, кото-

рые обозначим через f . Если x — некоторый начальный отчет, y — длительность одного оборота счетчика, то можно написать уравнение вида:

$$ax + by = f, \dots \dots \dots (1)$$

где в нашем случае $a=1$, b — целое число оборотов за время $(f-x)$.

Коэффициент b определяется делением интервала f на приближенное значение y , которое легко получить непосредственно из промера ленты.

Для упрощения вычислений положим:

$$x = x_0 + \Delta x$$

$$y = y_0 + \Delta y$$

$$f = f_0 + \Delta f,$$

где x_0 , y_0 и f_0 — приближенные вычисленные значения.

Тогда, вместо уравнений 1 можно воспользоваться преобразованными уравнениями вида:

$$\Delta x + b \Delta y = \Delta f \dots \dots \dots (2)$$

Пример. Опыт с камертоном «870 VS». Произведено 6 записей.

Полагая $x_0 = 28,2000$

$$y_0 = 3,3206$$

составляем таблицу уравнений ошибок (таблица I).

Таблица I. — Tableau I.

$x + by = f$	$x_0 + b y_0 = f_0$	$\Delta x + b \Delta y$	b обороты tours
28,2006	28,2000	+ 0,0006	0
629,2308	629,2286	+ 0,0022	181
1230,2616	1230,2572	+ 0,0044	362
1831,2926	1831,2858	+ 0,0068	543
2432,3188	2432,3144	+ 0,0044	724
3033,3410	3033,3430	- 0,0020	905

Пусть $z = 1.000 \Delta y$, тогда, окончательно, имеем ряд уравнений:

$$\Delta x + 0,000 z = + 0,0006$$

$$\Delta x + 0,181 z = + 0,0022$$

$$\Delta x + 0,362 z = + 0,0044$$

$$\Delta x + 0,543 z = + 0,0068$$

$$\Delta x + 0,724 z = + 0,0044$$

$$\Delta x + 0,905 z = - 0,0020$$

К полученным уравнениям применяем способ наименьших квадратов:

$$z = \frac{[bf] - \frac{[ab][af]}{[aa]}}{[bb] - \frac{[ab][ab]}{[aa]}} \quad (3)$$

где $a=1$, b — коэффициент при z , а f — свободные члены.

Производя подстановку значений a , b и f в уравнение (3), имеем:

$$z = -0,00616$$

или:

$$\Delta y = -0,00000616$$

Следовательно:

$$y = 3,320606.$$

Внося поправку за ход хронометра $= -0,000038$, получаем длительность одного оборота (1440 колебаний):

$$y = 3^{\circ} 320568$$

откуда частота камертона:

$$N = 433,661 \text{ колебаний в секунду.}$$

Определим теперь те условия, при которых можно гарантировать относительную точность конечного результата до 10^{-6} .

Легко убедиться, что относительная ошибка определения длительности одного оборота совпадает с относительной ошибкой определения частоты.

Действительно, если N — частота, а y — длительность одного оборота, то:

$$N = \frac{A}{y},$$

где $A=1440$.

Дифференцируя, имеем:

$$dN = -\frac{A}{y^2} dy = -\frac{Nd y}{y}$$

или:

$$\frac{dN}{N} = -\frac{dy}{y},$$

что и требовалось доказать.

Так как изменение температуры на 1 градус влечет за собой относительное изменение частоты на 10^{-4} , то, задаваясь относительной точностью в 10^{-6} , будем иметь возможность учитывать температурные изменения до 0,01 градуса.

Положим, что ошибки наших приборов (счетчик фонического колеса) равны нулю и что только при измерении ленты имеют место ошибки

отчетов. На основании длительных исследований часовых хронограмм, можем смело утверждать, что ошибка одного отчета на компараторе Фипольцера не превышает 0,01 секунды.

