

КОМИТЕТ ПО ДЕЛАМ МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ  
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
МЕТРОЛОГИИ им. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

---

**СВЕТОВАЯ ВОЛНА  
КАК ЕДИНИЦА ДЛИНЫ**

ТРУДЫ ВНИИМ

Выпуск 7 (67)

Ленинград  
1949

THE UNIVERSITY OF CHICAGO  
LIBRARY

---

THE UNIVERSITY OF CHICAGO  
LIBRARY

LIBRARY

LIBRARY

КОМИТЕТ ПО ДЕЛАМ МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ  
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
МЕТРОЛОГИИ им. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

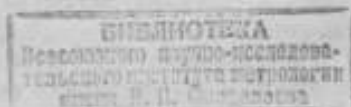
---

# СВЕТОВАЯ ВОЛНА КАК ЕДИНИЦА ДЛИНЫ

ТРУДЫ ВНИИМ

Выпуск 7 (67)

*Под редакцией  
профессора, доктора технических наук  
М. Ф. Романовой*



---

Ленинград 1949

RECEIVED BY THE DIRECTOR OF THE BUREAU OF THE  
INTERNAL SECURITY OF THE UNITED STATES

DATE: 10/10/50

INTERNAL SECURITY - R  
EDWARD J. BRENNAN

MEMORANDUM FOR THE DIRECTOR

DATE: 10/10/50

RE: EDWARD J. BRENNAN, alias  
"BOB" BRENNAN, alias  
"BOB" BRENNAN, alias  
"BOB" BRENNAN, alias

EDWARD J. BRENNAN, alias  
"BOB" BRENNAN, alias  
"BOB" BRENNAN, alias  
"BOB" BRENNAN, alias  
"BOB" BRENNAN, alias  
"BOB" BRENNAN, alias  
"BOB" BRENNAN, alias  
"BOB" BRENNAN, alias  
"BOB" BRENNAN, alias  
"BOB" BRENNAN, alias

10-10-50

10-10-50

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Вопрос о переходе от определения единицы длины с помощью прототипа метра к определению этой единицы с помощью длины световой волны возник в СССР в первые месяцы после Великой Октябрьской социалистической революции. В связи с этим широкие работы по всестороннему освоению интерференционных методов измерения длины были развернуты как в оптической лаборатории ВНИИМ, тогда Главной палате мер и весов, под руководством В. Е. Мурашкинского и при участии Г. В. Варлиха, так и в Государственном оптическом институте под руководством академиков Д. С. Рождественского и А. А. Лебедева.

Благодаря этим работам были полностью освоены измерения в световых волнах сначала мер длиной до 100 мм, а затем и мер длиной до 1 м. Эти работы помогли заводам освоить изготовление высококачественных плоскопараллельных концевых мер и позволили Комитету по делам мер и измерительных приборов при СМ СССР развернуть в полном масштабе государственную обязательную поверку этих мер на основе ОСТ 85000-39.

Таким образом, вопрос о переходе на новое определение единицы длины, предоставлявший возможность поддерживать неизменность мер длины в нашей стране независимо от прототипа метра, хранящегося во Франции, представлял не только теоретический, но и практический интерес. Этим обстоятельством следует объяснить то, что ВНИИМ дважды (в 1935 г., а затем в 1948 г.) представлял Международному Комитету и Генеральной конференции по мерам и весам предложения о переходе на определение метра с помощью длины волны красной линии кадмия.

IX Генеральная конференция, признавая целесообразность такого перехода, постановила отложить этот переход на некоторое время с тем, чтобы продолжать начатые работы по изысканию источников света с более монохроматическим излучением, чем красная линия кадмия.

ВНИИМ в своих предложениях IX Генеральной конференции в 1948 г. указывал, что, несмотря на сложный характер красной линии кадмия, впервые установленной нашими работами, точность интерференционных измерений длины с помощью красной линии кадмия полностью удовлетворяет современную технику. При переходе на новое определение метра существенным является замена прототипа метра длиной световой волны, сопровождаю-

щаяся переходом от единицы длины, меняющейся со временем, к неизменной единице длины. При последующей замене основной длины световой волны другое значение метра не будет изменяться, но при удачном выборе новой спектральной линии может быть уточнено.

Работы, собранные в настоящем сборнике, показывают, что мы имеем полную возможность перейти на новое определение единицы длины и на новые методы хранения и поддержания мер длины. Эти работы должны показать также, что самостоятельный переход на определение метра длиной волны красной линии кадмия, благодаря имеющимся уже постановлениям VII Генеральной конференции по мерам и весам, не повлечет за собой расхождения в единицах длины между СССР и другими странами.

Две первые статьи сборника (М. Ф. Романовой) посвящены подробному рассмотрению предложений ВНИИМ относительно перехода на новое определение метра и новую спецификацию для воспроизведения длины волны красной линии кадмия.

Статьи М. Ф. Романовой и А. И. Карташева и М. Ф. Романовой, А. И. Карташева и О. Ю. Шошиной посвящены описанию (впервые приводимому в печати) интерференционной установки для измерения в световых волнах плоскопараллельных концевых мер длиной до 1 м, обеспечивающей правильность воспроизведения метра.

В статье Н. Р. Батарчуковой подробно описывается интерференционный монохроматор, позволяющий лаборатории получать высокомонохроматическое излучение с помощью ламп, наполненных обычными элементами с неразделенными изотопами.

В статье Е. А. Волковой рассматривается вопрос о быстром определении температурного коэффициента линейного расширения. Предложенный метод, позволяющий производить это определение в короткий срок, имеет большое значение для текущих поверок.

В статье Л. Н. Логачевой и П. С. Романова дается метод быстрого определения поправки на разнородность поверхностей меры и пластины, к которой мера притерта, связанной с необходимостью определить точное положение поверхностей меры при интерференционных измерениях длины. Определение этой важной поправки до сих пор весьма затрудняло поверочные работы, так как существующий способ ее определения так называемым методом блоков весьма длителен.

Статья А. И. Карташева и Н. М. Сыромятниковой посвящена интерференционным фильтрам, основанным на тех же явлениях интерференции в плоскопараллельных пластинках, которые находят свое применение при интерференционных измерениях длины.

Таким образом, в статьях настоящего сборника излагаются работы, определяющие основное направление исследований оптической лаборатории ВНИИМ в течение ряда лет.

*Редактор*



## ПЕРЕХОД НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЕДИНИЦЫ ДЛИНЫ ДЛИНОЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

### Введение

За последние годы в научно-исследовательских институтах СССР и особенно во ВНИИМ была проведена большая работа по освоению и улучшению интерференционных методов измерения длины.

Эти работы позволили ВНИИМ поставить вопрос о своевременности определения единицы длины длиной световой волны.

### 1. Предложения ВНИИМ относительно перехода на новое определение метра

Предложения о переходе на определение метра числом длин волн красной линии кадмия, сводящиеся по существу к замене прототипа метра длиной волны красной линии кадмия, были составлены и направлены на рассмотрение в Международное бюро мер и весов еще в 1946 г.<sup>1</sup> Эти предложения были основаны на результатах большой работы, проведенной за последние годы в области интерференционных измерений в нашей стране. Уже в 1941 г. техника интерференционных измерений длины была достаточно высока. В Государственном оптическом институте и во ВНИИМ были разработаны методы измерения плоскопараллельных концевых мер длиной до 1 м. Была создана соответствующая установка, и в 1941 г. во ВНИИМ была закончена большая работа по сравнению прототипа метра с длиной волны красной линии кадмия. Эти измерения были произведены как в воздухе, так и в пустоте и дали хорошую точность. Полученное значение длины волны красной линии кадмия совпадало в пределах точности со средним значением  $\lambda_{кр}$ , полученным из ранее произведенных восьми измерений. Выяснилось также, что для проверок плоскопараллельных концевых мер длиной до 1 м следует применять менее трудоемкий метод интерференционных измерений. Автором совместно

<sup>1</sup> О предложениях ВНИИМ Международному Комитету мер и весов в 1935 г. см. В. Е. Мурашкинский, Длина световой волны, как основная единица длины, «Труды ВИСМС», 1936, вып. 9, 25.

с А. И. Карташевым был предложен новый метод подобных измерений. В соответствии с этим методом был усовершенствован существующий интерферометр и впервые была организована поверка плоскопараллельных концевых мер длины с точностью, отвечающей первому разряду. К началу войны был изготовлен также новый прибор—большой горизонтальный интерферометр—для измерения предложенным методом плоскопараллельных концевых мер длиной до 1 м.

Интерференционные измерения мер до 100 мм, наиболее необходимые для заводов, были уже хорошо освоены не только во ВНИИМ, но и в Московском и Харьковском институтах мер и измерительных приборов, а также в Управлении уполномоченного при Ленинградском облисполкоме. Первые межлабораторные сравнения результатов измерения одних и тех же мер в 1937 и в 1940 гг. дали удовлетворительные результаты. При участии сотрудницы ВНИИМ Г. В. Варлих началось применение интерференционных методов в геодезии. Были разработаны своеобразные приемы и создан проект установки для измерения инварных проволок длиной в 24 м в длинах световых волн. Такая установка была полностью закончена в Ленинградском политехническом институте, оставалось только увеличить точность измерения длины кварцевого эталона длиной в 1200 мм, применяемого в качестве основного при измерении длины инварных проволок.

В то же время, сначала в Государственном оптическом институте, а затем во ВНИИМ проводились исследования спектральных линий, применяемых при интерференционных измерениях, и прежде всего красной линии кадмия, принятой за основную. Эти исследования показали, что красная линия кадмия, равно как и наиболее монохроматичные линии криптона, сложна по своей структуре. Одновременно проводились работы по выяснению воспроизводимости эффективной длины волны этих линий и было выяснено, что благодаря весьма узкой структуре эффективные длины волны могли воспроизводиться с весьма высокой степенью точности до  $10^{-8}$ .

Эти выводы подтверждались как нашими измерениями, так и измерениями, произведенными за границей.

В то же время наши работы по сравнению прототипа метра с длиной световой волны показали, что сравнение штрихового эталона метра с плоскопараллельной концевой мерой длиной в 1 м может быть произведено с погрешностью, немногим превышающей погрешность сличения двух штриховых эталонов метра между собой.

Все эти исследования были прерваны войной, однако поверка плоскопараллельных концевых мер интерференционными методами, необходимая для правильной работы машиностроительных и оборонных заводов, проводилась бесперебойно в течение войны в Свердловском филиале ВНИИМ, а к 1946 г. была вновь восстановлена во ВНИИМ, институтах мер и измерительных приборов



и в Управлении уполномоченного при Ленинградском облсполкоме. Все это позволяло считать, что наша страна вполне подготовлена к переходу на новое определение метра с помощью световых волн.

В своих предложениях мы исходили из того, что при этом переходе необходимо стандартизировать условия воспроизведения основной длины световой волны, даже если излучение не будет иметь сложного строения. Эти стандартные условия должны были определить и точность воспроизведения длины световой волны.

Наш опыт межлабораторных сличений интерференционных измерений длины показал, что при несоблюдении этих условий возможны расхождения в измерениях. Другими словами, даже если единицей длины является естественная длина, — легко воспроизводимая длина световой волны, — необходимы периодические межлабораторные сличения установок, на которых производятся точные измерения длины.

Нам было ясно также, что точность воспроизведения длины волны красной линии кадмия, имеющей сложную структуру, не является предельной для интерференционных измерений. Точность, достигаемая при измерениях длины с помощью красной линии кадмия, весьма высока, превосходит в 10 раз точность сличения штриховых национальных эталонов метра с прототипом метра и несомненно удовлетворяет требованиям промышленности. Достигаемая относительная точность  $10^{-8}$  для меры в 1 м соответствует абсолютной погрешности в 100 Å и, вероятно, не более как в 10 раз больше размеров молекул измеряемой меры. Дальнейшее увеличение точности интерференционных измерений тесно связано поэтому с повышением точности изготовления плоскопараллельных концевых мер и должно сопровождаться большими техническими трудностями, которые пока еще не могут быть оправданы требованиями практики.

На основе приведенных соображений и были построены наши предложения.

Мы предлагали в 1946 г.: 1) перейти на определение метра в длинах волн красной линии кадмия; 2) организовать межлабораторные сравнения в международном масштабе; 3) при дальнейшем развитии источников света и переходе в будущем к простым линиям, лишенным сверхтонкой структуры, заменить красную линию кадмия другой, длина волны которой может воспроизводиться с большей точностью, производя этот переход таким образом, чтобы длина метра осталась неизменной, но была бы только уточнена.

В этих предложениях были изменения в отношении условий воспроизведения длины волны красной линии кадмия по сравнению с постановлением VII Генеральной конференции по мерам и весам. Кроме того, предлагалось считать основной длину волны красной линии кадмия не в нормальном, но в предельно разреженном воздухе.

## 2. Переработка предложения ВНИИМ в 1948 г.

После того, как наши предложения были направлены в Международное бюро, работы в области интерференционных измерений продолжали развиваться. В нашей лаборатории в 1947 г. и в начале 1948 г. было произведено достаточно полное исследование интерференционной установки с большим горизонтальным интерферометром и показана ее пригодность для воспроизведения метра в длинах световых волн с требуемой точностью в 0,01  $\mu$ .

В то же время в нашей лаборатории весьма успешно развивались работы по получению строго монохроматического излучения на основе выделения составляющих сверхтонкой структуры спектральной линии с помощью разработанного Н. Р. Батарчуковой интерференционного монохроматора.

Работы по созданию монохроматического излучения велись в эти годы в Америке. Для этой цели был создан источник света в виде ртутной лампы, наполненной только одним изотопом ртути, а именно  $Hg_{198}$ , спектральные линии которого не имели сверхтонкой структуры.

Ширина зеленой линии в этом источнике света, благодаря более высокому атомному весу ртути по сравнению с кадмием и уменьшенному влиянию теплового движения излучающих атомов, должна быть меньше, чем ширина красной линии кадмия при той же температуре, приблизительно в 1,4 раза. Другими словами, переход на зеленую линию ртути без всякого охлаждения источника света и без создания молекулярного пучка обеспечивал бы увеличение точности измерения длины в 1,4 раза.

Подобного рода работы велись во время войны в Германии, где были созданы лампы, наполненные отдельными изотопами криптона  $Kr_{84}$  и  $Kr_{86}$ . Значительное уменьшение ширины этих линий при охлаждении источника света жидким азотом позволило увеличить разность хода, при которой было возможно наблюдать интерференцию в 2,5 раза.

На основании проведенных работ возникла мысль о замене красной линии кадмия зеленой линией ртути. При этом Бюро стандартов США считало, что единственным источником света могла быть лампа с искусственной ртутью. Наши предварительные сравнения ширины зеленой линии  $Hg_{198}$  в новой лампе по данным, приведенным в литературе, с шириной соответствующей составляющей зеленой линии ртути, выделяемой интерференционным монохроматором, показали, что выделенное излучение имеет такую же высокую монохроматичность, как и зеленая линия искусственной ртути. Это обстоятельство заставило нас еще более уточнить свои предложения.

При этом пересмотре были внесены небольшие редакционные изменения в первые пункты наших предложений, с целью сделать эти предложения наиболее ясными. Более значительно был переработан последний пункт. В этом пункте мы постарались подчеркнуть два обстоятельства:

1) Переход на более простую линию обязателен, но только после того, как будет доказана на практике более высокая воспроизводимость ее длины волны. Это означает, что при непосредственном измерении меры длиной в 500 или 1000 мм с новой простой линией погрешность измерения должна быть меньше, чем при измерении той же меры по частям с помощью красной линии кадмия.

2) В соответствии с нашей спецификацией на воспроизведение длины волны красной линии кадмия указано, что при переходе на новую спектральную линию не должен стандартизоваться источник света и может быть принят любой путь получения строго монохроматического излучения. Это значит, что, в то время как в лабораториях бюро стандартов в Америке могли бы пользоваться, например, лампами, наполненными ртутью, состоящей только из одного изотопа, другие лаборатории могли бы взять источник света с обычной ртутью, выделить излучение, соответствующее этому изотопу ртути, с помощью интерференционного монохроматора и получить ту же точность при интерференционных измерениях длины. Несомненно, последний способ, не требующий трудоемких работ по разделению изотопов или созданию отдельных изотопов, был бы значительно проще, дешевле и доступнее широкому кругу лабораторий различных стран.

После переработки предложения ВНИИМ IX Генеральной конференции приняли следующий вид.

Предложение 1. Принимая во внимание, что источники света, дающие излучение одного изотопа, еще не получили в настоящее время широкого распространения, а красная линия кадмия в источниках света с неразделенными изотопами позволяет производить при интерференционных измерениях определение разности хода с весьма высокой точностью ( $10^{-8}$ ),—принять в качестве основы для определения метра в длинах световой волны длину волны красной линии кадмия в пустоте.

Предложение 2. Исходя из среднего результата прежних и новых исследований, который оказался совпадающим с числом, принятым VII Генеральной конференцией по мерам и весам, и который для длины волны красной линии кадмия в пустоте дает значение  $0,64402497 \cdot 10^{-6}$  м,—определить метр следующим образом: метр равен 1 552 734,83 длины волн красной линии кадмия в пустоте.

Предложение 3. Принять для воспроизведения длины волны красной линии кадмия спецификацию, указанную в приложении.

Предложение 4. Для поддержания международного единства измерений длин национальные лаборатории, которые воспроизводят у себя единицу длины, опираясь на длину световой волны, производят в установленные сроки при посредстве Международного бюро мер и весов сравнение результатов своих измерений, представляя в Бюро измеренные ими концевые и штриховые эталоны.

Предложение 5. Как только будет установлено, что другая монохроматическая линия, получаемая или от источника света с выделенным четным изотопом или путем выделения спектральным прибором одной из составляющих сложной спектральной линии, обеспечивает значительно более высокую точность при интерференционных измерениях длины,—принять длину волны этой линии за основную и приписать ей после сравнения с красной линией кадмия такое значение, чтобы метр сохранил установленное в предложении 2 определение, но мог бы воспроизводиться с большой точностью.

Подробный анализ исследований красной линии кадмия, обуславливающей принятое для нее значение длины волны и точность, с которой длина волны может воспроизводиться, приведен в нашей статье „Значение длины волны красной линии кадмия и стандартные условия ее воспроизведения“.

При обсуждении наших предложений на IX Генеральной конференции мер и весов осенью 1948 г. было решено отложить переход на новое определение метра до окончания работ по исследованию излучения простого состава, не имеющего сверхтонкой структуры.

Нам кажется, что причина отказа от принятия немедленного решения заключается в следующем.

1. Простые интерференционные методы измерения плоскопараллельных концевых мер и особенно мер длиной свыше 100 мм не имеют широкого распространения за пределами нашей страны, в частности, эти измерения не применяются и в Международном бюро мер и весов, поэтому к четвертому пункту наших предложений об организации международных сличений интерференционных измерений Международное бюро не было достаточно хорошо подготовлено.

2. В последнем пункте наших предложений намечены пути дальнейшего уточнения и изменения единицы длины на некоторый промежуток времени вперед. При первом ознакомлении могло показаться, что этот пункт вносит неопределенность в наши предложения. Мы считаем, что при переходе на длину световой волны в качестве единицы длины существенным является именно положение о том, что метр определяется числом длин волн основной длины световой волны. Замена одной основной световой волны другой, допускающей более точное воспроизведение, не сопровождается изменением единицы, но только ее уточнением. Точность воспроизведения единиц по мере развития техники должна увеличиваться, и желательно вносить указания о возможности дальнейшего уточнения воспроизводимой единицы там, где это можно предвидеть, в любое постановление об единицах.

3. Постепенно выяснилось, что наиболее простым методом измерения плоскопараллельных концевых мер является их непосредственное измерение на интерферометре с двумя интерферирующими пучками, целесообразный тип которого был разработан Кэстерсом. Однако расширение пределов измерения на подобном интерферометре, без внесения в него существенных изменений,



неизбежно требовало перехода к более узким линиям для того, чтобы с мерами большой длины, т. е. при большой разности хода, было возможно наблюдать интерференцию. Этим путем пошел и Кёстерс, совершенствуя не метод измерения, но источник света. В этих условиях переход к более монохроматичным линиям был необходим не только для того, чтобы увеличить точность измерения, но и для того, чтобы расширить пределы измерения, сохраняя ту же относительную погрешность, которая получалась и при измерении мер, не превышающих 100 мм.

Разработанный нами метод использует все преимущества метода Кёстера, но основывается на точном измерении длины трубчатого эталона, равной 100 мм, в котором имеет место многократное отражение лучей. Измерение разбивается на две части: 1) измерение длины этого эталона с наивысшей точностью, которое не обязательно повторять при каждом измерении, и 2) сравнение длины измеряемой меры, кратной эталону, с длиной этого эталона.

Этот метод не требует при увеличении пределов измерения увеличения разности хода, т. е. перехода к более узким линиям.

Таким образом, возможность сделать предложение о переходе на новую единицу длины самым тесным образом связано с успехом разработанного нами метода измерения плоскопараллельных концевых мер.