Принимая во внимание порядок определения среднего момента в каждой серии отчетов по полусуммам (см. выше), можем написать следующее выражение для ошибки среднего момента:

$$\varepsilon_r = \varepsilon \sqrt{\frac{1}{k}},$$

где $\varepsilon = \pm 0,01$, $k=10$ (число измеренных сигналов).

Если от начального среднего момента до данного среднего момента последней серии прошло n оборотов колеса, то:

$$n\varepsilon_y = \varepsilon \sqrt{\frac{1}{k} + \dots + \dots + \dots} \quad (4)$$

где ε_y — средняя ошибка y .

Из (4) имеем:

$$\varepsilon_y = \frac{\varepsilon}{n} \sqrt{\frac{1}{k}}.$$

Относительная ошибка:

$$\frac{\varepsilon_y}{y} = \frac{\varepsilon}{ny} \sqrt{\frac{1}{k}} = 10^{-6}.$$

откуда, подставляя значения, ε , k и y , определяем ny , т.е. необходимую продолжительность опыта:

$$ny = \frac{10^{-4}}{3,163} = 3,163 \text{ сек.} = 52 \text{ мин. } 43 \text{ сек.}$$

Таким образом, для того, чтобы можно было ручаться за 0,001 колебания в полученном результате, следует доводить продолжительность опыта до 1 часа.

В этом промежутке времени можно уложить 5—6 серий хронограммы, как это и сделано в вышеприведенном численном примере.

При помощи фонического колеса и тонального генератора был произведен ряд опытов над определением числа колебаний нескольких камертонов, находящихся в распоряжении лаборатории времени. Особого внимания заслуживает определение частоты нормального камертона *Secretan's*, полученного от Главной Геофизической Обсерватории. Этот камертон имеет свою историю. Он был изготовлен для России, как эталон, в 1860 г. по специальному заказу академика Купфера, управляющего Дено мер и весов. Вся поверхность камертона была покрыта позолотой для предохранения его от влияния влажности. В 1884 г. этот камертон был исследован Вильдом, нашедшем для его частоты значение, равное 435,42 полных колебаний в секунду при +15° С. Температурный коэффициент, определенный тогда же, оказался равным 0,0000945. В 1902 г. Шенрок

в Главной Физической Обсерватории произвел новое исследование и нашел для частоты при 15°C значение, несколько отличающееся от результата 1884 г., а именно: 435,44 полных колебаний в секунду. Спустя 27 лет, в 1929 году камертон Secretan'a был доставлен в Главную Палату мер и весов и исследован в третий раз. Число его колебаний определялось из сравнения по методу биений с тональным генератором, включенным в цепь фолического колеса. Оказалось, что частота значительно изменилась в сторону уменьшения числа колебаний. Привожу сравнительную таблицу значений, полученных для частоты камертона Secretan'a (таблица II):

Таблица II. — Tableau II.

Частота камертона Secretan'a. — Fréquence du diapason de Secretan.

1884 г. Вильд Wild	1902 г. Шенрок Schénrock	1929—II—18 Гл. П.—Чл. С.	1929—XI—6 Гл. П.—Чл. С.
435,20	435,23	434,97	434,93

Здесь все результаты приведены к температуре 20°C .

Обнаруженное изменение частоты (около 0,3 колебания) следует приписать изменению массы одной из ветвей камертона: на сравнительно большой поверхности позолота стерта и этот участок подвергся окислению.

В настоящее время в мастерских Главной Палаты изготовлены два нормальных камертона и два камертона на 500 колебаний. Изготовлены они из хромо-никелевой стали — «Русского эливара», обладающего минимальным температурным коэффициентом. Для окончательной подгонки и эталонирования этих камертонов спроектирован воздушный термостат, гарантирующий постоянство температуры до $0,001^{\circ}$, и смонтирована установка с катодным осциллографом типа К 003 завода «Светлана» для определения числа свободных колебаний снимаемых камертонов методом фигур Lissajous.