### 3. Возможность перехода на новое определение метра в нашей стране

В решениях IX Генеральной конференции, несмотря на отказ немедленно перейти на новую единицу длины, впервые с достаточной ясностью была установлена необходимость и возможность перехода на определение метра числом волн основной спектральной линии.

Как уже было выяснено, наиболее существенной частью этого перехода является отказ от прототипа метра. Прототип, как и национальные эталоны метра, представляет собою стержень из сплава иридия с платиной, имеющего мелкокристаллическую структуру. Весьма трудно представить себе, чтобы в таком сплаве не протекали, хотя бы и медленно, изменения его внутренней структуры, подобные тем, которые имеют место в плоскопараллельных концевых мерах и сопровождаются заметным изменением их длины. Таким образом, несмотря на все принимаемые меры предосторожности, единица длины, определяемая прототипом метра, с течением времени принципиально изменяется, хотя и очень медленно. Переход к метру, определенному числом световых волн, приводит нас от единицы длины, изменяющейся со временем, к неизменной естественной единице. Дальнейшие изменения, связанные с заменой одной основной длины световой волны другой, не будут изменять длины метра, но только уточнять ее, давая возможность воспроизводить ее с большой точностью.

Поскольку в 1927 г. уже была выбрана в качестве основной длины световой волны красная линия кадмия, то дальнейшие из-

менения и выбор другой спектральной линии должны быть связаны с красной линией кадмия. Поэтому самостоятельный переход в отдельной стране на любую другую основную длину световой волны не будет сопровождаться расхождением в значениях единицы длины, превышающим точность воспроизведения длины волны красной линии кадмия.

Из всех этих соображений ясно, что самостоятельный переход в СССР на новое определение метра числом длин волн красной линии кадмия возможен без расхождения в единицах длины между СССР и другими странами. Это тем более справедливо, что точные измерения длины плоскопараллельных концевых мер, необходимых для промышленности, во всем мире производятся интерференционными методами, т. е. через красную линию кадмия.

Заметим, что переход на новое определение метра практически будет сопровождаться изменениями методов работы только в лабораториях мер длины ВНИИМ и на первых стадиях мог бы проводиться распоряжениями по ведомству Комитета по делам мер и измерительных приборов.

#### 4. Положение с национальным эталоном метра СССР

Известно, что при сличении штриховых эталонов метра между собою вероятная погрешность не превышает  $\pm 0,12 \mu$ . Ширина штрихов на прототипе метра и эталонах в настоящее время равна  $8 \mu$ . Таким образом, установка на центральную часть штриха производится с точностью до  $0,015$  ширины штриха.

Предельная разрешающая сила, которая может быть достигнута с микроскопом, как известно, достигает  $0,3-0,5 \mu$ , т. е. вообще говоря, с помощью микроскопа возможно рассматривать строение штриха эталона метра.

Разрешающая сила микроскопа определяется формулой

$$d = \frac{\lambda}{A},$$

где  $\lambda$  — наименьшее разрешаемое микроскопом расстояние,

$A$  — численная апертура микроскопа.

Для того, чтобы при рассматривании в белом свете штрих шириною в  $8 \mu$  был на пределе разрешения, апертура микроскопа должна быть порядка  $0,07$ .

Микроскопы универсальных компараторов, применяемых при сличении эталонов метра между собою, имеют более высокую апертуру и позволяют рассматривать структуру штриха. В этих условиях сходимость измерений с точностью до  $0,1 \mu$  возможна только при неизменном освещении по вполне определенным правилам и при длительной согласованной работе измерителей. В процессе этой работы наблюдатели согласовывают свои измерения и как бы совместно выбирают, условливаются о том, что считать за середину штриха данного эталона. Достижимая высокая точность измерения как в Международном Бюро мер и весов,



так и в Главной палате мер и весов, а затем во ВНИИМ возможна только при весьма опытных измерителях, посвящающих все свое внимание изучению топографии штриха. В этих условиях совершенно обязательна преемственность в работе измерителей в эталонной штриховой лаборатории, необходима непосредственная передача личного опыта. Сохранение значения государственного эталона метра с такой высокой степенью точности включает в себя не только сохранение неизменности длины эталона, но и неизменности топографии штриха и сохранение опыта наблюдателей, в течение длительного времени занимающихся сличением штриховых эталонов.

Увеличение точности сравнения штриховых мер возможно поэтому только при значительном уменьшении ширины штрихов. Это обстоятельство заставило международное бюро мер и весов приступить к нанесению новых более узких штрихов на эталонах метра. Этот переходный момент следует считать наиболее удобным для того, чтобы перейти к установлению длины штриховых мер путем их сличения с концевыми мерами, измеренными в длинах световых волн. Если исходить при измерении штриховых мер из эталона метра, становятся необходимыми промежуточные сличения рабочих эталонов. При сличениях этих переходных эталонов погрешность будет накапливаться, увеличиваться. При непосредственном сличении измеряемой штриховой меры с концевой, измеренной в длинах световых волн, нет надобности в промежуточных эталонах и образцовых мерах, поэтому длина измеряемой штриховой меры будет установлена точнее, даже в том случае, если точность сличения штриховой меры с концевой окажется меньше точности, достигаемой при сличении двух штриховых мер.

### **5. Мероприятия, необходимые для осуществления перехода на новое определение метра**

Созданная во ВНИИМ интерференционная установка позволяет воспроизводить метр в виде плоскопараллельной концевой меры. Поверки плоскопараллельных концевых мер до 1 м, которыми пользуется промышленность, не вызывают поэтому затруднений. Вопрос может только стоять в этом отношении о возможности бесперебойного обслуживания промышленности.

Для этого необходимо постепенное создание подобных установок (или несколько видоизмененных) во ВНИИМ и в лабораториях Государственных институтов мер и измерительных приборов. Эти установки могли бы рассматриваться как рабочие интерференционные установки. В настоящее время при интерференционных измерениях длины концевых мер 1-го разряда, согласно ОСТ 85000-39, требуется предельная погрешность в 0,55 м на 1 м, что соответствует вероятной погрешности  $\pm 0,12$  м. Пользуясь красной линией кадмия, возможно повысить точность в 10 раз и довести погрешность до 0,01 м на 1 м. Для этого потребуется улучшение термостатных условий, измерение терми-

ческих коэффициентов линейного расширения измеряемых мер и, повидному, изменение формы концевых мер большой длины с тем, чтобы обеспечить большую жесткость и неизменность формы и, тем самым, длины меры. Развитие работ с интерференционным монохроматором и выделением более монохроматичных линий должно показать, не будет ли проще производить непосредственное измерение больших концевых мер, не прибегая к сравнению их длины с длиной трубчатого эталона, и должно разрешить вопрос о практических преимуществах выделяемых составляющих по сравнению с красной линией.

В области штриховых мер за последние годы встал вопрос об измерении шкал с особо узкими штрихами непосредственно в длинах световых волн без применения штриховых эталонов метра. Выясняется, что наиболее целесообразным методом является следующий.

Под неподвижным микроскопом перемещается штриховая мера, имеющая два штриха. Одновременно с мерой перемещается плоское зеркало. На салазках установлено неподвижное зеркало. С помощью интерференционных полос устанавливаем совпадение этих двух зеркал (или измеряем в длинах волн небольшое расстояние между ними) и устанавливаем нить микроскопа на штрих меры. Получаем первый отсчет по микроскопу. Отодвигаем подвижное плоское зеркало параллельно самому себе вместе с мерой вдоль по салазкам и устанавливаем плоскопараллельную концевую меру между неподвижным зеркалом и зеркалом, связанным со штриховой мерой так, чтобы поверхности меры были параллельны зеркалам. Добиваемся совпадения с помощью интерференционных полос одной из поверхностей плоскопараллельной концевой меры с поверхностью неподвижного зеркала (или измеряем в длинах волн расстояние между ними) и перемещаем штриховую меру вместе с связанным с ней зеркалом до совпадения поверхности этого зеркала со второй поверхностью меры. Перемещаем нить окулярного микрометра до совпадения со вторым штрихом меры. Получаем второй отсчет. Разность этих двух отсчетов дает разность длин штриховой и концевой меры.

Подобный прием с обнадеживающим успехом был применен в 1948 г. в лаборатории концевых мер, причем оптический контакт был заменен в предварительных опытах обычным контактом наконечника и контролировался с помощью оптиметра.

Имеются все основания думать, что этот метод обеспечит большую точность измерения по сравнению с методом боковиков, применяющихся со времен Фабри и Перо при сличении эталонов метра и метровой концевой меры на универсальном компараторе в работах по сравнению длины волны красной линии кадмия с метром.

Введение необходимых улучшений в измерительную машину со штриховой мерой, имеющуюся в лаборатории концевых мер ВНИИМ, и улучшение термостатных условий позволит обеспечить единство измерений по линии штриховых мер, не прибегая к штриховым эталонам метра.

В период перехода весьма полезно для всестороннего контроля над точностью измерения производить периодические измерения длины как государственного эталона, так и рабочих эталонов метра в длинах световых волн. Для этой цели полезно создать специальные меры, имеющие Н-образное сечение, плоскопараллельные торцевые поверхности и продольную среднюю поверхность, перпендикулярную к торцам, на которой должны быть нанесены штрихи. Конструкция подобных мер уже предлагалась М. Л. Бржезинским. В этом случае лаборатория штриховых мер будет производить все обычные сравнения штриховых эталонов метра со специальной штриховой мерой. Эти штрихо-концевые меры можно рассматривать как воспроизводимые эталоны длины, значение которых будет устанавливаться на основании периодических измерений этих мер в длинах световых волн.

В настоящее время наиболее ответственными поверками лабораторий штриховых мер являются проверки геодезических жезлов, необходимых в геодезии для измерения инварных проволок. Как только в геодезических учреждениях будут восстановлены или созданы вновь установки для измерения инварных проволок в длинах световых волн (24-метровый интерференционный компаратор), поддержание единства мер по линии геодезических измерений сведется к сличению интерференционной установки для измерения основного инварного или кварцевого жезла, длиной 1200 мм, с интерференционной установкой ВНИИМ. Другими словами, поддержание единства мер по линии геодезических измерений постепенно будет переходить от штриховых мер к концевым.

Из всего сказанного ясно, что, ограничиваясь точностью  $10^{-7}$  при воспроизведении единицы длины, можно немедленно перейти на новое определение метра в длинах световых волн. Достижение точности  $10^{-8}$  потребует небольшого переходного периода, посвященного улучшению и завершению установок, особенно по линии штриховых мер.

Дальнейшее повышение точности возможно только при замене красной линии кадмия новой более монохроматичной и требует проведения дополнительных работ по практическому применению отдельных составляющих спектральных линий при интерференционных измерениях.

### Выводы

1. Переход на новое определение метра и воспроизведение единицы длины в световых волнах с относительной погрешностью, не превышающей  $10^{-8}$ , не вызовет расхождения в единицах длины между СССР и другими странами, благодаря установленному соотношению между длиной волны красной линии кадмия и метром.

2. Состояние измерительных установок ВНИИМ по линии как концевых, так и штриховых мер обеспечивает возможность вос-

произведения метра в длинах световых волн с погрешностью, не превышающей  $10^{-7}$ , и позволяет перейти немедленно на новое определение единицы длины.

3. Для использования выгод этого перехода в отношении точности измерения длины до  $10^{-8}$  необходимо улучшение термостатных условий и внесение изменений и дополнений в соответствующие измерительные установки, предназначенные для измерения штриховых мер.

4. Для наиболее удобного проведения сличений результатов измерения на интерференционных установках по линии концевых мер и для удобного измерения штриховых мер в световых волнах необходимо создание специальных концевых и штрихо-концевых плоскопараллельных мер Н-образного сечения.

5. С целью дальнейшего увеличения точности измерения длины необходимо всемерно развивать работы по изысканию и исследованию излучений более монохроматичных, чем красная линия кадмия, и по созданию условий измерения длины с относительной погрешностью меньше, чем  $10^{-8}$ .

## ЗНАЧЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ КРАСНОЙ ЛИНИИ КАДМИЯ И СТАНДАРТНЫЕ УСЛОВИЯ ЕЕ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ

Соображения, приведенные в статье „Переход на определение единицы длины длиной световой волны“, выяснили преимущества определения метра в длинах световых волн. Было показано также, что красная линия кадмия по точности воспроизведения длины ее волны вполне удовлетворяет требованиям современной техники в отношении точности измерения длины.

Остановимся подробнее на вопросе о значении, которое следует принять для длины волны красной линии кадмия.

Любые изменения в определении единиц, которые действительно необходимо ввести, целесообразно производить таким образом, чтобы эти изменения как можно меньше отразились на практике измерений, проводимых в широких масштабах.

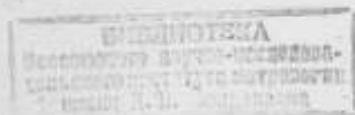
Генеральная конференция по мерам и весам в 1927 г. уже приняла за основную длину волны красной линии кадмия, положив ее в соответствии с измерениями Бенуа, Фабри и Перо в нормальном воздухе (температура 15° С, давление 760 мм, сухой воздух) равной

$$\lambda_n = 0,64384696 \cdot 10^{-6} \text{ м,}$$

считая это число правильным с точностью до последней значащей цифры.

После этого сравнение длины волны красной линии кадмия с прототипом метра через национальные эталоны метра было проведено еще семь раз в различных странах, причем последними из этих измерений являются измерения, проведенные в оптической лаборатории ВНИИМ.<sup>1</sup> Среднее из результатов всех этих сравнений дает в точности ранее принятое значение, хотя в результат, полученный Фабри и Перо, пришлось внести изменения вследствие последовавшего уточнения значения коэффициента термического расширения эталона метра, применявшегося при сличении.

<sup>1</sup> М. Ф. Романова, Г. В. Варлих, А. Ш. Карташев и Н. Р. Батарчукова, Измерения в области оптики, ВНИИМ, 1941. Доклады АН СССР, т. 37, № 2, 1942.





Погрешность результата всех проведенных сравнений длины волны красной линии кадмия с длиной прототипа метра такова, что позволяет ручаться только за седьмой десятичный знак в значении длины волны. Эта погрешность определяется в основном погрешностью сличения двух метровых штриховых мер.

Многочисленные работы по сравнению длины волны красной линии кадмия в различных лампах показали, что при всем разнообразии примененных источников света длина волны красной линии кадмия оставалась неизменной, если эти источники света излучали достаточно узкую спектральную линию и давали возможность наблюдать еще достаточно отчетливую интерференционную картину при разности хода около 200 м.м.

В 1927 г. была принята за основную длину волны длина волны красной линии кадмия в сухом воздухе при температуре 15° С и давлении 760 мм рт. ст. Позднее понятие нормального воздуха пришлось уточнить, указав содержание в нем углекислого газа. Точное выполнение условий, необходимых для воспроизведения нормального воздуха, встречает ряд затруднений. В то же время в последних работах по сравнению длины волны красной линии кадмия с прототипом метра было показано, что измерения длины волны можно производить в предельно разреженном воздухе или непосредственно приводить к этим условиям, т. е. к условиям, где все требования к составу, давлению и температуре воздуха отпадают. Возникает вопрос, какое значение должно быть принято для длины волны красной линии кадмия в разреженном воздухе.

В последних работах были произведены сравнения прототипа метра с длиной волны красной линии кадмия как в нормальном, так и в предельно разреженном воздухе. Из этих измерений, приведенных в табл. 1, может быть получено значение показателя преломления нормального воздуха.

Таблица 1

Год	Наблюдатель	$n_{кр}$
1934—1935	Сирс и Баррель	1,00027649
1935	Кёстерс	1,00027647
1941	{ М. Ф. Романова, Г. В. Варлих. А. И. Карташев и Н. Р. Батарчукова	1,00027645

Среднее из трех измерений, приведенных в табл. 1, дает следующее значение для показателя преломления нормального воздуха:

$$n_{кр} = 1,00027647.$$

Значение длины волны красной линии кадмия в разреженном воздухе  $\lambda_0$  может быть подсчитано по формуле:

$$\lambda_0 = n \lambda_n,$$



где  $\lambda_n$  — длина волны в нормальном воздухе, равная, в соответствии с средневзвешенным результатом всех девяти сравнений этой длины волны с прототипом метра,  $0,64384696 \cdot 10^{-6}$  м.

Отсюда следует, что

$$\lambda_0 = 0,64402497 \cdot 10^{-6} \text{ м}$$

и число длин волны  $\lambda_0$  в метре следует считать равным

$$1 \text{ м} = 1552734,83 \lambda_0.$$

Перейдем к установлению условий воспроизведения длины волны красной линии кадмия. Постановлением VII Генеральной конференции по мерам и весам для воспроизведения длины волны этой спектральной линии был стандартизован источник света в виде так называемой лампы Майкельсона, при этом были указаны размеры лампы, давление в ней воздуха и плотность тока.

Многочисленные дальнейшие исследования показали, что длина волны красной линии кадмия остается неизменной и в ряде других ламп, предложенных позднее и значительно более удобных в употреблении, как, например, в лампах с накалившимся катодом. Эти наблюдения, равно как и общие теоретические соображения, заставляют думать, что требования правильное предъявлять не к лампам, но к особенностям испускаемой спектральной линии.

Изменение длины волны спектральной линии или, точнее, ее эффективной длины волны может произойти при асимметричном расширении спектральной линии под действием приложенного высокого напряжения (начало расщепления) или под действием полей соседних светящихся атомов и атомов инертного газа, наполняющего трубку. Это асимметричное расширение возрастает при увеличении давления в лампе. Подобное расширение, зависящее от давления, наблюдается и для линий ртути и для линий криптона. Не составляет исключения и красная линия кадмия. Нам неоднократно приходилось наблюдать, что в лампах, наполненных неонам, при давлении, несколько большем 1 мм рт. ст. интерференционные полосы видны при большей разности хода для зеленой, голубой и фиолетовой линии кадмия, чем для красной линии кадмия, т. е. красная линия кадмия, соответствующая переходам с уровня энергии, удаленных от ядра атома, оказывается более чувствительной к увеличению давления, чем другие линии кадмия в видимой области спектра.

Особенно хорошо это асимметричное расширение заметно на красной линии кадмия в ртутно-кадмиевой дуге. На рис. 1 приведены интерференционные кольца красной линии кадмия, снятые с разделенным полем зрения от двух источников: кадмиевой лампы с накалившимся катодом (правая часть) и ртутно-кадмиевой дуги (левая часть).

Этот снимок вместе с тем показывает наглядно, что смещение максимума в спектральной линии сопровождается значительным расширением линии и уменьшением видимости интерференционных полос.

Основной причиной, вызывающей расширение спектральной линии, является тепловое движение светящихся атомов. В том случае, если нет направленного движения атомов, расширение спектральной линии будет симметричным. Величина этого расширения может быть подсчитана по известной формуле

$$\Delta\lambda = \frac{2\lambda}{c} \sqrt{\frac{2RT}{A}},$$

где  $R$ —газовая постоянная,  $T$ —абсолютная температура,  $c$ —скорость света,  $A$ —атомный вес элемента.

Принимая во внимание, что упругость паров кадмия позволяет наблюдать достаточно интенсивную красную линию кадмия при температуре около 300°С, следует принять половинную ширину этой линии в любой лампе порядка

$$\Delta\lambda = 0,0110 \text{ \AA}.$$



Рис. 1.

Заметим, что такого же порядка ширина линии и в лампе Майкельсона.

Если остановиться для красной линии кадмия на этой ширине, то возможность смещения линии под влиянием давления будет исключена ввиду малости.

Асимметричное расширение линии, зависящее от давления, может наблюдаться для любой спектральной линии, независимо от того, будет ли линия простой или обладающей сверхтонкой структурой.

В случае сложной линии могут быть дополнительные причины, вызывающие смещение в распределении интенсивности в интерференционном максимуме, которые приводят к измененному эффективному значению длины волны при подсчетах ее величины по наблюдению интерференционных полос, причем это изменение эффективной длины волны будет зависеть от разности хода.

Нашими работами еще в 1933 г.<sup>1</sup> удалось показать (применяя источник света с полым катодом и интерференционные эталоны типа Фабри и Перо высокой разрешающей силы) наличие весьма узкой сверхтонкой структуры в красной линии кадмия. Путем многочисленных измерений спектрограмм были установлены следующие составляющие сверхтонкой структуры:

$$-0,0035 \text{ \AA}, 0, +0,0035 \text{ \AA}, +0,0095 \text{ \AA}.$$

Позднее ту же структуру нам удалось наблюдать в лампе с накаленным катодом с помощью высококачественной плоскопараллельной пластинки из плавленого кварца толщиной в 15 мм с полупосеребренными поверхностями. На рис. 2 приведены для

<sup>1</sup> М. Ф. Романова и А. А. Ферхманн, Доклады АН СССР, 1933, № 2.

примера три интерференционные максимума различных порядков, на которых можно заметить указанную структуру.