Окончание работы по установлению акустического эталона не представляет таких затруднений, какие встретились в первой части работы, касающейся абсолютного определения числа колебаний вспомогательного камертона — тонального генератора. Результаты эталонирования эливаровых камертонов будут своевременно опубликованы.

В заключение приношу глубокую благодарность Н. Х. Прейпичу, принимавшему ближайшее участие в общем ходе работы и давшему ряд руководящих указаний, а также сотрудникам лабораторий магнитной и токов высокой частоты за помощь в разрешении отдельных специальных вопросов.

SUR L'ETABLISSEMENT D'UN ETALON ACOUSTIQUE.

Par J. N. Egorov.

(Résumé).

L'article contient les notions générales sur les diapasons et les méthodes pour la détermination de leurs fréquences, ainsi que les recherches du laboratoire de l'heure de la Chambre Centrale des Poids et Mesures sur la détermination absolue de la fréquence des diapasons. La solution du problème a été trouvée par l'application d'une roue phonique.

Une installation spéciale, construite par l'auteur, contient: une roue phonique, dont les tours on registre sur chronographe, et un diapason à triode, qui sert à contrôler la vitesse angulaire de la roue phonique (pour le schéma de l'installation voir fig. 11).

A l'aide de cette installation on peut déterminer la fréquence du diapason à triode avec la précision relative de 10^{-6} .

La méthode de la roue phonique sert à étalonner le diapason normal (par la comparaison de ses oscillations avec celles du diapason à triode), choisi comme un étalon acoustique.

Main body of faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Lower section of faint, illegible text, continuing from the main body.

ПРИМЕНЕНИЕ ФОТОЭЛЕМЕНТА ДЛЯ ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ ШКАЛЫ СЛУХОВЫХ ЧАСТОТ.

Ю. Н. Егоров.

Одним из основных приборов акустических лабораторий является установка, посредством которой можно измерить с достаточной точностью любую слуховую частоту, заключающуюся в известных пределах. Из наиболее распространенных приборов следует упомянуть колебательный контур с эталонной переменной самоиндукцией; диапазон этого прибора

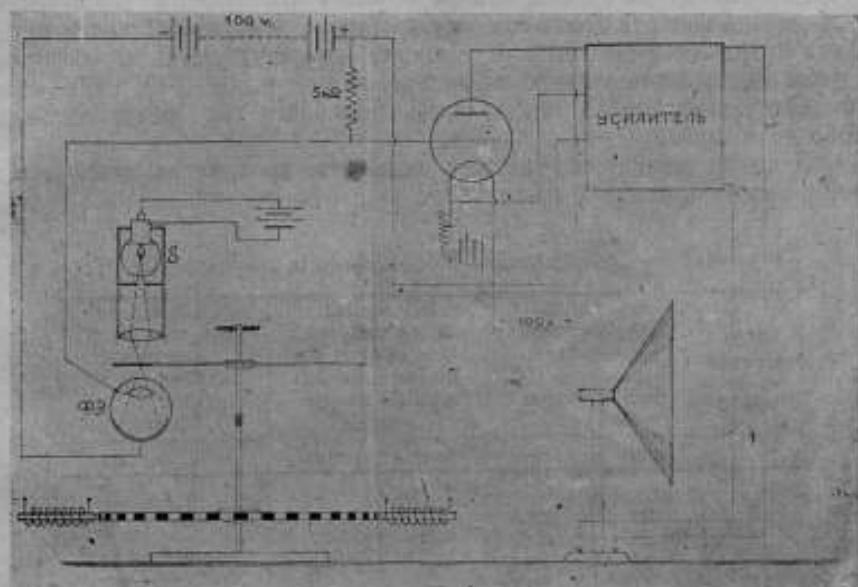


Рис. 1.

весьма значителен. Трудность градуирования шкалы несколько умалит его достоинства. Гораздо проще, но и грубее, набор камертонов или стержней, частоты которых возрастают последовательно на 4 колебания. Оба упомянутых прибора позволяют производить сравнение частот методом биений; достоверность получаемых результатов зависит от точности первоначальной градуировки этих приборов. В эталонной лаборатории времени Главной Палаты мер и весов спроектирована установка, которая устраняет этот недостаток, так как здесь сравнение двух частот бази-

руется на непосредственной хронографической записи оборотов фонического колеса, являющегося основной частью установки. В кратких чертах схема установки, показанная на рис. 1, заключается в следующем.

На свободном конце оси фонического колеса насажен диск с соответствующим испытуемой частоте числом отверстий. Фоническое колесо приводится во вращение посредством усилительных ламп и контролируется камертоном, имеющим на концах ветвей подвижные грузики для регулирования частоты в пределах до 10% от основной.

Источник света *S* периодически освещает через отверстия вращающегося диска фотоэлемент *Ф. Э.* помещенный в особой кассете на станине колеса.

Переменное напряжение в цепи фотоэлемента подается через усилитель на телефон или громкоговоритель. Высота полученного таким путем звука находится в соответствии с числом отверстий диска и оборотами колеса. Имея 3 контрольных камертона, напр., в 100, 240 и 600 колебаний в секунду, и 18 дисков, можно составить ряд частот от 24 до 1025 колебаний.

Приложу таблицу из которой видно, что промежутки между соседними частотами лежат в пределах от 4 до 5 колебаний.

Частоты „фото-сирены“—Fréquences de la „photo-sirène“.

Число отверстий Nombre des trous	I-й предел 100 колебаний в секунду Diapason de 100 oscillations par seconde		II-й предел 240 колебаний в секунду Diapason de 240 oscillations par seconde		III-й предел 600 колебаний в секунду Diapason de 600 oscillations par seconde	
	min	max	min	max	min	max
6	24	26,4	—	—	—	—
7	28	30,8	—	—	—	—
9	36	39,6	—	—	—	—
11	41	48,4	—	—	—	—
13	52	57,2	123,5	136,5	—	—
15	60	66,0	142,5	157,5	—	—
17	68	74,8	161,5	178,5	403,8	446,2
19	76	83,6	180,0	199,5	451,2	498,8
21	84	92,4	199,5	220,5	498,8	551,2
23	92	101,2	218,5	241,5	546,2	603,8
25	100	110,0	237,5	262,5	593,8	656,2
(27)	—	—	—	—	641,2	708,8
28	112	123,2	266,0	294,0	663,0	735,0
31	—	—	294,5	325,5	736,2	813,8
34	—	—	323,0	357,0	807,5	892,5
(36)	—	—	—	—	855,0	945,0
38	—	—	361,0	399,0	902,5	997,5
42	—	—	399,0	441,0	997,5	1 102,5

Таким образом, для любой испытываемой частоты можно подобрать такой диск, пользуясь которым, получим число биений не более трех в секунду.

APPLICATION DU PHOTOELEMENT A LA REALISATION D'UNE ECHELLE DE FREQUENCES ACOUSTIQUES.

Par J. N. Egorov.

(Résumé).

La note contient une description du schéma de l'installation, construite par l'auteur, contenant une roue phonique aux disques stroboscopiques et un photoélément muni d'un système d'éclairage; le photoélément est mis en circuit d'un téléphone; un chronographe registre les tours de la roue phonique.

On peut établir une échelle continue des fréquences acoustiques de 24 à 1025 oscillations par seconde à l'aide de 18 disques différents et trois électrodiapasons (de 100, 240 et 600 oscillations par seconde). Cet appareil est destiné à la vérification de divers générateurs de fréquences acoustiques entre les limites indiquées.

1871

...

...

...

...

...

...

...

...

...

...

...

...

...

...