Точность воспроизведения длины волны спектральной линии увеличивается при уменьшении ее ширины, но—поскольку красная линия кадмия имеет сверхтонкую структуру—не следует

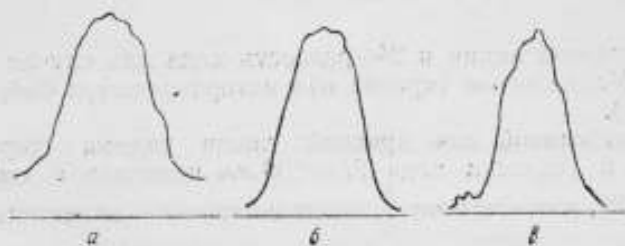


Рис. 2.

требовать, чтобы ее ширина была меньше, чем расстояние между составляющими. Предложенная выше ширина

$$\Delta\lambda = 0,0110 \text{ \AA},$$

легко достигаемая в обычно применяемых лампах, удовлетворяет этому условию.

Но, как уже упомянуто, эффективная длина волны может изменяться с разностью хода, и величина этого изменения будет различна для интерферометров различного типа. Необходимо поэтому указать, при какой разности хода и с каким интерферометром следует наблюдать основную длину световой волны.

В спецификации, предложенной ВНИИМ, основную длину волны предлагается наблюдать при разности хода в 200 м.м, применяя эталон Фабри и Перо из-за его простоты и высокой разрешающей силы, которую он имеет в условиях, указанных в спецификации.

Ширину спектральной линии легче всего установить путем фотометрирования интерференционной картины и определения видимости интерференционных колец.

Для этой цели была подсчитана зависимость отношения  $\frac{I_1}{I_2}$  от разности хода и ширины спектральной линии, где  $I_1$  и  $I_2$ —интенсивность света в интерференционном минимуме и максимуме.

На рис. 3 изображены кривые зависимости отношения  $\frac{I_1}{I_2}$  от

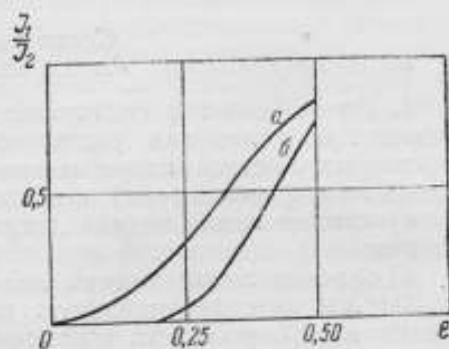


Рис. 3.

величины  $\epsilon$  при расширении спектральной линии вследствие теплового движения светящихся атомов. Значение  $\epsilon$  определяется соотношением

$$\epsilon = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} (\ln 2)^{-\frac{1}{2}} 2l,$$

где  $\Delta\lambda$ —ширина линии и  $2l$ —разность хода для случая интерферометра Майкельсона (кривая *a*) и интерферометра Фабри и Перо (кривая *b*).

При выбранной для красной линии кадмия ширине  $\Delta\lambda = 0,010 \text{ \AA}$  и разности хода  $2l = 200 \text{ мм}$  величина  $\epsilon$  оказывается равной 0,32, и отношение  $\frac{I_1}{I_2}$ , определяющее видимость, равно  $\frac{I_1}{I_2} = 0,2$ .

Кривые рис. 3 показывают вместе с тем, что при выбранной ширине линии дальнейшее увеличение разности хода будет сопровождаться быстрым уменьшением видимости интерференционных полос. Принимая во внимание наличие сверхтонкой структуры, можно остановиться на отношении  $\frac{I_1}{I_2} = 0,3$ .

На основании изложенных соображений ВНИИМ предложил следующую спецификацию для воспроизведения длины волны красной линии кадмия, значительно отличающуюся от спецификации, принятой VII Генеральной конференцией по мерам и весам.

#### *Спецификация на воспроизведение длины волны красной линии кадмия*

1. Длина волны красной линии кадмия может воспроизводиться газосветными лампами различных типов (за исключением тех, в которых имеется направленное движение светящихся атомов вдоль линии наблюдения) при соблюдении следующих условий:

- а) красная линия кадмия должна быть свободна от самообращения;

- б) красная линия кадмия должна давать при разности хода в 200 мм интерференционную картину, в которой отношение минимума интенсивности к максимуму равняется 0,3.

2. Проверка соблюдения условий, указанных в п. 1, осуществляется путем микрофотометрического исследования интерференционной картины, получаемой при помощи эталона Фабри и Перо длиной в 100 мм, имеющего зеркала с коэффициентом отражения 92—94%.

М. Ф. РОМАНОВА и А. И. КАРТАШЕВ

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ УСТАНОВКИ ДЛЯ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ МЕТРА В ДЛИНАХ СВЕТОВЫХ ВОЛН

### Введение

В начале XX века появились новые меры длины в виде плоскопараллельных стальных плиток. Эти меры можно измерять с более высокой точностью, чем штриховые меры, во-первых, вследствие высокой точности изготовления ограничивающих меры поверхностей и, во-вторых, вследствие возможности применять точные интерференционные методы измерения их длины.

Широкое распространение плоскопараллельных концевых мер длиной от 1 до 100 мм и развитие интерференционных методов измерения длины вызвало необходимость установить соотношение между метром и одной из длин световых волн, которую можно было назвать основной или первичной длиной световой волны.

Основной длиной световой волны была выбрана длина волны красной линии кадмия. На основании непосредственных сравнений этой длины волны с прототипом метра значение длины волны красной линии кадмия в воздухе при нормальных условиях и применении стандартной лампы было принято равным

$$\lambda_n = 0,64384696 \cdot 10^{-6} \text{ м}$$

с точностью до последней значащей цифры.

Таким образом, единица длины—метр—имеет по существу два определения: одно, менее точное, как расстояние между штрихами на прототипе метра, и другое, более точное, как число длин волн красной линии кадмия.

Между этими двумя определениями не было бы противоречия, если бы прототип метра действительно был неизменным. Если же прототип метра с течением времени изменится более чем на  $1 \cdot 10^{-7}$  своей длины, — два определения метра разойдутся.

Второе определение метра применяется при интерференционных измерениях длины плоскопараллельных концевых мер.



До последнего времени как у нас, так и за границей были широко распространены концевые меры длиной только до 100 мм. Причиной этому было то, что интерференционная картина с красной линией кадмия, а также и с другими наиболее монохроматичными линиями (линиями криптона) была видна достаточно отчетливо только до разности хода порядка 200 мм. Однако развивающаяся техника требовала таких же точных мер длиной более 100 мм. Таким образом, потребовалось расширить применение интерференционных измерений на измерение мер длиной свыше 100 мм. Если при этих измерениях попрежнему считать основной длину волны красной линии кадмия, то для измерения больших мер остается применить те же методы, которые были применены при сравнении метра с длиной световой волны. В этом случае производилось или измерение меры по частям или сравнение длин большой и малой мер, находящихся в кратном отношении.

Однако эти методы, примененные при сравнении метра с длиной световой волны, отличались сложностью, были длительны и непригодны для текущих измерений.

Нами еще в 1939 г. был предложен быстрый метод подобных измерений.<sup>1</sup> Высокая точность, простота и удобство этого метода были подтверждены его испытанием на интерферометре Кестерса с удлиненной колонкой, перед щелью которого был установлен трубчатый эталон. Таким путем было возможно измерять меры длиной только до 500 мм.

Для того чтобы распространить предложенный метод на меры большей длины, был сконструирован большой горизонтальный интерферометр, основанный на том же принципе, позволяющий измерять меры длиной до 1 м.

Метод сводился к измерению по кольцам равного наклона длины трубчатого эталона, приблизительно равной 100 мм, и к сравнению длины измеряемой меры, номинальная длина которой в  $m$  раз больше 100 мм, с длиной трубчатого эталона, увеличенной в  $m$  раз.

Применение только одного трубчатого эталона длиной в 100 мм было возможно потому, что наборы больших концевых мер содержат в основном меры кратные 100 мм, а именно: 200, 300, 400, 500, 600, 700, 800, 900 и 1000 мм.

## 1. Интерференционная установка для абсолютных измерений концевых мер длиной до 1000 мм

Интерференционная установка была основана на предложенном нами ранее методе скрещивания интерферометра с многократно разделенными пучками лучей и интерферометра с двумя пучками интерферирующих лучей. Для распространения этого метода на меры длиной до 1000 мм был сконструирован еще в 1940 г. большой горизонтальный интерферометр, в разработке

<sup>1</sup> М. Ф. Ромазова и А. И. Карташев, „Журнал ОМП“, 1939, № 7—8.



конструкции которого деятельное участие принимал Г. В. Варлих.

В 1941 г. интерферометр был изготовлен на заводе „Эталон“. Восстановить и пустить в работу интерферометр удалось только в 1946 г.

Оптическая схема интерферометра изображена на рис. 1. Свет от лампы накаливания  $O_1$  (6—8 В) направляется конденсором  $K_1$  на прямоугольную щель  $D_1$ , ширину которой можно регулировать. Щель находится в фокальной плоскости коллиматорной линзы  $L_1$ . Далее на пути параллельного пучка, выходящего из линзы  $L_1$ , установлен трубчатый эталон  $T$ , представляю-

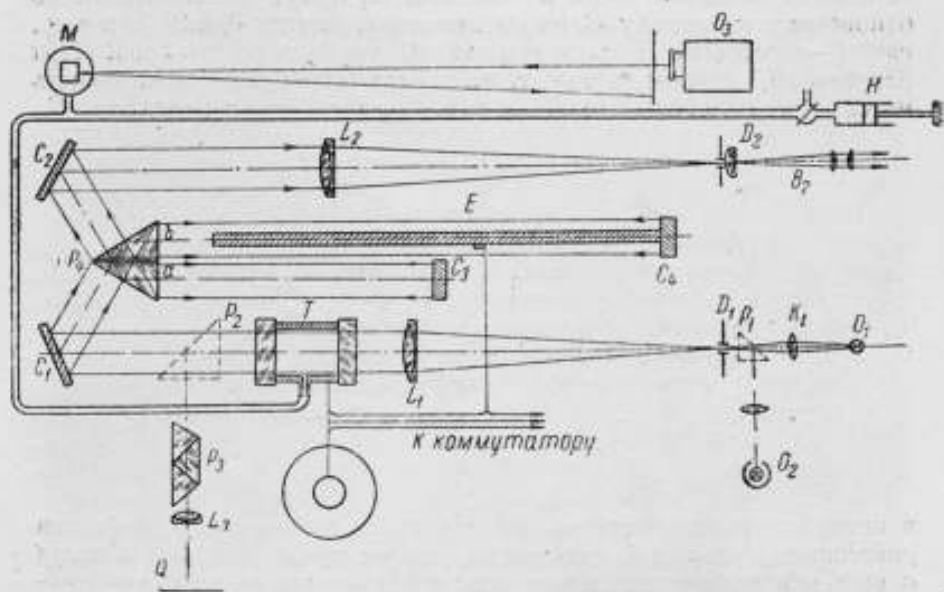


Рис. 1.

щий собой стальную трубу диаметром 58 мм с параллельно полированными торцами, к которым притерты плоские стеклянные пластины со слоем серебра, нанесенного катодным распылением. Пучок лучей, пройдя через трубчатый эталон  $T$  и претерпев в нем многократные отражения, направляется при помощи зеркала  $C_1$ , установленного под углом  $30^\circ$ , на двойную призму  $P_2$ . Двойная призма является видоизменением разделяющей пластинки и полупосеребренная грань одной из половин этой призмы делит падающий пучок на две части  $a$  и  $b$ . Двойная призма установлена так, что часть пучка  $a$  направляется на стальную пластинку  $C_2$ , часть пучка  $b$  на измерительную плоскость меры  $E$  и плоскость стальной пластинки, притертой ко второй измерительной поверхности меры. Зеркало  $C_3$  и мера  $E$  установлены так, что пучки  $a$  и  $b$ , отразившись от плоскости зеркала  $C_2$  и измеритель-

ных плоскостей меры и пластинки  $C_4$  попадают обратно в двойную призму  $P_4$  и после отражений в ней соединяются и падают на зеркало  $C_2$ , установленное соответственно зеркалу  $C_1$ . После отражения от зеркала  $C_2$  лучи проходят через линзу  $L_2$  и собираются в ее фокальной плоскости на щели  $D_2$ .

Описанная выше оптическая схема дает возможность наблюдать интерференционные полосы переналожения в белом свете, по расположению которых можно судить о разности между кратными значениями длины трубчатого эталона и длиной измеряемой концевой меры. Интерференцию пучков  $a$  и  $b$  можно наблюдать в белом свете в тех случаях, когда свободная поверхность концевой меры и пластинки  $C_4$  будут расположены по отношению к зеркалу  $C_2$  на расстояниях, равных  $0, l, 2l, 3l$  и т. д., где  $l$ —расстояние между зеркалами трубчатого эталона. При расстоянии, равном нулю, т. е., когда свободная поверхность меры или пластинки лежит в одной плоскости с зеркалом  $C_2$ ,

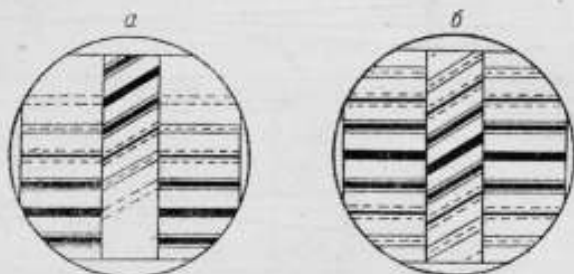


Рис. 2.

в интерференции участвует вся совокупность пучков  $a$  и  $b$ ; при расстоянии, равном  $l$ , интерферируют те лучи, которые в части  $a$  еще при прохождении через эталон претерпели на одно отражение меньше (для свободной плоскости меры) или больше (для пластинки  $C_4$ ), чем в части  $b$ ; при расстоянии, равном  $2l$ , соответственные разности в числе отражений внутри эталона должны быть равны двум, при расстоянии  $3l$ —трем, и т. д. При соблюдении этих условий, по возвращении обоих пучков в двойную призму, разность разностей хода этих пучков становится равной нулю, и интерференционные полосы могут наблюдаться в белом свете.

Если зеркало  $C_2$  делит меру  $E$  на части, кратные длине  $l$  трубчатого эталона, и с помощью специального регулирующего механизма поверхности меры наклонены по отношению к зеркалу  $C_2$ ,—интерференция всей совокупности пучков, многократно отраженных внутри эталона, позволяет наблюдать две системы окрашенных полос в белом свете.

Эти полосы в поле зрения прибора будут расположены на поверхности меры и пластинки  $C_4$ , причем смещение между ахроматическими полосами двух систем полос соответствует

разности между кратным значением длины трубчатого эталона  $ml$  и длиной концевой меры  $L$

$$ml - L.$$

На рис. 2, а изображено расположение полос в поле зрения прибора в данном случае. Если изменить длину трубчатого эталона на величину  $\delta$  так, чтобы

$$m(l - \delta) - L = 0,$$

то измерение длины меры  $L$  сведется к измерению длины трубчатого эталона и малой разности  $\delta$ . Изменение длины трубчатого

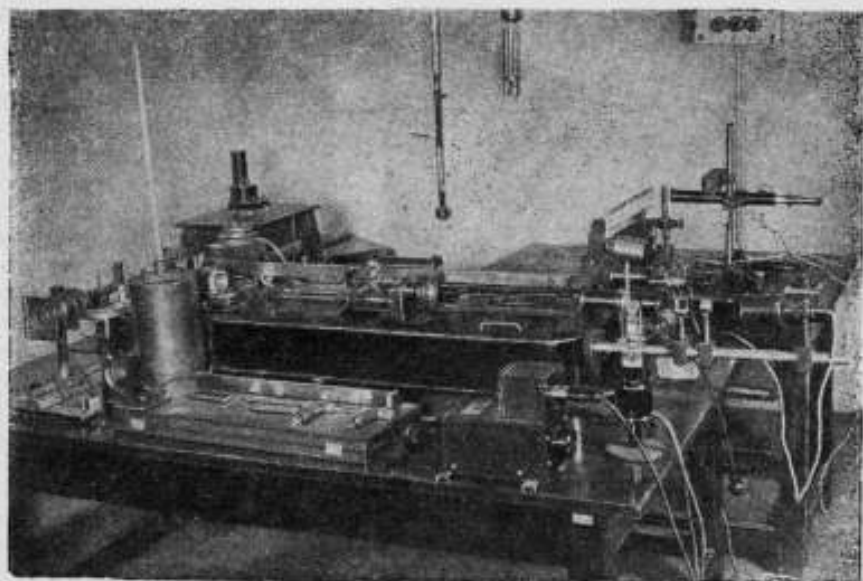


Рис. 3.

эталона достигалось путем незначительного изменения давления воздуха внутри эталона  $T$  (рис. 1) с помощью насоса  $H$ , соединенного с трубчатым эталоном резиновым шлангом. Наблюдая за интерференционными полосами и действуя насосом  $H$ , можно было добиться совпадения ахроматических полос обеих систем (рис. 2, б).

Уменьшение длины трубчатого эталона  $\delta$ , соответствующее моменту компенсации, определялось с помощью микроанометра  $M$  и зрительной трубы  $O_a$  (рис. 1). Применение такого метода компенсации стало возможным после того, как длина трубчатого эталона была предварительно подогнана до размера

$$100 \text{ мм} + 1,5 \mu,$$

для того чтобы величина разности  $\delta$  была невелика.

Измерение длины трубчатого эталона  $T$  производится непосредственно в длинах световых волн линий кадмия и криптона, путем измерения диаметра колец равного наклона, фотографируемых камерой с объективом  $L_2$ . Источниками света  $O_2$  в этом случае являлись кадмиевая лампа с накаливаемыми электродами и газосветная трубка с криптоном. При включении призм  $P_1$  и  $P_2$  на фотопластинку  $Q$  проектируются интерференционные кольца

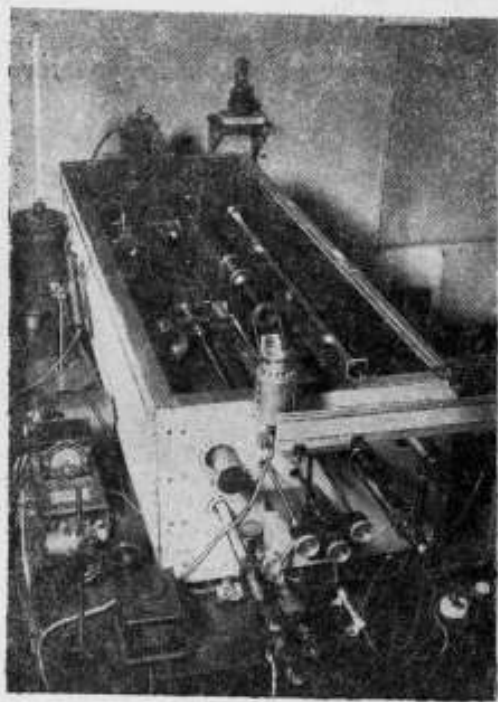


Рис. 4.

равного наклона в спектре кадмия или криптона, получаемого с помощью призмы  $P_3$ .  
Общий вид интерферометра изображен на рис. 3.

Для создания условий, наиболее близких к нормальным, и поддержания постоянной температуры во время измерения вся установка находилась в термостатном помещении, электрооборудование которого давало возможность поддерживать температуру длительное время с точностью до десятых долей градуса. Установка (рис. 4) была помещена в ящик с двойными алюминиевыми стенками, расстояние между которыми было равно 50 мм. Юстировка мер и установка зеркала  $C_2$  (рис. 1) производилась с помощью механизмов,

рукоятки которых были выведены за пределы ящика. В этих условиях температура мер и трубчатого эталона могла поддерживаться с точностью нескольких тысячных градуса в течение одного часа.  
Измерение температуры производилось с помощью калориметрического термометра  $t$  (рис. 5), помещенного в специальное термостатическое устройство  $H$ . Термостат  $H$  представляет собой латунный цилиндр с нагревательной обмоткой. Внутри цилиндра находится сосуд Дюара  $D$ , наполненный керосином, в который погружен резервуар калориметрического термометра. На резервуаре находится кольцо  $A$  из красной меди, являющееся холодным спаем термодпар  $B$  и  $C$ , соединенных с трубчатым эталоном и с концевой мерой. Для обеспечения более равномерного распределения температуры в жидкости резервуар термометра окру-

жен цилиндром  $Q$  из красной меди, подвешенным на фибровых ленточках.