Оглавление

4 (16) выпуска Временника Главной Палаты мер и весов

	Стр.
<i>Н. И. Адамович</i> . Исследование трехметрового геодезического железа Н15	3—13
<i>М. Ф. Маликов</i> и <i>А. К. Колосов</i> . Сравнение нормальных элементов в Главной Палате и в Бюро стандартов в 1929 г.	17—23
<i>П. М. Тиходев</i> . Установление первичного эталона люмена СССР, его основной копии (вторичного эталона) и эталонов-свидетелей люмена	31—56
<i>С. П. Бурдин</i> . Определение баллистическим методом коэффициентов размагничивания цилиндрических стержней с плоскими и закругленными концами	61—97
1. Намагничивание олинсондов вращения и цилиндрических стержней в однородном магнитном поле. Методы определения коэффициентов размагничивания	61
2. Описание баллистической установки. Определение магнитной индукции B в исследуемом образце	68
3. Исследование мягкого железа. ($C = 0,08\%$, Si — следы меньше $0,01\%$, $Mn = 0,41\%$, $P = 0,01\%$, $S = 0,045\%$)	70
4. Исследование вольфрамовой стали	81
5. Исследование чугуна	90
Выводы	96
<i>Г. В. Варлаи</i> . Точность интерференционного измерения длины плоских концевых мер	101—133
1. Введение	101
2. Принципы измерения длины интерференционным методом	104
3. Интерференционный компаратор Kösters'a, измерение на нем и наибольшая допускаемая им точность	108
4. Погрешности при повторных притирках. Постоянная погрешность	114
5. Поправка на изменение показателя преломления воздуха под влиянием температуры, давления и влажности	118
6. Влияние неустойчивости температуры. Погрешность вследствие неточного измерения t , H , e . Коэффициент расширения	124
7. Заключение	130

	стр
<i>Т. Н. Крылова.</i> К вопросу об определении разности между механической и оптической длиной плоских конденсных мер	137—145
Введение	137
1. Вычисление теоретической величины разности фаз при отражении света от стали в случае вертикального падения	139
2. Измерение разности между механической и оптической длинами на интерференцкомпараторе Kösters'a	143
<i>Ю. Н. Егоров.</i> К вопросу об установлении акустического эталона	147—166
1. Введение	147
2. Методы определения числа колебаний камертонов.	150
3. Установка для абсолютного определения числа колебаний вспомогательного камертона	157
4. Абсолютное определение числа колебаний вспомогательного камертона	162
<i>Ю. Н. Егоров.</i> Применение фотоэлемента для осуществления шкалы слуховых частот	169—171

**Table des matières des résumés des articles publiés dans la 4 (16)
partie de Wrémennik (Annales) de la Chambre Centrale des Poids
et Mesures.**

	Pages.
N. I. Adamovitch. Etude de l'étalon géodésique H15 de 3 mètres	14
M. F. Malikov et A. C. Kolossov. Comparaisons d'éléments normaux, faites à la Chambre Centrale des Poids et Mesures de l'U. R. S. S., et au Bureau of Standarts en 1929	24
P. M. Tikhodécov. Etablissement de l'étalon primaire du lumen de l'U. R. S. S., sa copie principale (l'étalon secondaire) et ses étalons-témoins	56
S. P. Boudrine. Détermination des facteurs démagnétisants des barreaux cy- lindriques à bouts plats et à bouts arrondis; faite par la méthode bal- listique	97
G. W. Wahrlich. Précision des mesures interférentielles de la longueur des l'étalons à bout	133
T. N. Krylowa. Sur la détermination de la différence entre la valeur mécani- que et la valeur optique des étalons à bout	145
J. N. Egorov. Sur l'établissement d'un étalon acoustique	167
J. N. Egorov. Application du photoélément à la réalisation d'une échelle de fré- quences acoustiques	171

Faint, illegible text at the top of the page, possibly a header or title.

Main body of faint, illegible text, appearing to be several paragraphs of a document.

4