Для определения температуры меры  $E$  и трубчатого эталона  $T$  была применена система термопар медь-константан, состоящая из одного холодного спая, входящего в кольцо  $A$ , и двух горячих, впаиванных в контактные пластины  $B$  и  $C$ , горячие спай могли попеременно приключаться через коммутаторный ключ  $K$  к гальванометру  $G$ . Градуировка термопар производилась на основании

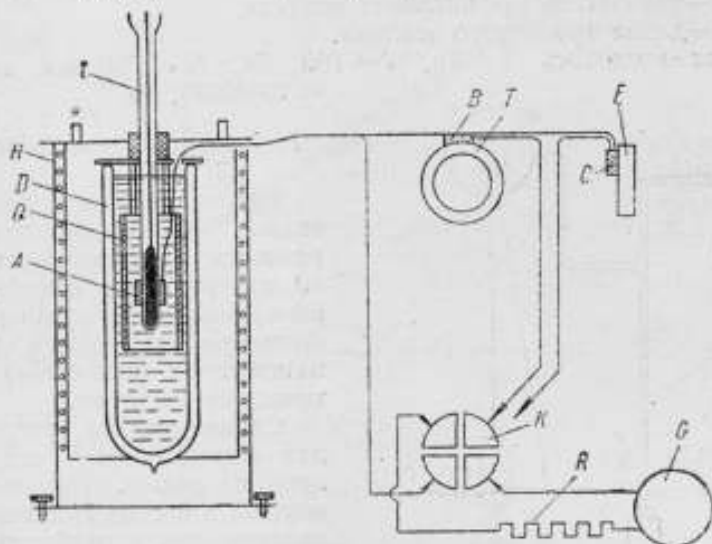


Рис. 5.

наблюдения отсчетов по гальванометру при различных значениях разности температур в пределах до  $\pm 1^\circ$ . Горячий спай исследуемой термопары при этом помещался во второй сосуд Дюара, заполненный керосином, температура которого измерялась с помощью образцового термометра.

Градуировка дала следующие результаты.

Термопара  $B-A$ :  $\Delta t = -0,002^\circ + 0,00582\gamma$ ,

Термопара  $C-A$ :  $\Delta t = +0,006^\circ + 0,00582\gamma$ ,

где  $\Delta t$  — разность температур и  $\gamma = n_1 - n_2$  — разность отсчетов по шкале гальванометра.

## 2. Определение разности $\delta$ с помощью микроанометра

Как уже было указано, разность  $\delta$  не должна быть большой, так как в противном случае было бы затруднительно простым методом определить ее величину. В нашем случае величина разности  $\delta$  не превышала 2–3  $\mu$ . Для определения этой разности был

применен метод компенсации, путем понижения давления воздуха в трубчатом эталоне.

Величина  $\delta$  и изменение давления  $\Delta H$  связаны следующим соотношением:

$$\Delta H = \frac{H\delta}{(n-1)l}, \quad (1)$$

где  $H$  — исходное давление,  
 $n$  — показатель преломления воздуха,  
 $l$  — длина трубчатого эталона.

Если положить  $\delta = 3 \mu$ ,  $l = 100$  мм,  $H = 760$  мм,  $n - 1 = 0,000293$ , то

$$H = \frac{760 \cdot 0,003}{0,000293 \cdot 100} = 78 \text{ мм.}$$

Из полученного значения видно, что нужно измерять разность давлений порядка 80 мм ртутного столба. Для измерения этой разности был применен мембранный микроманометр с объективным оптическим отсчетом.

Схема работы устройства для определения  $\delta$  представлена на рис. 6. При помощи поршня в насосе  $H$  изменяется давление как в трубчатом эталоне  $T$ , так и в соединенной с ним камере микроманометра  $M$ ; при этом зеркало, соединенное с мембраной микроманометра, поворачивается. Отсчет поворота зеркала микроманометра производится по шкале  $C$ , на которую спроектировано изображение нити осветителя  $O$  после отражения от зеркала микроманометра.

Градуировка микроманометра производилась при наблюдении интерференционных полос на поверхности стомиллиметровой меры в монохроматическом свете. При изменении давления интерференционные полосы на поверхности меры смещались по отношению к полосам на пластине, к которой мера притерта. Изменяя смещение каждый раз на одну интерференционную полосу, наблюдали отклонение по шкале микроманометра. Таким образом были произведены наблюдения в свете следующих линий: кадмий  $\lambda 6438$ ,  $\lambda 5086$  и ртуть  $\lambda 5461$ .

На основании этих измерений была построена кривая зависимости изменения оптической длины трубчатого эталона  $\delta$  от показаний микроманометра (рис. 7). Из рисунка можно видеть, что отклонение по шкале на 1 мм соответствует изменению оп-

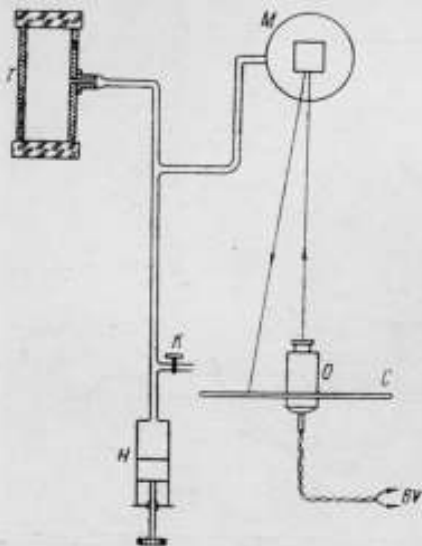


Рис. 6.



тической длины на 0,014  $\mu$ . Если оценивать показания по шкале с точностью до 0,1 мм, то изменение длины трубчатого эталона при изменении давления можно определять с точностью до 0,0014  $\mu$ , что является вполне достаточным, так как соответствует погреш-

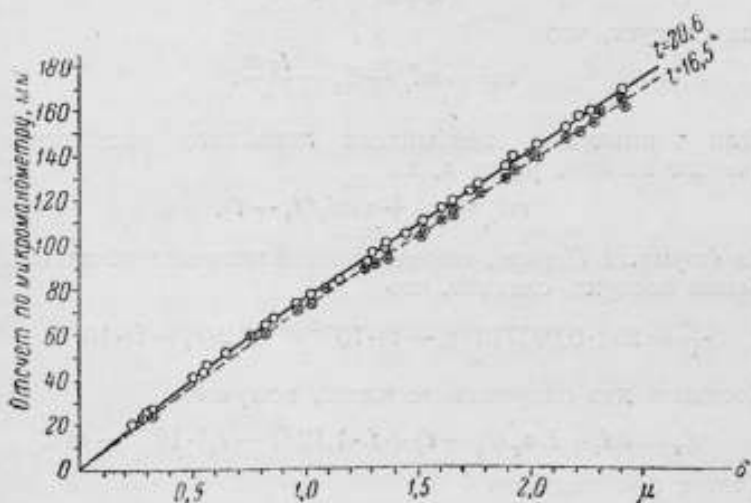


Рис. 7.

ности определения длины трубчатого эталона  $L$  по интерференционным кольцам.

Было выяснено, что показания микроманометра немного зависят от температуры, поэтому полная градуировка микроманометра была произведена при двух различных температурах. Полученные данные приведены на рис. 7.

### 3. Измерение длины меры на интерферометре

Измерение меры на интерферометре сводится к измерению длины  $l$  трубчатого эталона по кольцам равного наклона и измерению уменьшения  $\delta$ —оптической длины трубчатого эталона по наблюдению отклонения по микроманометру в момент компенсации.

В случае, если температура меры и трубчатого эталона одинаковы,

$$L_t = m(l_t - \delta),$$

где  $l_t$ —длина трубчатого эталона при температуре  $t$ ,

$L_t$ —длина концевой меры при той же температуре.

Обычно температура трубчатого эталона  $t_1$  немного отличается от температуры меры  $t$ , причем разность температур  $t_1 - t$  не превышает нескольких сотых долей градуса. Вследствие различия температур длина волны одной и той же спектральной линии внутри трубчатого эталона будет отличаться от длины волны

вблизи меры. Разность хода  $m\delta$ , выраженная в длинах волны, будет равна в этом случае

$$\frac{ml_{t_1}}{\lambda + \Delta\lambda} - \frac{L_{t_1}}{\lambda},$$

откуда следует, что

$$m\delta = ml_{t_1} - L_{t_1} - \frac{L_{t_1}\Delta\lambda}{\lambda}.$$

Если термический коэффициент линейного расширения для трубчатого эталона равен  $\alpha$ , то

$$ml_{t_1} = ml_t + \alpha ml_t (t_1 - t).$$

Из формулы Перара, определяющей значение показателя преломления воздуха, следует, что

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 292 \cdot 0,003716 (t_1 - t) \cdot 10^{-6} = 1,12 (t_1 - t) \cdot 10^{-6}.$$

Соединяя два поправочные члена, получаем

$$L_{t_1} = ml_{t_1} + L\alpha_T(t_1 - t) + L \cdot 1,12 (t_1 - t) \cdot 10^{-6} - m\delta.$$

Считая приближенно

$$\alpha_T - 1,12 \cdot 10^{-6} \approx 10 \cdot 10^{-6},$$

получим

$$L_{t_1} = ml_{t_1} - m\delta + L(t_1 - t) \cdot 10^{-6}. \quad (2)$$

#### 4. Измерение длины трубчатого эталона

Интерференционная установка предназначалась для измерения длины с предельной точностью. Но, как уже было упомянуто, относительная предельная погрешность воспроизведения красной линии кадмия в лампах, где изотопы не разделены, равна  $10^{-8}$ . Следовательно, установка должна была обеспечить возможность измерения мер с указанной точностью. Так как длина измеряемой меры была кратной длине трубчатого эталона, то точность измерения меры зависела в основном от точности измерения длины трубчатого эталона. Поэтому при исследовании установки было необходимо прежде всего измерить длину трубчатого эталона, определить точность этих измерений и сделать заключение относительно неизменности длины трубчатого эталона во времени.

Было сделано четыре снимка интерференционных колец для линий кадмия и криптона с помощью спектрографа, коллиматор которого был заменен коллиматором интерферометра. В связи с большим числом линий в спектре криптона пришлось взять достаточно узкую щель спектрографа. Экспозиции при фотографировании красной линии кадмия были достаточно длительными и достигали четверти часа, так как применялись пластинки изохром, а не специально чувствительные пластинки. Экспонирование линий

в желтой, зеленой и фиолетовой областях можно было производить быстрее, затрачивая на это не более 30 сек. на снимок.

Снимки были произведены при следующих условиях.

№ 1. Температура по термометру (средняя из начальной и конечной)  $20,723^{\circ}\text{C}$ , разность температур трубчатого эталона и термометра (средняя из начальной и конечной), определенная с помощью термопары,  $+0,250^{\circ}\text{C}$ . Отсюда температура трубчатого эталона равняется  $t = 20,973^{\circ}\text{C}$ . Давление воздуха, определенное с помощью барометра, равно  $765,0_0$  мм и влажность, определенная с помощью психрометра, равна  $e = 5,4$  мм.

№ 2. Температура трубчатого эталона  $t = 20,750^{\circ} + 0,099^{\circ} = 20,849^{\circ}\text{C}$ . Барометрическое давление  $H = 756,3_0$  мм, влажность воздуха  $e = 5,4$  мм.

№ 3.  $t = 18,887 + 0,126 = 19,013^{\circ}\text{C}$ ,  $H = 757,6_5$  мм,  $e = 4,1$  мм.

№ 4.  $t = 18,244 + 0,607^{\circ} = 18,851^{\circ}\text{C}$ ,  $H = 764,7_5$  мм,  $e = 3,0$  мм.

Изменение температуры эталона во время съемки доходило до  $0,009^{\circ}$  вследствие неблагоприятных температурных условий в термостатном помещении. Такое изменение при коэффициенте расширения трубчатого эталона, равном  $11,1 \cdot 10^{-6}$ , вызвало изменение его длины на  $0,01$  м.

Для дальнейших вычислений было необходимо знать поправку, которую следует внести в вычисления в связи с тем, что длины волн в условиях опыта отличались от длин волн, соответствующих нормальным условиям:  $t = 20^{\circ}\text{C}$ ,  $H = 760$  мм,  $e = 10$  мм, содержание углекислоты  $0,03\%$ . Эта поправка вычислялась нами из формулы Перара для показателя преломления воздуха, приведенной для наших целей к следующему виду:

$$\Delta_1 = l \cdot (-0,361 \cdot \Delta H + 0,938 \Delta t + 0,054 \cdot \Delta e) 10^{-6}, \quad (3)$$

где  $\Delta H = H - 760$  мм,  $\Delta t = t - 20^{\circ}$  и  $\Delta e = e - 10$  мм.

Для рассматриваемых четырех случаев поправка  $\Delta_1$  была равна значениям, приведенным в табл. 1.

Таблица 1

Значение поправки  $\Delta_1$

№ снимка	$\Delta_1$ , м
1	-0,114
2	+0,186
3	-0,040
4	-0,317

Для определения длины эталона измерялись диаметры интерференционных колец для красной линии кадмия ( $\lambda 6438$ ), а также для ряда других линий кадмия и криптона, а именно: кадмий  $\lambda 5086$ ,  $\lambda 4678$  и криптон  $\lambda 5649$ ,  $\lambda 5562$  и  $\lambda 5872$ . По измеренным

диаметрам колец определялась дробная часть числа полуволи, укладываемых в длине трубчатого эталона по формуле

$$z = \frac{lR_p^2}{f^2\lambda} - (p-1),$$

где  $l$  — длина трубчатого эталона,  
 $f$  — фокусное расстояние объектива фотокамеры,  
 $R_p$  — радиус  $p$ -го кольца.

В наших условиях  $f=225$  мм и  $l=100$  мм. При измерении принимались во внимание все кольца, начиная от первого до четвертого или пятого.

Для различных длин волн были получены значения дробных частей  $\epsilon_p$ , приведенные в табл. 2.

Таблица 2

Наблюдаемые дробные части  $\epsilon_p$

$\lambda$ № снимка	6438	5872	5649	5562	5086	4678
1	0,811	0,752	0,596	0,329	0,550	0,369
2	—	0,274	0,851	0,593	0,634	0,349
3	—	0,221	0,497	0,996	—	—
4	0,204	—	0,016	0,598	—	—

Для определения целого числа полуволи, укладываемых в длине трубчатого эталона, методом совпадения дробных частей сопоставлялись наблюдаемые дробные части  $\epsilon_p$ , приведенные в табл. 2, с вычисленными дробными частями  $\epsilon_p$  для тех же длин волн. Для этой цели значения длин волн кадмия и зеленой линии криптона, соответствующие температуре 15° С, были пересчитаны на температуру 20° С. При пересчетах были приняты во внимание последние измерения длины волны красной линии кадмия в разреженном воздухе и при нормальных условиях.

Таблица 3

Значение длин волн при  $t=20^\circ\text{C}$ ,  $H=760$  мм,  
 $e=10$  мм и содержания углекислоты 0,03%

Красная линия кадмия . . . . .	0,54385036 $\mu$
Зеленая . . . . .	0,50858502 $\mu$
Фиолетовая линия кадмия . . . . .	0,46781753 $\mu$
Желтая линия криптона . . . . .	0,58709463 $\mu$
Желто-зеленая линия криптона . . . . .	0,56495924 $\mu$
Зеленая линия криптона . . . . .	0,55622551 $\mu$

Полагая приближенно длину трубчатого эталона равной 100,001 мм, подсчитываем для всех приведенных спектральных линий дробные части  $\epsilon_p$  числа полуволи, укладываемых в длине трубчатого эталона (табл. 4).

Вычисленные дробные части  $\varepsilon_2$ 

$\lambda$	6438 Å	5871 Å	5649 Å	5562 Å	5086 Å	4678 Å
$\varepsilon_2$	0,288	0,992	0,379	0,983	0,841	0,384

Для сопоставления наблюдаемых дробных частей с вычисленными необходимо привести наблюдаемые дробные части  $\varepsilon_2$  для всех длин волн к нормальным условиям, т. е. 20° С, 760 мм барометрического давления и 10 мм упругости водяного пара. Для этого надо воспользоваться поправками, приведенными в табл. 1. Кроме того, необходимо ввести поправку на изменение длины трубчатого эталона с температурой.

Полагая температурный коэффициент линейного расширения трубчатого эталона на основании предварительных измерений равным  $11,1 \cdot 10^{-6}$ , получим следующий ряд поправок  $\Delta_2$  в микронах для четырех приведенных снимков (табл. 5).

Таблица 5

Поправка  $\Delta_2$  для четырех снимков

№ снимка	$\Delta_2$ , $\mu$
1	-1,080
2	-0,942
3	+1,096
4	+1,275

Суммируя эти поправки с приведенными в табл. 1, получим суммарные поправки  $\Delta_1 + \Delta_2$  (табл. 6).

Таблица 6

Суммарные поправки

№ снимка	$\Delta_1 + \Delta_2$ , $\mu$
1	-1,194
2	-0,756
3	+1,056
4	+0,958

Для того чтобы ввести приведенные поправки, выраженные в значениях дробных частей порядка интерференции, в табл. 2, надо разделить величину суммарной поправки на половину соот-



ветствующей длины волны. Суммируя значения наблюдаемых дробных частей с поправочными дробными частями (не принимая во внимание целых порядков), получим значения дробных частей при нормальных условиях (табл. 7).

Таблица 7

Дробные части, приведенные к 20°C

λ № снимка	6438 Å	5871 Å	5649 Å	5562 Å	5086 Å	4678 Å
	1	0,121	0,702	0,391	0,057	0,875
2	—	0,706	0,175	0,883	0,669	0,129
3	—	0,803	0,225	0,776	—	0,230
4	0,168	—	0,396	0,026	—	—
Среднее:						
$\epsilon_{i, 20}$	0,145	0,738	0,297	0,936	0,772	0,216
$\epsilon_{s, 20}$	0,288	0,992	0,379	0,983	0,841	0,384
$\epsilon_{s, 20} - \epsilon_{i, 20}$	0,143	0,254	0,082	0,047	0,069	0,168

Теперь можно сопоставить полученный ряд средних значений дробных частей с вычисленными, приведенными в табл. 4. Это сопоставление, данное в табл. 7, показывает, что ход распределения наблюдаемых дробных частей  $\epsilon_{i, 20}$  по длинам волн соответствует распределению вычисленных  $\epsilon_{s, 20}$  для значения длины трубчатого эталона 100,001 мм. Однако нетрудно заметить, что все наблюдаемые дробные части имеют несколько меньшие значения, чем вычисленные. Разности между  $\epsilon_{s, 20} - \epsilon_{i, 20}$  выписаны в последней строке таблицы. Эти систематические разности одного знака указывают на то, что действительное значение длины труб-

чатого эталона при 20°C несколько меньше чем 100,001 мм. Для вычисления действительного значения длины трубчатого эталона можно было бы воспользоваться разностями средних значений  $\epsilon_{i, 20} - \epsilon_{s, 20}$ . Однако ориентировочно выбранное значение  $\alpha$  заставляет сначала найти значения длины трубчатого эталона при температуре наблюдения для каждого из четырех снимков в отдельности, а затем обработать эти данные. Для этой цели необходимо составить разности  $\epsilon_{i, 20} - \epsilon_{s, 20}$  для каждого снимка в отдельности. Эти разности указаны в табл. 8, причем для каждой длины волны приведено два значения в долях порядка  $\delta\epsilon = \epsilon_i - \epsilon_s$  и в микронах  $\frac{(\epsilon_i - \epsilon_s)\lambda}{2}$ .

Принимая во внимание поправки, приведенные в табл. 5, получим значения длины трубчатого эталона при температуре  $t$  по формуле

$$l_t = 100,001 \text{ мм} - \Delta_s + \frac{(\epsilon_i - \epsilon_s)\lambda}{2}$$

Тогда:

- Снимок № 1:  $t_1 = 20,973^\circ$   $l_{t_1} - 100 = +2,059 \mu$ ,  
 " № 2:  $t_2 = 20,849^\circ$   $l_{t_2} - 100 = +1,887 \mu$ ,  
 " № 3:  $t_3 = 19,013^\circ$   $l_{t_3} - 100 = -0,134 \mu$ ,  
 " № 4:  $t_4 = 18,851^\circ$   $l_{t_4} - 100 = -0,282 \mu$ .

Обработывая полученные данные способом наименьших квадратов, получим:

$$l_{20} - 100 \text{ мм} = +0,969 \mu,$$

$$l_{20} = 100,000969 \text{ мм},$$

$$\alpha = 11,02 \cdot 10^{-6},$$

$$E_i = \pm 0,006 \mu,$$

$$E_s = \pm 0,04 \cdot 10^{-6}.$$

Таблица 8

для четырех снимков

λ № снимка	Значение разности $\frac{(\epsilon_i - \epsilon_s)\lambda}{2}$					
	6438 Å		5871 Å		5649 Å	
	$\delta\epsilon$	$\mu$	$\delta\epsilon$	$\mu$	$\delta\epsilon$	$\mu$
1	-0,167	-0,054	-0,292	-0,086	+0,012	+0,003
2	—	—	-0,286	-0,084	-0,204	-0,058
3	—	—	-0,189	-0,055	-0,054	-0,015
4	-0,120	-0,039	—	—	+0,017	+0,005

5562 Å		5086 Å		4678 Å		Среднее, $\mu$
$\delta\epsilon$	$\mu$	$\delta\epsilon$	$\mu$	$\delta\epsilon$	$\mu$	
+0,074	+0,021	+0,034	+0,009	-0,095	-0,021	-0,021
-0,100	-0,028	-0,172	-0,044	-0,255	-0,060	-0,055
-0,160	-0,045	—	—	-0,154	-0,036	-0,038
+0,043	+0,012	—	—	—	—	-0,007

### 5. Измерение длины метровой концевой меры

Наибольшая длина меры, которая могла быть измерена на интерферометре, была равна 1000 мм. Абсолютное измерение меры длиной в 1 м являлось воспроизведением единицы длины и представляло поэтому особый интерес. Было проделано 8 измерений разности между удесятеренной длиной трубы и длиной меры ( $10 l - L$ ), приведенных в табл. 9.

Таблица 9

Значение разности  $10 l - L$

№	$t, ^\circ\text{C}$	$(10 l - L)_t$	$(10 l - L)_{20}$
1	20,494	11,32 $\mu$	11,41 $\mu$
2	20,189	11,66 $\mu$	11,69 $\mu$
3	20,135	11,59 $\mu$	11,61 $\mu$
4	20,729	11,34 $\mu$	11,47 $\mu$
5	20,545	11,18 $\mu$	11,28 $\mu$
6	21,074	11,19 $\mu$	11,38 $\mu$
7	20,758	11,42 $\mu$	11,55 $\mu$
8	18,322	12,28 $\mu$	11,96 $\mu$

Так как произведенные измерения мало отличались по температуре, то определить термический коэффициент линейного расширения метровой меры из этих измерений было невозможно, и поэтому разности  $10 l - L$  были приведены к температуре  $20^\circ\text{C}$  на основании коэффициентов линейного расширения трубчатого эталона, равного  $\alpha_t = 11,02 \cdot 10^{-6}$ , и меры  $\alpha_E = 10,84 \cdot 10^{-6}$ ; последний коэффициент был определен ранее В. А. Бариновым при сравнении этой меры со штриховым эталоном метра.

Приведенные к  $20^\circ\text{C}$  разности  $10 l - L$  помещены в последней графе табл. 9.

Среднее значение этой разности равно  $11,54 \mu$  с вероятной погрешностью в  $\pm 0,06 \mu$ , откуда следует, что отклонение длины меры от метра при  $20^\circ\text{C}$  равно

$$\Delta L_{20} = 10 l - 11,28 = 9,69 - 11,54 = -1,85 \mu$$

с вероятной погрешностью, равной

$$E_{\Delta L} = \pm \sqrt{(10 \cdot 0,006)^2 + (0,06)^2} = \pm 0,08 \mu.$$

Вероятная погрешность  $\pm 0,08 \mu$  соответствует предельной погрешности  $0,36 \mu$ , в то время как для отнесения к первому разряду, в соответствии с ОСТ 85000-39, следует измерять меры с предельной погрешностью не более  $0,6 \mu$ . Таким образом, новая установка дает возможность измерять концевые меры длиной до 1 м так же быстро и просто, как до сих пор измерялись меры длиной до 100 мм.

На новой интерференционной установке единица длины — метр — воспроизводится в виде плоскопараллельной концевой меры. Для установления длины штриховых эталонов метра необходимо произвести сличение измеренной концевой меры со штриховыми эталонами.

В нашей работе по сличению метра с длиной волны красной линии кадмия сравнение измеренной в длинах волн плоскопараллельной концевой меры длиной в 1 м с государственным эталоном метра № 28 было произведено В. А. Барниновым и М. А. Афанасьевым усовершенствованным ими методом боковиков. Предельная погрешность этих измерений была ими оценена как  $\pm 0,35 \mu$ . Отсюда следует, что вероятная относительная погрешность измерений равна  $\pm 8 \cdot 10^{-8}$ . Относительное отклонение данного нами значения длины волны красной линии кадмия от среднего значения всех девяти произведенных измерений оказалось равным  $12 \cdot 10^{-8}$ .

Это обстоятельство подтверждает, что порядок величины погрешности, полученный при сравнении концевой меры со штриховым государственным эталоном № 28, был правилен. Получаемая погрешность будет одного порядка с погрешностью сличения между собою двух штриховых эталонов метра. Положим эту погрешность в соответствии с общими соображениями В. А. Барнинова равной  $0,12 \mu$ . В таком случае при сравнении с прототипом метра значение государственного эталона будет известно с погрешностью  $\pm 0,12 \mu$ .

При сравнении же через концевую меру с длиной волны красной линии кадмия значение эталона метра будет известно с погрешностью

$$E = \pm \sqrt{0,12^2 + 0,08^2} = \pm 0,13 \mu.$$

Как бы ни увеличивалась точность интерференционных измерений, вторая погрешность будет всегда больше первой. Однако это различие невелико, практически обе погрешности будут одного порядка.

С другой стороны, при измерениях и поверках штриховых мер применяется не государственный эталон метра, а рабочий эталон метра. Его значение будет известно с погрешностью, определяемой сличением государственного эталона с прототипом и рабочего эталона с государственным, т. е.

$$\pm \sqrt{2 \cdot 0,12^2} = \pm 0,17 \mu.$$

При сравнении рабочего эталона с измеренной в длинах волн концевой мерой погрешность рабочего эталона метра будет равна  $\pm 0,13 \mu$ , т. е. несколько меньше, чем в первом случае.

Из этих рассуждений следует, что даже и в настоящих условиях, при первых измерениях на новой интерференционной установке, полученная точность вполне достаточна для установления значения штриховых мер с той же практической точностью, которая получается при сравнении государственного эталона метра с прототипом метра, хранящимся во Франции.

## 6. Дальнейшее повышение точности интерференционных измерений на новой интерференционной установке

Подсчеты погрешности показали, что относительная погрешность измерения мер определялась полностью относительной погрешностью измерения длины трубчатого эталона. При измерении этой длины нам удалось довести вероятную погрешность результата измерения до  $8 \cdot 10^{-6}$ . Исследования красной линии кадмия показали, что длина ее волны может воспроизводиться с погрешностью порядка  $10^{-6}$ . Первой задачей поэтому является дальнейшее повышение точности измерения длины трубчатого эталона. В примененном в этой работе трубчатом эталоне имелись небольшие отклонения от плоскопараллельности. Исправление эталона должно дать повышение точности измерений. Кроме того, приведенные в работе измерения относятся в основном к зиме 1947 г. Температурные условия в это время были неудовлетворительные, так как не удавалось в течение длительного времени поддерживать постоянство температуры. Это обстоятельство также снижало точность измерений. Наконец, число измерений было мало; повышение их, по крайней мере, в пять раз несомненно повысит точность результата измерений.

Однако ни улучшение качества трубчатого эталона, ни повышение постоянства температуры в термостатном помещении с такими спектральными линиями, как линии кадмия и криптона в источниках света с неразделенными изотопами, не дают возможности получить точность выше  $10^{-6}$ .

Дальнейшее увеличение точности окажется возможным только при переходе к более монохроматичному излучению.

### Выводы

1. Оказалось возможным расширить пределы интерференционных измерений длины, не прибегая к новым более монохроматичным источникам света.

2. В настоящее время при измерении метровой концевой меры была получена погрешность  $0,08 \mu$  на метр, т. е. единица длины была воспроизведена на новой интерференционной установке с помощью красной линии кадмия несколько точнее, чем это возможно при сравнении штрихового государственного эталона метра № 28 с прототипом метра.

3. Данные о воспроизводимости красной линии кадмия позволяют надеяться, что точность измерения с этой линией на новой установке может быть увеличена до  $0,01-0,02 \mu$  на метр путем улучшения плоскопараллельности трубчатого эталона, увеличения числа измерений его длины и увеличения точности поддержания постоянной температуры во время измерения.

## СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИН ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫХ КОНЦЕВЫХ МЕР НА БОЛЬШОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ УСТАНОВКЕ И ДРУГИМИ МЕТОДАМИ

### Введение

После того как при первых измерениях была выяснена сходимость результатов измерения длин плоскопараллельных концевых мер на интерференционной установке, описанной в статье М. Ф. Романовой и А. И. Карташева „Исследование интерференционной установки для воспроизведения метра в длинах световых волн“, представилось необходимым исследовать возможные систематические ошибки измерения.

Для этой цели в настоящее время было возможно только сопоставить результаты измерений длины некоторых мер на новой установке с результатами измерений тех же мер, ранее полученными другими методами.

### 1. Сравнение результатов измерения двух мер длиной в 100 мм

Были взяты две меры длиной 100 мм. Одна из них в дальнейшем будет называться мерой  $E_1$ , другая — мерой  $E_2$ . Обе меры были притерты к стальным пластинкам и измерены на интерферометре.

Длина меры  $E_1$  при  $20^\circ\text{C}$  оказалась равной

$$100 \text{ мм} + 0,074 \text{ мк}$$

с вероятной погрешностью результата измерения  $\pm 0,01 \text{ мк}$ .

Коэффициент термического линейного расширения, определенный в процессе этих измерений, был равен  $11,67 \cdot 10^{-6}$ .

В этот же период времени мера, притертая к той же самой стальной пластинке, была измерена на большой интерференционной установке. При этом был получен ряд значений, приведенный в табл. 1.

Здесь  $l$  — длина трубчатого эталона при температуре  $t$  и  $l_1$  — длина меры  $E_1$  при той же температуре.

При обработке этих результатов способом наименьших квадратов было получено

$$(l - l_1)_{20} = +0,901 \text{ мк} \pm 0,006 \text{ мк}$$



Таблица 1

Мера  $E_1$ 

$t, ^\circ\text{C}$	$(l-l_1)_t, \mu$
15,234	1,118
19,697	0,988
19,717	0,986
20,204	0,898
20,280	0,887
22,352	0,729
23,296	0,662

где  $(l-l_1)_{20}$  — значение разности длин трубчатого эталона и меры  $E_1$  при  $20^\circ\text{C}$ .

Разность термических коэффициентов линейного расширения трубчатого эталона и меры на основании этих подсчетов оказалась равной

$$\alpha_1 - \alpha_2 = (-0,582 \pm 0,006) \cdot 10^{-6}$$

Принимая во внимание, что отклонение  $\Delta l$  длины трубчатого эталона от номинального значения  $100 \text{ мм}$  при  $20^\circ\text{C}$  равно

$$\Delta l = +0,969 \mu \pm 0,006 \mu$$

и его коэффициент линейного расширения равен

$$\alpha_1 = (11,02 \pm 0,04) \cdot 10^{-6}$$

получаем, что отклонение меры  $E_1$  от номинальной длины и термический коэффициент линейного расширения при  $20^\circ\text{C}$  соответственно равны:

$$\Delta l_1 = +0,068 \mu \pm 0,008 \mu,$$

$$\alpha_1 = (11,60 \pm 0,04) \cdot 10^{-6}$$

Вторая мера ( $E_2$ ) при измерении на интерферометре, притертая также к стальной пластинке и измеренная несколько раз при температуре близкой к  $20^\circ\text{C}$ , оказалась равной

$$100 \text{ мм} - 0,045 \mu$$

с вероятной погрешностью  $\pm 0,010 \mu$ .

Коэффициент ее линейного расширения, определенный на год раньше, был равен  $11,32 \cdot 10^{-6}$ .

При измерениях на большой интерференционной установке был получен ряд значений, приведенных в табл. 2.

Таблица 2

Мера  $E_2$ 

$t, ^\circ\text{C}$	$(l-l_2)_t, \mu$
17,984	+1,053
17,972	+1,098
18,035	+1,081
20,477	+0,961
20,523	+0,953
22,052	+0,896
22,096	+0,943

При обработке этих результатов способом наименьших квадратов было получено, что значение разности длин трубчатого эталона и меры  $E_2$  при  $20^\circ\text{C}$  равно

$$(l-l_2)_{20} = 0,996 \mu \pm 0,002 \mu$$

и разность их коэффициентов линейного расширения равна

$$\alpha_1 - \alpha_2 = (-0,402 \pm 0,001) \cdot 10^{-6}$$

Основываясь на приведенных выше значениях отклонения длины трубчатого эталона от 100 мм при температуре  $20^\circ\text{C}$  и его коэффициента линейного расширения  $\alpha_1$ , получаем, что отклонение  $\Delta l_2$  длины меры  $E_2$  от номинального значения и термический коэффициент ее линейного расширения  $\alpha_2$  при  $20^\circ\text{C}$  равны

$$\Delta l_2 = -0,027 \mu \pm 0,006 \mu,$$

$$\alpha_2 = (11,42 \pm 0,04) \cdot 10^{-6}.$$

В табл. 3 и 4 приведена сводка результатов произведенных измерений.

Таблица 3

Измерение длины мер  $E_1$  и  $E_2$ 

Мера	Отклонение средней длины от номинальной при $20^\circ\text{C}$ , $\mu$		Расхождение между результатами измерений, $\mu$	Вероятная погрешность, $\mu$
	интерферометр (малый)	большой горизонтальный интерферометр		
$E_1$	+0,074	+0,068	+0,006	$\pm 0,013$
$E_2$	-0,045	-0,027	-0,018	$\pm 0,013$

Измерение термического коэффициента линейного расширения мер  $E_1$  и  $E_2$ 

Мера	Термический коэффициент линейного расширения		Расхождение между результатами измерений $10^{-6}$	Вероятная погрешность $10^{-6}$
	интерферометр (малый) $10^{-6}$	большой горизонтальный интерферометр $10^{-6}$		
$E_1$	11,67	11,60	+0,07	$\pm 0,06$
$E_2$	11,32	11,42	-0,10	$\pm 0,06$

Приведенные данные показывают совпадение результатов измерения длины и коэффициентов расширения двумя способами в пределах точности измерения.

## 2. Измерение мер из двух наборов плоскопараллельных концевых мер

Для измерения были взяты два набора плоскопараллельных концевых мер. Эти наборы были достаточно хорошо изучены ранее. Измерения мер в 1941 г. были произведены разработанным нами методом наблюдения полос переналожения при последовательном прохождении света через трубчатый эталон и интерферометр с удлиненной колонкой.<sup>1</sup> Измерения 1945—1946 гг. производились на том же интерферометре по методу блоков, разработанному Г. В. Варлихом и А. И. Карташевым.<sup>2</sup>

Результаты измерений приведены в табл. 5 и 6, причем были взяты только меры, кратные 100 мм, т. е. те меры, которые можно было непосредственно сличать с трубчатым эталоном. В 1947 г. меры измерялись на большом горизонтальном интерферометре.

Вероятная погрешность измерения разности  $ml - L$ , где  $l$  — длина трубчатого эталона,  $L$  — длина меры и  $m$  — кратность меры по отношению к трубчатому эталону, была равна  $\pm 0,01 \mu$  для меры 200 мм и  $\pm 0,04 \mu$  для меры 500 мм.

Вероятная погрешность измерения этих мер на большом горизонтальном интерферометре поэтому была равна

$$\pm \sqrt{5^2 \cdot 0,008^2 + 0,04^2} = \pm 0,055 \mu$$

для меры 500 мм и  $\pm 0,018 \mu$  — для меры 200 мм.

<sup>1</sup> М. Ф. Романова и А. И. Карташев, „Журнал ОМП“, 1939, № 7—8.

<sup>2</sup> Г. В. Варлих и А. И. Карташев, „Журнал ОМП“, 1938, № 5, стр. 3—5.

Набор мер № 1

Номинальная длина, мм	Отклонение средней длины от номинальной при 20°C, $\mu$		
	1945 г.	1946 г.	1947 г.
500	-0,41	-0,74	-0,43
400	+3,11	+2,50	+2,74
300	+1,58	+1,49	+1,44
200	-0,57	-0,13	-0,13

Таблица 6

Набор мер № 2

Номинальная длина, мм	Отклонение средней длины от номинальной при 20°C, $\mu$		
	1941 г.	1945 г.	1947 г.
500	-0,03	+0,25	-0,18
400	+0,33	+0,47	+0,24
300	-0,12	+0,24	+0,24
200	З а м е н е н а		-0,43

Принимая во внимание, что погрешность измерения в 1941 г. при вертикальном расположении измеряемых мер и особенно в 1945 г. при применении метода блоков неизбежно была несколько выше, мы видим, что расхождения между результатами измерений мало превышают предельную погрешность измерения. Несомненно в некоторой степени подобные расхождения объясняются и действительным изменением длины мер. Малая величина расхождений показывает, что: 1) исследуемый прибор и метод измерения не имеют систематических ошибок, заметно превышающих погрешность измерения; 2) изменение длины концевых мер в течение года, значительное по величине, не имеет систематического хода и не может быть объяснено процессом старения. Более вероятно объяснить эти расхождения ошибками измерения или изменениями, связанными с изгибами мер.

### Выводы

Проведенные измерения показали, что для выявления возможных систематических ошибок при измерениях на большом горизонтальном интерферометре желательно создание в других лабораториях интерференционных установок такой же высокой

точности. В то же время для исключения нерегулярных систематических ошибок, меняющих свою величину с течением времени, необходимо иметь специальные, изготовленные с особо высокой точностью плоскопараллельные концевые меры, хранящиеся при установке и применяемые для сравнения результатов измерений, подобно тому, как это было проделано в настоящей работе. В дальнейшем эти же меры могли бы пересылаться для измерения и в другие лаборатории, когда в них будут созданы интерференционные установки, подобные описанной. Такие меры с полным основанием можно назвать эталонами сравнения.



## ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ МОНОХРОМАТОР

С развитием спектроскопии, оптических измерений, различных испытаний качества оптических приборов и в особенности точных интерференционных измерений сильно возрос спрос на легко воспроизводимые монохроматические излучения. Само понятие монохроматичности — одноцветности — подразумевает определенность длины световой волны.

В зависимости от цели применения монохроматического излучения степень монохроматичности меняется в довольно широком диапазоне. Так, для некоторых оптических измерений (рефрактометрии, испытания качества поверхности стекол и т. п.) вполне применимо излучение, кажущееся для невооруженного глаза одноцветным-монохроматическим, т. е. излучение, длина волны которого обладает вариациями в  $10-30 \text{ \AA}$ .

Совершенно иные требования предъявляет к степени монохроматичности излучения интерферометрия. В этом случае под строго монохроматическим излучением понимается излучение, отнесенное к длине волны простой спектральной линии или к длине волны одной из составляющих сложной спектральной линии. Однако почти все спектральные линии, применяемые в настоящее время при интерференционных измерениях, не исключая и красной линии кадмия,<sup>1</sup> обладают сверхтонкой структурой, связанной с наличием изотопов у элементов или с отличным от нуля магнитным моментом ядер. Наличие сверхтонкой структуры спектральных линий размывает интерференционную картину значительно раньше предела когерентности и тем самым снижает точность измерения.

С целью повышения точности интерференционных измерений и расширения предела видимости интерференции человеческая мысль работает над созданием таких источников света, излучение которых отвечало бы отдельным составляющим сверхтонкой структуры.

Самым естественным путем в этом направлении является получение источников света от выделенных четных изотопов. Однако наряду с созданием естественных источников света от выделенных четных изотопов можно идти по пути искусственного выделения отдельных составляющих сверхтонкой структуры спектральных линий из излучения обычных источников света с неразделен-

<sup>1</sup> М. Ф. Романова и А. А. Ферхмин. Доклады АН СССР, 1933, № 2.

ными изотопами. Таким искусственным путем является путь интерференционной монохроматизации спектральных линий.

Разрешающая сила и дисперсия призмных и дифракционных приборов ограничивается их конструктивными особенностями. Дальнейшее повышение разрешающей силы спектральных приборов можно получить скрещением призмных и интерференционных приборов. Выделив предварительно призмным монохроматором или простым абсорбционным фильтром какую-либо спектральную линию, можно ее рассматривать как узкий участок сплошного

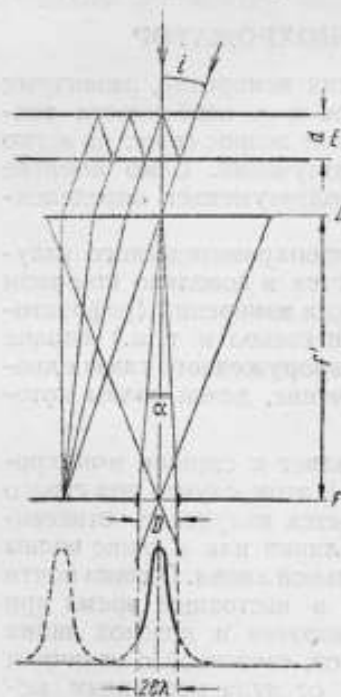


Рис. 1.

тонкую структуру спектральной линии, а диафрагма с узким отверстием выделяет ту или иную ее составляющую.

Принцип интерференционного монохроматора очень прост (рис. 1). Широкий пучок предварительно грубо монохроматизированного излучения, обладающего спектральной шириной  $\Delta\lambda$ , падает от источника света на плоскопараллельную полупосеребренную пластинку  $E$  с высоким коэффициентом отражения и малым коэффициентом поглощения в слое серебра. Перетерпев многократные отражения в пластинке, световой пучок собирается в фокальной плоскости объектива  $L$ . В этой плоскости установлена диафрагма с круглым отверстием диаметром  $D$ .

На диафрагме получается изображение колец равного наклона от пластинки  $E$ . Диафрагма устанавливается в фокальной плоскости объектива  $L$  таким образом, чтобы ее отверстие приходи-

спектра, сверхтонкая структура которого может быть разрешена посредством интерференционного прибора. Разность хода в интерференционном приборе всегда можно подобрать таким образом, чтобы сверхтонкая структура данной спектральной линии разрешалась полностью или, по крайней мере, хорошо разрешалась часть составляющих сверхтонкой структуры данной линии.

Получив таким образом интерференционную картину—картину разрешения сверхтонкой структуры спектральной линии, можно геометрическим путем, путем диафрагмирования, выделить излучение, отвечающее заранее выбранной нами составляющей сверхтонкой структуры. Такая схема по аналогии с призмными приборами может быть названа интерференционным монохроматором. Подобно тому, как призма разлагает белый свет в спектр, а выходная щель призмного монохроматора выделяет ту или иную спектральную линию, интерференционный прибор разрешает сверх-

дось как раз против центрального максимума интерференционной картины. Если толщина пластинки подобрана так, что вся структура данной линии разрешается полностью, то в центральный максимум попадает та длина волны  $\lambda$  или  $\lambda \pm \delta\lambda$ , для которой дробная часть порядка интерференции  $\epsilon$  близка к нулю, и тогда через диафрагму пройдет свет только этой длины волны, а свет с иными длинами волн задержится диафрагмой. Через диафрагму пройдут только те лучи, которые заключены внутри светового конуса с основанием, равным диаметру диафрагмы.

Угол  $\alpha$  раствора этого конуса и диаметр диафрагмы может быть легко вычислен для данной длины волны. Если  $p$ —порядок интерференции,  $\lambda$ —длина волны, соответствующая центру диафрагмы, а  $\lambda'$ —краю диафрагмы, то на основании основного условия интерференции в тонких пластинках имеем

$$p\lambda = 2nd, \quad (1)$$

с одной стороны, и

$$p\lambda' = 2nd \cos r, \quad (2)$$

с другой, где  $n$ —показатель преломления,  $d$ —толщина пластинки, а  $r$ —угол преломления, причем  $r = \frac{i}{n}$ , где  $i$ —угол падения света, равный  $\frac{\alpha}{2}$ , тогда

$$p\lambda' = 2nd \cos \frac{\alpha}{2n} \quad (3)$$

или в первом приближении

$$p\lambda' = 2nd \left( 1 - \frac{\alpha^2}{2 \cdot 4 n^2} \right). \quad (4)$$

Вычитая из уравнения (1) уравнение (4), получим

$$p(\lambda - \lambda') = \frac{d\alpha^2}{4n} \quad (5)$$

или по уравнению (1)

$$\lambda - \lambda' = \delta\lambda = \frac{\lambda\alpha^2}{8n^2} \quad (5)$$

откуда

$$\alpha = 2\sqrt{\frac{2n^2\delta\lambda}{\lambda}}. \quad (6)$$

$\delta\lambda$ —есть не что иное, как ширина спектральной полосы пропускания при заданной разности хода. Подставляя ее значение из выражения

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2(1-R)^2}{2nd2\pi\sqrt{R}}, \quad (7)$$

<sup>1</sup> П. А. Королев, „Известия АН СССР“, 1947, XI, 4, 448.

получим

$$\alpha = 2 \sqrt{\frac{n\lambda}{2d} \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}}}, \quad (8)$$

а линейный диаметр диафрагмы будет равен

$$D = f' \alpha = 2f' \sqrt{\frac{n\lambda}{2d} \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}}}, \quad (9)$$

где  $f'$  — фокусное расстояние объектива  $L$ .

Так вычислялся бы диаметр диафрагмы без учета ширины самой спектральной линии. Однако реальная спектральная линия имеет доплеровскую ширину. При больших же  $d \gg \lambda$  ширина полосы пропускания может стать меньше доплеровской ширины линии. Поэтому, выбрав диаметр диафрагмы для такой ширины спектральной полосы, мы тем самым геометрическим путем сузим доплеровскую ширину, но вряд ли это имеет смысл. При геометрическом сужении доплеровской ширины необходим контроль за воспроизведением выделения одного и того же участка линии, что требует соблюдения строгих термостатических условий. Кроме того, выделенный участок линии может оказаться асимметричным. Поэтому при вычислении диаметра диафрагмы пользоваться шириной спектральной полосы пропускания в том случае, когда она меньше доплеровской, — невыгодно, так как это лишь сокращает первоначальный световой поток.

При вычислении диаметра диафрагмы надо пользоваться доплеровской шириной линии, т. е., подставляя в выражение угла раствора  $\alpha$  вместо  $\delta\lambda$  доплеровскую ширину линии, мы получим выражение (9) в виде

$$D = 2f' \sqrt{\frac{2n^2 \Delta\lambda}{\lambda}}. \quad (10)$$

Условия интерференции колец равного наклона также влияют на симметрию выделяемого участка линии.

Если мы имеем в центре интерференционной картины максимум для данной длины волны, причем порядок интерференции для этой длины волны в точности равен целому числу, то из диафрагмы в этом случае может выйти асимметричное излучение. Действительно, для того чтобы вся линия в пределах ее доплеровской ширины находилась в максимуме интерференционной картины, необходимо выбрать дробную часть порядка интерференции, на несколько сотых отличную от нуля.

Имеем:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda},$$

откуда

$$\Delta p = \varepsilon = \frac{\Delta\lambda \cdot p}{\lambda} = \frac{\Delta\lambda \cdot 2\pi d}{\lambda^2}. \quad (11)$$

На рис. 2 и 3 даны кривые распределения интенсивности излучения спектральных линий после прохождения излучения через

плоскопараллельные пластинки различной толщины и при различных значениях порядка интерференции для нормального угла падения. По осям абсцисс отложены величины  $\Delta\lambda$  в ангстремах и дробные части порядка интерференции  $\epsilon$ . Кривые рис. 2 отвечают любой из составляющих зеленой линии 5461 Å ртути при толщине плоскопараллельной стеклянной пластинки в 4,16 мм, показателе преломления 1,52 и коэффициенте отражения 0,94.

Кривая *a* соответствует тому случаю, когда максимум интерференции находится в центре интерференционной картины при  $\epsilon$

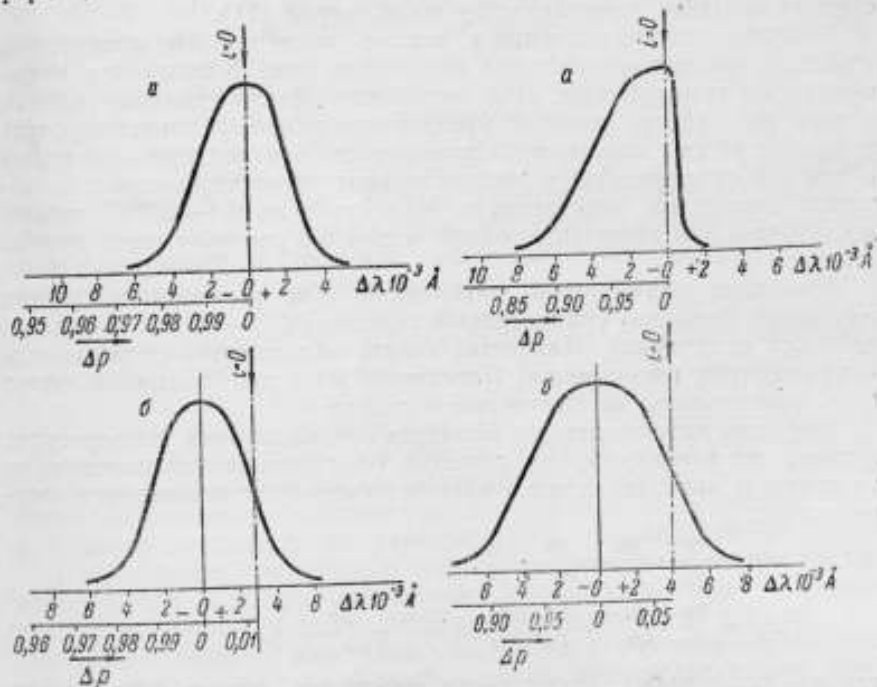


Рис. 2.

Рис. 3.

равном нулю. Левая часть кривой определяется полушириной самой линии, а правая часть ограничивается полушириной полосы пропускания пластинки, определяемой согласно формуле (7). В этой кривой можно заметить небольшую асимметрию, так как величина  $\Delta\lambda$  (доплеровская полуширина линий) равна 0,0028 Å, а  $\epsilon\lambda$  (вычисленная полуширина полосы пропускания пластинки) равна 0,0023 Å.

Кривая *b* относится к случаю, когда в центре интерференционной картины  $\epsilon$  отлично от нуля и вычислено по формуле (11). В этом случае и правая часть кривой распределения интенсивности уже почти не ограничивается полосой пропускания, а определяется только доплеровской шириной линии и излучение принимает симметричный вид.

В тех случаях, когда доплеровская ширина значительно пре-



вышает возможную ширину полосы пропускания, эта асимметрия выступает значительно яснее. Так, на рис. 3 даны аналогичные кривые для зеленой линии 5086 Å кадмия и кварцевой пластинки толщиной 15 мм с показателем преломления 1,46 и коэффициентом отражения 0,94. Доплеровская ширина линии в семь раз превышает вычисленную ширину полосы пропускания пластинки ( $\Delta\lambda = 0,0040 \text{ \AA}$ ,  $\delta\lambda = 0,0006 \text{ \AA}$ ). Поэтому в кривой *a*, отвечающей случаю  $\varepsilon = 0$ , в центре интерференционной картины асимметрия кривой выступает значительно яснее. Кривая *b* соответствует случаю  $\varepsilon = 0,065$ , вычисленному по формуле (11).

Получить такое значение  $\varepsilon$  можно постепенным изменением толщины плоскопараллельной пластинки, что достигается изменением ее температуры. Для воспроизведения выделения одного и того же участка спектра приходится поэтому контролировать тепловой режим пластинки. Оказывается, что поддержание одной и той же температуры в весьма примитивном термостате, в котором помещена пластинка, с точностью до 0,1—0,2°C вполне достаточно для выделения одной и той же составляющей данной линии.

Наиболее подходящим материалом для изготовления таких пластинок большой сравнительно толщины (10—15 мм и более) является оптический плавленный кварц, обладающий очень малым коэффициентом расширения. Пластинки меньшей толщины могут быть изготовлены из оптического стекла.

Порядок интерференции меняется при изменении температуры, причем это изменение, как известно, обусловливается изменением толщины и показателя преломления пластинки с изменением температуры:

$$dp = \frac{\partial p}{\partial d} \cdot \frac{dd}{dt} + \frac{\partial p}{\partial n} \cdot \frac{dn}{dt},$$

$$dp = \frac{2n}{\lambda} \cdot \frac{dd}{dt} + \frac{2d}{\lambda} \cdot \frac{dn}{dt} = \frac{2nd\alpha}{\lambda} + \frac{2d}{\lambda} \cdot \eta, \quad (12)$$

где  $\alpha$  — коэффициент расширения пластинки может быть просто взят из таблиц для вещества, из которого она изготовлена, а  $\eta$ , изменение показателя преломления с температурой, для оптического плавленного кварца можно найти в работах Обреимова,<sup>1</sup> а для стекла — в работах А. А. Лебедева.<sup>2</sup> Так, по Обреимову, например, для кварцевого кубика толщиной в 5 мм при изменении температуры его на 8—9°C порядок интерференции изменяется приблизительно на две полосы. Величины того же порядка были получены нами при исследовании кварцевой пластинки, примененной для монохроматизации зеленой линии 5086 Å кадмия.

Интерференционный монохроматор, использующий простую плоскопараллельную кварцевую или стеклянную пластинку, может с успехом применяться для выделения составляющих сверхтонкой структуры линии, у которой их число сравнительно не-

<sup>1</sup> И. Обреимов, „ЖЭТФ“, 1946, 16, 3, 253.

<sup>2</sup> А. А. Лебедев, „Труды ГОИ“, 1924, III, 24.

велико (порядка 2—3), и расстояние между составляющими таково, что, пользуясь довольно простым расчетом, можно найти сравнительно небольшую разность хода, при которой структура линии разрешается полностью и располагается в пределах одного порядка интерференции. Так, например, это имеет место в случае спектральных линий, структура которых по числу и расстоянию между составляющими подобна структуре зеленой линии 5086 Å кадмия.

Однако в случае линии 5461 Å ртути, обладающей 16 близко расположенными друг к другу составляющими, для полного их разрешения или, по крайней мере, выделения некоторых из общего их числа, требуется такая разность хода, при которой область дисперсии интерферометра Фабри и Перо делается малой. Интерференционные максимумы составляющих не могут уместиться в пределах одного порядка интерференции и перекладываются друг на друга. В таком случае приходится по аналогии с интерференционными фильтрами стать на путь увеличения числа серебряных слоев. Вместо простого интерференционного эталона приходится пользоваться сложным интерференционным эталоном Фабри и Перо или мультиплексным интерференционным спектро스코пом (мультиплексом).

Мультиплекс представляет собой систему двух интерференционных эталонов Фабри и Перо (или двух плоскопараллельных полупосеребренных кварцевых или стеклянных пластинок различной толщины),<sup>1</sup> поставленных последовательно друг за другом.

Действие такого прибора основано на независимости дисперсии интерференционного эталона Фабри и Перо от разности хода. При этом условии возможно получить одновременное совпадение интерференционных максимумов, отвечающих всем длинам волн, т. е. всему комплексу сверхтонкой структуры исследуемой линии.

В результате совместного действия обеих пластинок или эталонов Фабри и Перо мы имеем большую область дисперсии тонкой пластинки и высокую разрешающую силу толстой. Соотношение толщин пластинок подбирается совершенно определенным образом, так чтобы наблюдалось совпадение только лишь некоторых интерференционных максимумов тонкой и толстой пластинок.

В местах совпадений интерференционных максимумов мы имеем максимумы интенсивности интерференционной картины, а все промежуточные максимумы интерференции между совпадающими погашаются либо тонкой, либо толстой пластинкой, и тем самым расширяется область минимума.

Пусть  $d_1$  — толщина тонкой пластинки,  $d_2$  — толщина толстой пластинки и  $i$  — угол падения; тогда под данным углом обе пластинки образуют максимум для длины волны  $\lambda$ , если

$$2d_1 \cos i = p_1 \lambda \quad \text{и} \quad 2d_2 \cos i = p_2 \lambda,$$

откуда

$$\frac{p_1}{d_1} = \frac{p_2}{d_2} \quad \text{или} \quad p_1 d_2 = p_2 d_1, \quad (13)$$

<sup>1</sup> E. Lau und Gehrke, Phys. Zs., 1933, 31, 973.

Следующий максимум будет получаться под некоторым углом  $i_1$ , причем совпадает  $p_1 - k_1$  — порядок интерференции тонкой пластинки — с каким-то  $p_2 - k_2$  — порядком толстой пластинки. Тогда

$$(p_1 - k_1) \lambda = 2d_1 \cos i,$$

$$(p_2 - k_2) \lambda = 2d_2 \cos i,$$

откуда

$$(p_1 - k_1) d_2 = (p_2 - k_2) d_1$$

или

$$k_1 d_2 = k_2 d_1, \quad (14)$$

т. е. это значит, что толщины пластинок находятся в рациональном отношении, так как  $\frac{k_1}{k_2}$  представляет собой отношение целых чисел.

Пользуясь выражением для распределения интенсивности мультиплекса, которое, как известно, выражается при условии равенства пропускательной его способности и коэффициентов отражения обеих пластинок как

$$I = \frac{I_{\max}(1 - R)^4}{\left[ (1 - R)^2 + 4R \sin^2 \pi \frac{\Delta_1}{\lambda} \right] \left[ (1 - R)^2 + 4R \sin^2 \pi \frac{\Delta_2}{\lambda} \right]}, \quad (15)$$

где  $\Delta_1 = 2d_1 \cos i$  и  $\Delta_2 = 2d_2 \cos i$ , можно легко получить выражение разрешающей силы прибора и показать, что она оказывается выше разрешающей силы более толстой пластинки, а также получить ширину полосы пропускания, которая тоже оказывается при высоком  $R$  еще более узкой, нежели это имеет место в случае одной пластинки.

Единственным недостатком мультиплекса, как и всякого прибора высокой разрешающей силы, является поглощение первоначального светового потока в слоях серебра. Поэтому необходимо иметь зеркала очень высокого качества, но даже и при таких зеркалах там, где только можно, следует исключить лишние зеркальные поверхности.

В примененном нами мультиплексе для монохроматизации зеленой линии 5461 Å ртути одна из зеркальных поверхностей исключена. Вместо обычных двух кварцевых пластинок, поставленных одна за другой на большом расстоянии так, чтобы между обращенными друг к другу поверхностями не возникали явления интерференции, мы воспользовались только одной стеклянной плоскопараллельной пластинкой, роль же второй в нашем случае играл воздушный промежуток между одной стороной пластинки и параллельно ей установленным зеркалом с кварцевым кольцом между ними.

В нашем случае толщина кольца и пластинки рассчитывается несколько иначе. Так как здесь мы имеем дело с двумя слоями

<sup>1</sup> А. И. Стожаров, „Информационный бюллетень управления Цейссовских заводов“, 1946, 6, 1.

с различными показателями преломления, то в расчет соотношения для толщины должен войти показатель преломления. В нашем приборе теряется основной принцип мультиплекса — равенство дисперсий обоих эталонов. Дисперсия стеклянной пластинки отличается от дисперсии сверхтонкой промежуточной, поэтому для исследования сверхтонкой структуры подобный прибор, безусловно, непригоден. Но в наших условиях он действует как фильтр: он не только расширяет порядки интерференции, но частично гасит и некоторое число составляющих.

Если рассмотреть отдельно первую плоскопараллельную пластинку  $d_1$ , то из основного условия интерференции в плоскопараллельной пластинке при нормальном падении мы имеем

$$p_0 \lambda = 2 n_1 d_1,$$

а при падении под углом  $i_m$ ,

$$p_m \lambda = 2 n_1 d_1 \cos r_m,$$

где

$$r_m = \frac{i_m}{n},$$

или, в первом приближении,

$$p_m \lambda = 2 n_1 d_1 \left( 1 - \frac{i_m^2}{2 n_1^2} \right).$$

Обозначая разность порядков  $p_0 - p_m$  через  $m$ , где  $m$  — целое число, получим

$$m \lambda = \frac{d_1 i_m^2}{n_1}$$

или

$$i_m = \sqrt{\frac{m \lambda n_1}{d_1}}. \quad (16)$$

Вторая пластинка пропустит свет только под углом, для которого

$$i_m = i_m,$$

или

$$\sqrt{\frac{m_1 \lambda n_1}{d_1}} = \sqrt{\frac{m_2 \lambda n_2}{d_2}}, \quad (17)$$

откуда

$$\frac{n_1 d_2}{d_1 n_2} = \frac{m_2}{m_1} = k.$$

Тогда

$$n_1 d_2 = k n_2 d_1.$$

В нашем случае

$$n_2 = 1 \text{ и } n_1 d_2 = k d_1. \quad (18)$$

Это выражение, представляющее собой условие совпадения порядков интерференции, дает в нашем случае соотношение толщин  $d_1$  и  $d_2$ .

Исследование мультиплекса показало, что наилучшие результаты совпадений интерференционных порядков получаются при отношении толщин 17:10 или 5:3. В первом случае совпадение интерференционных максимумов происходит через каждые 17 порядков интерференции для толстой пластинки и каждые 10 порядков для тонкой. Во втором случае каждый пятый порядок интерференции для толстой пластинки совпадает с каждым третьим для тонкой.

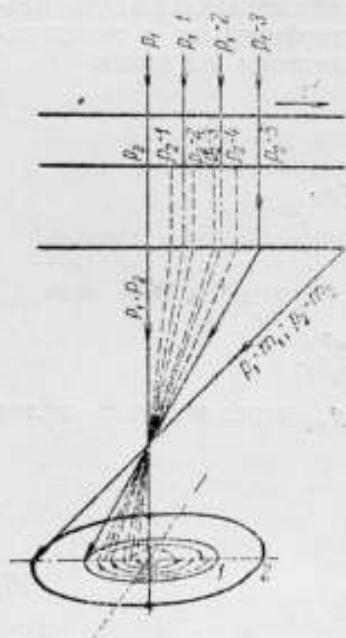


Рис. 4.

Так как с увеличением угла падения света на пластинку разность хода интерферирующих пучков, а следовательно, и порядок интерференции ( $2d \cos i = p\lambda$ ) уменьшаются, то под углами  $i_1, i_2, \dots, i_m$ , которые на схеме возрастают в направлении, указанном стрелкой, будут наблюдаться убывающие порядки интерференции  $p_1 - 1; p_1 - 2, \dots, p_1 - m_1$  для пластинки  $d_1$  и  $p_2 - 1; p_2 - 2, \dots, p_2 - m_2$  для пластинки  $d_2$ . Соотношение толщин подобрано таким образом, что порядок интерференции  $p_1 - 3$  первой пластинки совпадает только лишь с порядком  $p_2 - 5$  второй пластинки и дает возможность наблюдать интерференционный максимум первого кольца в фокальной плоскости объектива. Все же остальные порядки интерференции, кольца для которых на рисунке обозначены пунктиром, гасятся, так как они находятся в минимуме либо для первой, либо для второй пластинки. Следующее светлое кольцо будет наблюдаться для совпадения порядков, меньших  $p_1$  на число двукратное пяти для толстой и на число двукратное трем для тонкой пластинки, т. е. будет совпадать  $p - 10$  кольцо толстой и  $p - 6$  кольцо тонкой пластинки, и т. д. Такое погашение целого ряда порядков интерференции увеличивает расстояние между соседними главными интерференционными максимумами и тем самым увеличивает область дисперсии. Подобрав отношение толщин, необходимо выбрать величину разности хода первой пластинки. Эта разность хода выбирается, во-первых, с точки зрения величины области дисперсии, во-вторых, наименьшего влия-

На рис. 4 условно изображен принцип этого совпадения порядков интерференции. Здесь  $p_1$  и  $p_2$  условно означают порядки максимумов интерференции соответственно для слоев толщиной  $d_1$  и  $d_2$ , отвечающие нормальному падению светового пучка на плоскости пластинок.

Так как с увеличением угла падения света на пластинку разность хода интерферирующих пучков, а следовательно, и порядок интерференции ( $2d \cos i = p\lambda$ ) уменьшаются, то под углами  $i_1, i_2, \dots, i_m$ , которые на схеме возрастают в направлении, указанном стрелкой, будут наблюдаться убывающие порядки интерференции  $p_1 - 1; p_1 - 2, \dots, p_1 - m_1$  для пластинки  $d_1$  и  $p_2 - 1; p_2 - 2, \dots, p_2 - m_2$  для пластинки  $d_2$ . Соотношение толщин подобрано таким образом, что порядок интерференции  $p_1 - 3$  первой пластинки совпадает только



ния изменения температуры, в-третьих, с учетом возможной ширины полосы пропускания (последняя не должна превышать доплеровской ширины линии), и в-четвертых, с точки зрения либо полного разрешения структуры линии, если это возможно, либо, по крайней мере, некоторых составляющих настолько, чтобы они могли быть выделены из общей интерференционной картины. В случае

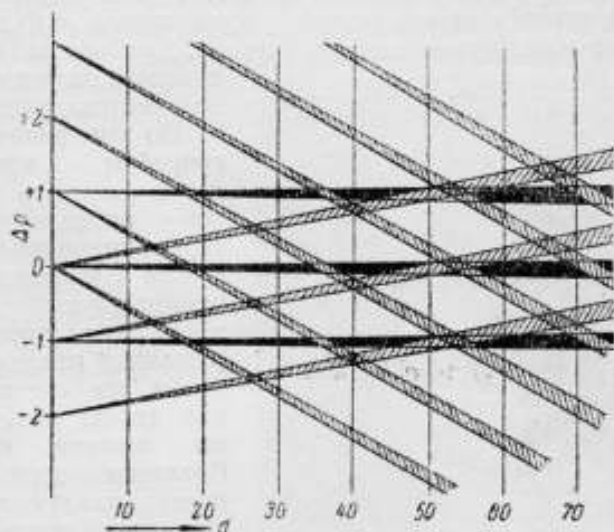


Рис. 5.

сравнительно простой структуры надобность во второй пластинке просто отпадает.

Для выбора наиболее подходящей толщины пластинки, удовлетворяющей всем четырем условиям, мы считаем удобным воспользоваться графическим методом. Рис. 5 представляет пример такого графического метода для нахождения минимальной разности хода, разрешающей три составляющие сверхтонкой структуры линии. Этот пример относится к зеленой линии 5086 Å кадмия. На номограмме рис. 5 по оси абсцисс отложена величина  $d$  — расстояние между отражающими слоями пластинки, а по оси ординат — величина  $\Delta p$  — разность порядков интерференции, отвечающих основной линии и различным составляющим. Величина  $\Delta p$  для составляющей выражается следующим образом:

$$\Delta p_x = \frac{2d_n \delta \lambda_x}{\lambda^2},$$

где  $\delta \lambda_x$  — разность в длинах волн между длиной волны основной линии и соответствующей составляющей  $x$ .

Величина  $\Delta p_x$  представляет фактическое смещение интерференционных максимумов для составляющей  $x$  по отношению к интерференционному максимуму для основной линии, выраженное в долях целого порядка интерференции. Так как величина  $\Delta p_x$  пропорциональна разности хода  $2nd$ , то с изменением последней от нуля до некоторого значения, она также меняется от нуля, принимая различные значения дробных и целых чисел. В том случае, когда  $\Delta p_x$  будет равно  $1:2:3 \dots$ , т. е. целым числам, максимумы интерференции данной составляющей  $x$  будут переналагаться с максимумом основной линии. Дробное значение  $\Delta p_x$

означает разрешение данной составляющей.

По вычерченной таким способом номограмме легко отыскать по взаимному расположению интерференционных максимумов составляющих ту наименьшую разность хода, при которой разрешаются наилучшим образом все составляющие или те из них, которые мы желаем выделить. Согласно этой номограмме, наилучшей разностью хода, очевидно, будет разность хода  $2d = 22 \text{ м.м.}$ , наименьшая, при которой происходит разрешение всех трех составляющих. Наименьшая разность хода является наиболее выгодной, по-

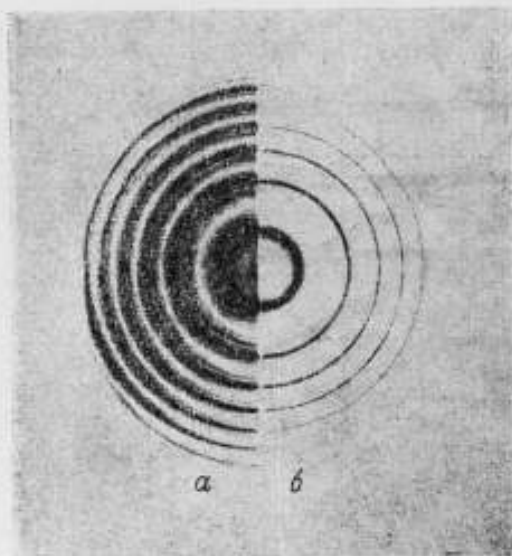


Рис. 6.

тому что чем она меньше, тем больше область дисперсии и легче осуществляется температурный контроль.

Зачерченные полосы на номограмме представляют основную линию, а заштрихованные — ее составляющие. Ширина полос соответствует приблизительно доплеровской ширине линии.

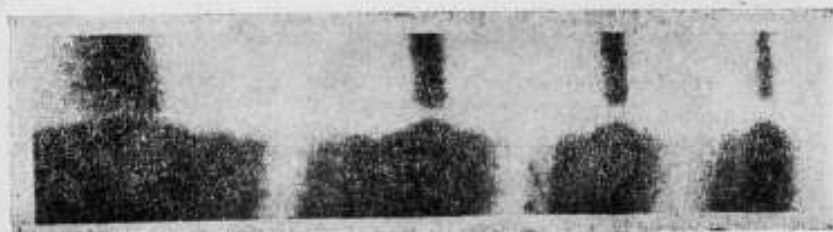
Итак, еще раз подчеркнем, какие требования должны быть предъявлены к главной оптической части интерференционного монохроматора для успешного выделения отдельных составляющих сверхтонкой структуры, отвечающих отдельным изотопам.

В случае сравнительно простой сверхтонкой структуры (3—4 составляющих) в качестве дисперсионной системы интерференционного монохроматора может служить простая кварцевая или стеклянная плоскопараллельная пластинка с высоким качеством плоскости (до 0,01 полосы) и высокой степенью параллельности (0,05 полосы), посеребренная с двух сторон, с коэффициентом отражения порядка 90—94% и поглощением в слое порядка

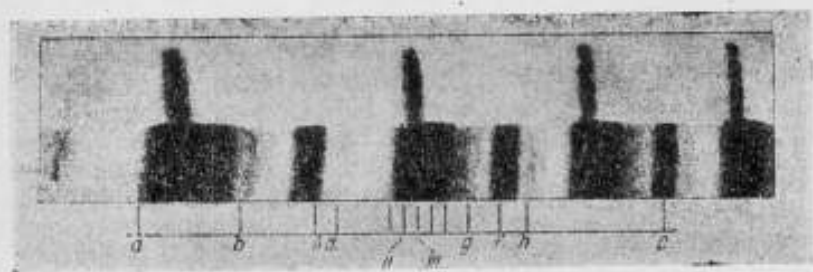
1—2%, с разностью хода, разрешающей одновременно всю структуру, согласно номограмме рис. 5.

В случае более сложной структуры к стеклянной или кварцевой пластинке такого качества, обладающей допустимой разностью хода и разрешающей согласно номограмме рис. 5 наибольшее число составляющих, добавляется еще воздушный промежуток, разность хода которого рассчитывается согласно выражению (18).

Подобный монохроматор был сконструирован и применен для выделения составляющих сверхтонкой структуры зеленой линии 5461 Å ртути. В результате интерференционной монохроматизации были выделены две составляющие этой линии: 1) А—составляющая изотопа 199 и 2) В—изотопа 198. На рис. 6 представлены



а



б

Рис. 7.

в качестве примера фотографии (негативы) интерференционной картины с разделенным полем при разности хода в 10 мм для составляющей В—изотопа 198. Рис. 6, а соответствует обычному ртутному излучению, рис. 6, б—излучению от составляющей В—изотопа 198.

В то время как интерференционные кольца от обычной ртутной линии широки и обладают явно выраженной сложной сверхтонкой структурой, кольца от составляющих В—изотопа 198 узки и в них невозможно обнаружить наличие структуры даже при чрезмерно больших экспозициях.

Для качественного сравнения полученного монохроматического излучения с излучением от чистого изотопа ртути 198<sup>1</sup> на

<sup>1</sup> Меггерс, Успехи физических наук, 1948, т. XXXVI, в. 1.

рис. 7, а представлена та же самая картина в увеличенном виде и на рис. 7, б аналогичная картина в увеличенном виде от источника света с выделенным изотопом ртути 198. Некоторое отличие в расположении интерференционных максимумов, отвечающих отдельным составляющим для той части снимков, которая соответствует интерференционной картине от обычного ртутного излучения, объясняется различием разностей хода. Следует подчеркнуть, что, несмотря на значительное поглощение первоначального светового потока в отражающих слоях оптической системы интерференционного монохроматора, интенсивность полученного излучения была еще настолько велика, что при фотографировании на пластинках средней чувствительности к зеленой области спектра экспозиция бралась от 20—30 сек. до нескольких минут (1—3 мин.).

## ДИНАМИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕРМИЧЕСКОГО КОЭФИЦИЕНТА ЛИНЕЙНОГО РАСШИРЕНИЯ ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫХ КОНЦЕВЫХ МЕР ДЛИНЫ

### Введение

Величина термического коэффициента линейного расширения является одной из существеннейших характеристик точных образцовых мер длины [1]. Разработкой методов определения коэффициентов термического расширения эталонов длины занимались метрологи Международного бюро мер и весов и национальных лабораторий. Методика измерений с начала проведения работ (1888 г.) и по настоящее время претерпела ряд изменений. Менялись также и величины самих коэффициентов. При определении коэффициентов применялись как компараторные, так и интерференционные методы измерений. Недостаточная согласованность результатов, полученных для одних и тех же мер разными методами, приводит к тому, что и в настоящее время вопросы, связанные с методикой работы по определению величин коэффициентов расширения, привлекают к себе внимание.

Наиболее точными мерами длины, широко применяемыми в настоящее время в науке и промышленности, являются плоскопараллельные концевые меры. Интерференционные методы измерения длины концевых мер [2] позволяют оценить их размеры с высокой степенью точности и требуют полной технической характеристики мер, особенно в отношении коэффициента термического линейного расширения. В ОСТ 85000-39 к материалу для плоскопараллельных концевых мер предъявляется следующее техническое условие: величина его температурного линейного расширения должна составлять  $11,5 \mu$  на метр и градус с отклонениями от указанного значения  $\pm 1 \mu$ .

Концевые меры длины изготавливаются из закаленной стали специального состава. Ориентировочная величина коэффициента расширения сплава может быть подсчитана по правилу смешения; термическая обработка увеличивает его значение. В процессе старения он также несколько меняется [6]. При измерении концевых мер нужно иметь не ориентировочные, а точные величины средних коэффициентов расширения для температуры  $20^\circ \text{C}$  для каждой



меры набора размером свыше 30 мм. Точное определение коэффициента расширения каждой концевой меры возможно только при измерении его для данной меры.

В настоящее время определение коэффициента расширения концевых мер производят путем измерения размеров каждой меры абсолютным методом на интерференционном компараторе при десяти различных температурах, пять из которых выше 20° С и пять ниже 20° С, в пределах  $20 \pm 3^\circ \text{С}$ . Каждый отсчет связан с изменением температуры термостатической комнаты и с длительной выдержкой меры на приборе при этой температуре. Данный метод со стабильной температурой очень трудоемок и поэтому применяется редко. До сего времени не существует какого-либо метода, позволяющего достаточно быстро определять величину температурного расширения.

Настоящая работа предлагает метод измерения термического коэффициента линейного расширения концевых мер длины без продолжительных выдержек при постоянной температуре. В процессе измерения температура меры меняется. Используемый метод измерения непостоянной температуры основан на работах термометрической лаборатории ВНИИМ по изучению нестационарных тепловых процессов.

#### Динамический метод определения термического коэффициента расширения

Коэффициент термического расширения является функцией температуры  $\alpha = f(t)$ , вычислить которую теоретически не представляется возможным.

Значение коэффициента расширения для интервала температур  $0^\circ$  и  $t^\circ \text{С}$  можно выразить в виде ряда

$$\alpha_{0,t} = \alpha + \beta t + \gamma t^2 + \dots \quad (1)$$

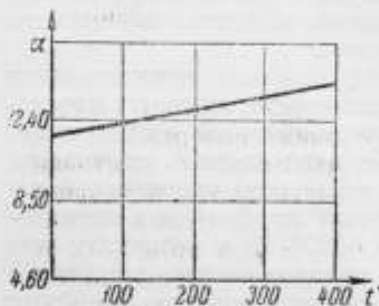


Рис. 1.

коэффициенты которого вычисляют опытным путем.

На рис. 1 приведена кривая изменения коэффициента расширения в зависимости от температуры для стали.

Средним термическим коэффициентом линейного расширения в интервале температур  $t_2, t_1$ , называют величину

$$\alpha_{t_1, t_2} = \frac{1}{l_0} \frac{\Delta l}{\Delta t} \quad (2)$$

где  $l_0$  — длина стержня при температуре  $0^\circ \text{С}$ ,

$$\Delta l = l_2 - l_1,$$

$$\Delta t = t_2 - t_1;$$

$l_1$  и  $l_2$  — длины стержня, соответствующие температурам  $t_1$  и  $t_2$ .

Для измерения плоскопараллельных концевых мер длины с точностью, соответствующей первому разряду, необходимо знать

коэффициент расширения стали при температурах близких к  $20^{\circ}\text{C}$  с точностью  $1\%$ . В этих условиях можно ограничиться небольшим температурным интервалом порядка  $20 \pm 4^{\circ}\text{C}$ .

Исследование разложения в ряд (1) при измерении коэффициента расширения стали показывает, что величина второго члена ряда составит около 0,001 от первого, почему при подсчете коэффициента расширения с точностью около  $1\%$  можно ограничиться только первым членом и определять его по формуле

$$\alpha = \frac{1}{l_0} \frac{\Delta l}{\Delta t}, \quad (3)$$

где  $l_0$  — длина при температуре  $20^{\circ}\text{C}$ ,

$$\Delta l = l_2 - l_1,$$

$$\Delta t = t_2 - t_1.$$

Полученная величина  $\alpha$  будет соответствовать средней температуре рассматриваемого участка  $\frac{t_1 + t_2}{2}$ . Точное значение коэффициента расширения при  $20^{\circ}\text{C}$  можно получить при симметричности отчетов относительно  $20^{\circ}\text{C}$ .

В принятом методе измерения коэффициента расширения концевых мер при нестабильной температуре следует обратить особое внимание на градиенты температуры в направлении измеряемого размера. Градиенты будут минимальными в том случае, если мера во время исследования расположена так, что ее размер, подлежащий измерению, является горизонтальным, а по вертикали она имеет небольшую толщину. При вертикальном же положении образца, принятом во всех до сих пор существующих интерференционных методах исследования коэффициента расширения, возникающие в образце температурные градиенты распределены по направлению измеряемого размера, что в случае динамического метода совершенно неприемлемо.

Схема используемой макетной установки для измерений динамическим методом приведена на рис. 2.

Измеряемую плоскопараллельную концевую меру длины  $N$  притирают серединой одной из ее рабочих поверхностей к узкой плоской стеклянной пластинке так, чтобы длина пластинки была направлена вдоль короткого ребра меры. Затем помещают этот блок в центр полого горизонтального нагревательного цилиндра на П-образную подставку. Ось меры при этом должна быть направлена горизонтально. Измерение заключается в последовательных отчетах приращений длины абсолютным интерференционным методом и приращений температуры меры в процессе нагревания.

Измерение приращений длины состоит в следующем. На поверхностях меры и притертого к ней стекла создают интерференционную картину, изменение которой дает возможность отсчитать приращение длины. Для получения интерференционной картины нагревательный цилиндр укреплен на интерферометре. Разделяющая пластинка интерферометра представляет собой двойную призму  $P$ , склеенную из двух прямоугольных призм; гипотенуз-

ная грань одной из них полупосеребрена. Свет от кадмиевой лампы  $S$  с накаливаемым катодом проходит через монохроматор  $M$ , объектив коллиматора  $L_1$  и падает на разделяющую призму  $P$ . Одна часть падающих лучей проходит через призму  $P$ , отражается частью от рабочей поверхности меры, частью от притертого к мере стекла, затем снова отражается от полупосеребренной грани призмы  $P$  и падает на линзу  $L_2$ . Вторая часть пучка, отразившись от полупосеребренной грани призмы  $P$ , падает на зеркало  $R$ , отражается от него и проходит через призму  $P$  на линзу  $L_2$ . Зеркало  $R$  при этом устанавливается так, чтобы мнимое изображение его отражающей поверхности  $R'$ , даваемое разделяющей призмой  $P$ , находилось примерно на середине длины меры; посредством линзы  $L_2$  и диафрагмы  $D$  наблюдают интерференционные полосы на поверхности меры и на притертом к ней стекле.

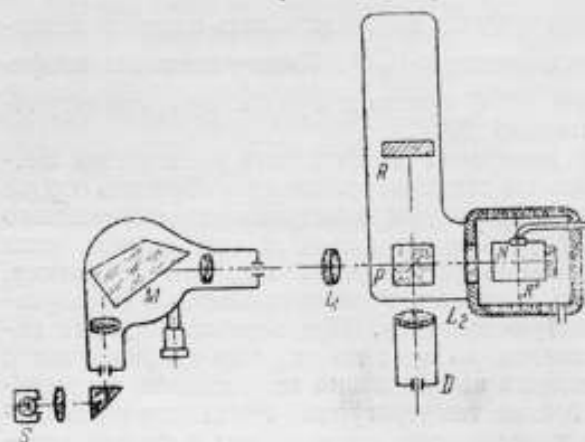


Рис. 2.

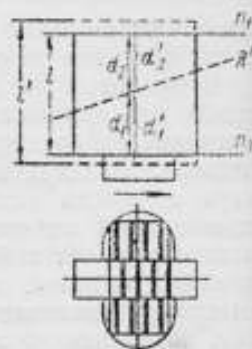


Рис. 3.

В поле зрения на фоне двух систем интерференционных полос равной толщины виден крест нитей, поставленный перед линзой  $L_2$ .

Для наблюдения интерференционных полос призму освещают параллельным пучком света. Освещающий коллиматор должен иметь небольшую диафрагму, расположенную строго на оптической оси.

Наблюдаемые в поле зрения интерференционные полосы двух систем (на поверхности меры и на притертом к ней стекле, рис. 3) чаще всего параллельны между собой, а направление их перпендикулярно длинному ребру меры.

Длина меры может быть оценена путем отсчета смещения  $\varepsilon$  интерференционной полосы наименьшего порядка интерференции, расположенной на стеклянной пластинке, притертой к мере, по отношению к полосе, проходящей через среднюю точку поверхности меры.

Длину плоскопараллельной концевой меры определяют по следующей формуле:

$$l = (N_1 + N_2 + \varepsilon) \frac{\lambda}{2} = (N + \varepsilon) \frac{\lambda}{2}, \quad (4)$$

где  $N_1 \frac{\lambda}{2} = d_2$  — толщина клина между верхней поверхностью меры  $n_1$  и относительной плоскостью  $R'$ ;

$(N_2 + \varepsilon) \frac{\lambda}{2} = d_1$  — толщина клина между относительной плоскостью  $R'$  и поверхностью  $n_2$  стеклянной пластинки, к которой мера притерта.

При определении коэффициента расширения необходимо было определить удлинение меры  $l' - l$  при изменении температуры на величину  $t_2 - t_1$ . Разность  $l' - l$  составит:

$$l' - l = [(N' + \varepsilon') - (N + \varepsilon)] \frac{\lambda}{2}. \quad (5)$$

Обозначив  $N' - N = M$  и  $\varepsilon' - \varepsilon = \varepsilon_1$ , получим

$$l' - l = (M + \varepsilon_1) \frac{\lambda}{2}. \quad (6)$$

Для того чтобы отсчитать изменение длины, следует определить: 1) дробную часть в первый момент наблюдения  $\varepsilon$ , 2) число прошедших на плитке полос относительно полос на стекле  $M$  и 3) дробную часть в конце наблюдения  $\varepsilon'$ . Предыдущие рассуждения были бы справедливы, если бы длина волны не являлась функцией показателя преломления воздуха, который, в свою очередь, зависит от температуры, давления и влажности.

После измерения концевых мер в длинах световых волн на интерферометре полученные величины приводят к нормальным условиям, за которые приняты следующие: температура  $20^\circ \text{C}$ , давление  $H = 760 \text{ мм}$ , упругость паров воды  $e = 10 \text{ мм}$ . Для этих условий в таблицах приводятся длины волн спектральных линий, называемые  $\lambda_n$ . Подсчет длины плитки после ее измерения по формуле (4) дает

$$l_n = (N + \varepsilon) \frac{\lambda_n}{2}, \quad \frac{\lambda_n}{\lambda}$$

где величина  $\lambda_n$  отличается от длины волны, которая имела место при измерении. Следовательно,  $l_n$  не равна истинной длине плитки

$$l = (N + \varepsilon) \frac{\lambda_{t, H, e}}{2}.$$

Для получения истинной длины  $l$  к вычисленной длине нужно прибавить поправочный член  $k$ , который составляет

$$k = [(-0,361 \Delta H + 0,938 \Delta t + 0,054 \Delta e) \cdot 10^{-3}] l,$$

где  $\Delta H = H - 760$ ,

$\Delta t = t - 20$ ,

$\Delta e = e - 10$ .

Пусть

$$N + \varepsilon = P,$$

тогда

$$l = P_1 \frac{\lambda_1}{2} = P_1 \frac{\lambda_n}{2} + k_1,$$

где  $\lambda_1$ —длина волны при  $H_1$ ,  $t_1$  и  $e_1$ ,  
и

$$l' = P_2 \frac{\lambda_2}{2} = P_1 \frac{\lambda_1}{2} + k_2,$$

где  $\lambda_2$ —длина волны при  $H_2$ ,  $t_2$  и  $e_2 \approx e_1$ , так как в течение одного цикла измерения в обычных лабораторных условиях влажность меняется очень незначительно.

Разность  $l' - l$  составит

$$l' - l = (P_2 - P_1) \frac{\lambda_n}{2} + (k_2 - k_1), \quad (7)$$

где

$$k_2 - k_1 = 0,938 (t_2 - t_1) \cdot 10^{-6} l - 0,361 (H_2 - H_1) \cdot 10^{-6} l.$$

Для вычисления приращения длины при данном изменении температуры получают окончательно следующее выражение:

$$l' - l = (P_2 - P_1) \frac{\lambda_n}{2} + 0,938 (t_2 - t_1) \cdot 10^{-6} l - 0,361 (H_2 - H_1) \cdot 10^{-6} l, \quad (8)$$

где  $P_2 - P_1$ —число прошедших целых полос на мере относительно полос на стекле плюс изменение дробной части,

$t_2$  и  $t_1$ —температура меры в конечный и в начальный моменты наблюдения,

$H_2$  и  $H_1$ —атмосферное давление в конце и в начале измерения,

$l$ —номинальная длина меры в мм.

Нагревание меры и измерение приращений ее температуры осуществляются следующим образом. Электрический ток, проходящий через наружную нагревательную обмотку цилиндра, нагревает ее внутреннее воздушное пространство, в котором на теплоизолированной подставке помещается мера. На середину поверхности меры прикреплен при помощи специального зажима горячий спай медно-константановой термопары; холодный спай находится в непосредственном контакте с резервуаром калориметрического термометра со шкалой от  $14^\circ$  до  $23^\circ$  С и ценой деления  $0,01^\circ$  С. Термометр помещен в дьюаровский сосуд с трансформаторным маслом и поддерживается путем теплоизоляции при постоянной температуре. В цепь термопары включен зеркальный гальванометр. Отсчет показаний гальванометра производится субъективным методом. Термопару с гальванометром и шкалой перед использованием градуируют на месте установки.

Изменения отклонений гальванометра соответствуют изменениям температуры слоев меры, близких к поверхности, и слоев воздуха, непосредственно соприкасающихся с термопарой и с поверхностью меры.

Выбранный способ измерения температуры был применен после рассмотрения следующих положений. Измерение температуры меры при нестационарном тепловом режиме требует при-



бора с минимальной тепловой инерцией. Наименьшей тепловой инерцией обладает термопара. Инерция любого термометра зависит от того, что воспринимающая часть его принимает температуру не мгновенно (чисто термическая часть), и от того, что передаточный механизм запаздывает передать указателю изменение температуры воспринимающей части (механическая часть). Чисто термическая инерция термопары без термоизоляции близка к нулю, механическая же зависит от выбранного способа измерения термоэлектродвижущей силы.

Потенциометрический метод измерения в данном случае неудобен вследствие сложности отсчета и значительного времени, требуемого для компенсации.

Нагревание стальной прямоугольной меры с притертой к ней небольшой стеклянной пластинкой производится в цилиндре, который имеет значительные размеры по сравнению с мерой. Этим обеспечивается до некоторой степени равномерное распределение температур во всем объеме меры. Цилиндр закрыт со всех сторон крышками, но абсолютной герметичности он не имеет — давление в нем в процессе нагревания не меняется. Приращения температуры, отсчитываемые по термопаре, будут равны увеличениям средней объемной температуры меры только при определенных условиях нагревания.

Процесс нагревания тела, находящегося в среде, температура которой меняется, рассматривается проф. Г. М. Кондратьевым [3,4,5]. Применим в нашем случае предложенные им формулы, устанавливающие зависимости между температурой среды и средней объемной температурой системы нагреваемых тел, при параболическом и линейном изменении температуры среды в зависимости от времени. В результате для установившегося режима при изменении температуры среды по параболе получают:

$$t - \theta = -Bk - 2kc\tau + 2k^2c, \quad (9)$$

где  $t$  — средняя объемная температура системы нагреваемых тел,  
 $\theta$  — температура среды, функция времени,  
 $k$  — коэффициент термической инерции нагреваемых тел,  
 $B$  и  $c$  — коэффициенты уравнения параболы.

При линейном изменении температуры среды аналогичная формула будет иметь вид:

$$t - \theta = -rk, \quad (10)$$

где  $r$  — угловой коэффициент прямой.

В формулах (9) и (10) имеется коэффициент термической инерции  $k$ , зависящий как от физических свойств и размеров системы тел, так и от вещества и состояния среды, в которой эти тела находятся. Для равномерного распределения температур внутри системы тел (с определенной усредненной температурой) величину

$k = \frac{1}{m}$  можно вычислить из соотношения

$$m = \alpha \frac{S}{c},$$

где  $\alpha$ —коэффициент теплоотдачи на границе между системой и средой,

$S$ —поверхность нагреваемых тел,

$c$ —теплоемкость тел.

Коэффициент теплоотдачи зависит от многих физических факторов, характеризующих поверхность тела и среду.

При неравномерном распределении температур в системе тел усредненной температуры системы фактически не существует. Приближенное определение величины термической инерции в данном случае возможно, по решению проф. Г. М. Кондратьева, в следующем виде.

Термическую инерцию  $k$  для однородного тела, находящегося в условиях простого охлаждения, считают равной

$$k = \frac{c}{\alpha S \psi}, \quad (11)$$

где  $\psi$ —число нулевой размерности, лежащее между нулем и единицей. Коэффициент  $\psi$  равен отношению средней поверхностной температуры тела к его средней объемной температуре (если температуру окружающей среды условно считать равной нулю). При равномерном распределении температур  $\psi=1$ , в общем же случае  $\psi < 1$ . Чем интенсивней теплообмен тела со средой, тем сильнее  $\psi$  будет отличаться от единицы.

При изменении температуры среды по определенному закону рекомендуется понимать под  $t$  среднюю объемную температуру системы тел, а число  $k$  определять из опыта, проведенного в условиях простого охлаждения так, чтобы  $\alpha$  было одинаковым в обоих случаях.

Если  $k$  определено, то приращения средней объемной температуры нагреваемого тела можно вычислить по приведенным выше формулам. При изменении температуры среды, в которой расположена мера по закону параболы, согласно формуле (9), при допущении

$$k_1 = k_2 = k$$

имеем

$$\Delta t = t_1 - t_2 = \theta_1 - \theta_2 - 2kc(\tau_1 - \tau_2). \quad (12)$$

Следовательно, для вычисления  $\Delta t$  нужно знать величину термической инерции  $k$ .

При небольших величинах коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  погрешность его сильно сказывается на погрешности вычисления коэффициента термической инерции. Поэтому ошибка в определении  $\Delta t$  по формуле (12) будет велика.

Если температура среды изменяется по линейному закону, то при том же допущении

$$\begin{aligned} k_1 &= k_2 = k, \\ \Delta t &= \theta_1 - \theta_2, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $\theta_1$  и  $\theta_2$ —температуры, отсчитываемые по термометру.

В случае формулы (13) измерение  $\Delta t$  не связано с измерением  $\alpha$  и, следовательно, может быть произведено с более высокой точностью.

Отсюда вытекает, что применить в наших условиях процесс охлаждения нагретой меры не представляется возможным.

Было установлено экспериментально, что для нашей установки по прошествии 10 мин. с начала включения нагревательной обмотки процесс можно считать установившимся и  $k_1 = k_2$ . Таким образом, отсчет приращений средней объемной температуры меры при помощи термопары, находящейся на середине меры, будет правилен в том случае, если повышение температуры нагревающего пространства будет происходить по линейной зависимости от времени.

Перед использованием нагревателя в нем были выработаны для каждого размера меры режимы изменения силы тока в нагревательной обмотке во времени, соответствующие изменению по линейному закону температуры внутреннего пространства в зависимости от времени. Ориентировочная величина допустимой погрешности отступления нагревательного режима от прямолинейности, вычисленная при помощи формулы (12), равна  $0,04^\circ$  в час.

На рис. 4 приведена кривая изменения температуры по термопаре в зависимости от времени для одного из циклов измерений. Как видно, она очень близка к прямой.

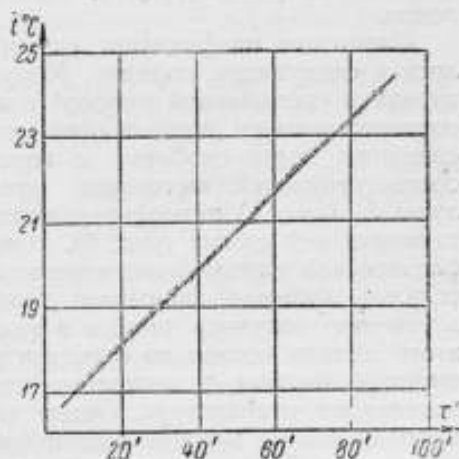


Рис. 4.

Примерная оценка точностей, с которыми следует проводить измерения приращений длин и температур предлагаемыми методами для определения коэффициента термического линейного расширения с предельной погрешностью около  $1\%$ , может быть сделана следующим образом. Приблизительно предельная относительная погрешность коэффициента расширения, вычисляемого по формуле (3), равна:

$$\frac{\partial \alpha}{\alpha} = \frac{\partial (\Delta l)}{\Delta l} + \frac{\partial (\Delta t)}{\Delta t} + \frac{\partial l_{20}}{l_{20}}, \quad (14)$$

где величина  $\frac{\partial l_{20}}{l_{20}}$  очень мала сравнительно с другими слагаемыми.

Принимая величину  $\Delta t = 6^\circ$  и минимальную длину концевой меры 30 мм, получим, что предельные допустимые погрешности при измерении приращений длин составят

$$\partial (\Delta l) = \pm 0,012 \mu,$$

а предельные погрешности при измерении температур

$$\partial (\Delta t) = \pm 0,025^\circ \text{C}.$$

Если диапазон изменения температур остается постоянным для всех размеров мер, то для мер, больших 30 мм, при тех же  $\delta(\Delta l)$  и  $\delta(\Delta t)$ , точность определения коэффициента расширения будет несколько выше. Вышеуказанная точность была достигнута путем применения большого количества точек отсчета, соответствующего подбора теплового режима и выбора гальванометра по специальным техническим условиям. Длину при температуре 20° С  $l_{20}$  можно принимать равной номинальному значению меры.

Измерение коэффициента расширения нужно проводить так, чтобы средняя точка данного измерения колебалась в пределах  $\pm 4^\circ$  от 20° С. Тогда разность между  $\alpha_{20}$  и  $\alpha_{t_{cp}}$  будет порядка 0,04 μ на метр и на градус, что лежит на пределе точности измерения.

Измерение коэффициента расширения концевых мер проводилось в следующем порядке. Мету, подлежащую измерению, притирали к специальной плоской пластинке, помещали этот блок на соответствующее место в нагревательный цилиндр и надевали на середину меры скобочку с горячим спаем терморпары. После соответствующей юстировки оптики получали в поле зрения лупы  $L_2$  (рис. 1) интерференционные полосы на мере и на притертом к ней стекле (рис. 3). Направление полос на мере приблизительно параллельно короткому ребру меры. Затем нагревательный цилиндр закрывали крышками и давали всей системе в течение получаса прийти в температурное равновесие. После этого делали несколько отсчетов дробных частей на интерференционной картине и несколько отсчетов по гальванометру при постоянной температуре. Затем включали нагревание цилиндра, проводя его по заранее подобранному режиму для данного размера меры. По прошествии 10 мин. с начала нагревания делали отсчеты через одну минуту в таком порядке: 1) дробная часть на интерференционной картине, 2) показания гальванометра, 3) показания на термометре в дьюаровском сосуде. Когда отсчет по гальванометру показывал увеличение температуры на 6—8° С, нагревание прекращали. Регулировкой реостата поддерживали температуру, измеряемую при помощи терморпары, постоянной в течение 15 мин., и делали отсчеты при второй точке с постоянной температурой. Продолжительность нагревания была обычно около 1,5 часа.

Полученные данные обрабатывались методом наименьших квадратов, причем использовались только точки с дробными частями, близкими к нулю и к половине полосы. Совокупные уравнения составлялись по формуле

$$\alpha = \frac{1}{l_{20}} \frac{\Delta l}{\Delta t}.$$

Перед аналитическим решением совокупность точек была обработана графически. На рис. 5 приведена одна из кривых, соответствующая графическому решению уравнения (3).

Сводка результатов измерений семи различных мер приведена в табл. 1.

Таблица 1

№ по пор.	Размер меры	№ измерения	Средняя температура измерения °С	Величина коэффициента расширения $\alpha \cdot 10^6$			Вероятная погрешность величины $\alpha_1$
				динамическим методом I	по двум точкам с постоянной температурой II	На интерференционном компараторе III	
1	2	3	4	5	6	7	8
1	100 мм	1	20,9	12,46	—	—	$\pm 0,04$
		2	20,8	12,41	—	—	$\pm 0,04$
		3	20,2	12,47	—	—	$\pm 0,02$
		4	21,5	12,45	—	—	$\pm 0,04$
		5	21,7	12,53	12,4 <sub>8</sub>	—	$\pm 0,02$
		6	20,0	12,50	12,5 <sub>5</sub>	—	$\pm 0,02$
		Ср. взвешенное		12,49	12,5 <sub>2</sub>	12,53	—
2	100 мм	1	24,3	12,53	12,5 <sub>4</sub>	—	+0,04
		2	24,5	12,49	12,4 <sub>9</sub>	—	+0,04
		3	23,6	12,53	—	—	+0,04
		Ср. взвешенное		12,52	12,5 <sub>2</sub>	—	—
3	100 мм	1	24,6	12,62	—	—	$\pm 0,03$
		2	24,5	12,55	—	—	$\pm 0,04$
		Ср. взвешенное		12,60	—	—	—
4	80 мм	1	21,9	11,96	11,9 <sub>5</sub>	—	$\pm 0,08$
		2	26,5	12,01	11,9 <sub>6</sub>	—	$\pm 0,11$
		3	22,6	12,10	12,0 <sub>2</sub>	—	$\pm 0,08$
		Ср. взвешенное		12,02	—	—	—
5	60 мм	1	22,9	11,92	—	—	$\pm 0,04$
		2	23,6	12,11	—	—	$\pm 0,04$
		3	23,6	12,08	—	—	$\pm 0,04$
		4	23,7	12,03	—	—	$\pm 0,04$
		5	21,9	12,01	12,0 <sub>6</sub>	—	$\pm 0,05$
		6	22,9	12,11	12,0 <sub>5</sub>	—	$\pm 0,05$
		Ср. взвешенное		12,05	12,0 <sub>5</sub>	12,05	—
6	50 мм	1	23,4	11,79	11,8 <sub>9</sub>	—	$\pm 0,04$
		2	23,6	11,85	11,8 <sub>6</sub>	—	$\pm 0,04$
		Ср. взвешенное		11,82	11,8 <sub>8</sub>	11,78	—
7	30 мм	1	19,6	11,83	—	—	$\pm 0,08$
		2	20,0	11,89	—	—	$\pm 0,11$
		3	19,2	11,83	—	—	$\pm 0,11$
		4	22,1	11,89	—	—	$\pm 0,11$
		Ср. взвешенное		11,86	—	11,94	—



Для сравнения в графе 7 табл. 1 приведены цифры, полученные путем интерференционного измерения мер после длительных выдержек при различных постоянных температурах термостатической комнаты.

Цифры табл. 1 показывают, что величины коэффициентов расширения, полученные динамическим методом, мало различаются

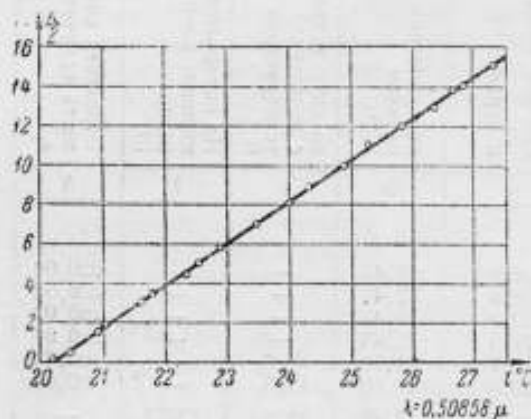


Рис. 5.

между собой для данной меры и находятся в хорошем согласии с величинами, полученными стабильными методами.

Предлагаемый динамический метод измерения термических коэффициентов линейного расширения концевых мер длины, при горизонтальном положении образца, дает возможность получить сравнительно быстрые и точные величины коэффициентов. Применяв

этот метод к нескольким температурным интервалам в пределах 100°С в специально сконструированном приборе, можно исследовать кривую расширения образца с высокой метрологической точностью. Если снабдить предлагаемую установку рядом дополнительных проекционных приспособлений и светонепроницаемой камерой, то можно фотографически регистрировать изменения длины и температуры.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Барипов, Современное состояние эталонов длины, 1941.
2. М. Ф. Романова, Интерференция света и ее применения, ОНТИ 1937.
3. Г. М. Кондратьев, Тепловые исследования и измерения, 1936, в. 10 (26), стр. 37.
4. Г. М. Кондратьев, Исследование в области тепловых измерений, 1941, в. 2 (47).
5. Г. М. Кондратьев, Испытания на теплопроводность по методам регулярного режима 1936.
6. Кан, Исследование свойств плоскопараллельных плиток, 1933.

## ПОПРАВКА НА РАЗНОРОДНОСТЬ ПОВЕРХНОСТЕЙ КОНЦЕВОЙ МЕРЫ И ПЛАСТИНЫ ПРИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ ДЛИНЫ

### Введение

Из электромагнитной теории света следует, что при отражении света от металла изменяется его направление, амплитуда и фаза колебания. Если распространение падающего света определяется уравнением

$$E = E_0 e^{i \left[ 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right) + \beta \right]}, \quad (1)$$

где  $E$  — электрический вектор,

$E_0$  — амплитуда колебаний падающего света,

$T$  — период колебания,

$\lambda$  — длина волны,

$\beta$  — начальная фаза колебания,

то распространение отраженного света будет определяться уравнением

$$R = R_0 e^{i \left[ 2\pi \left( \frac{t}{T} + \frac{z}{\lambda} \right) + \beta + \Delta_0 \right]}, \quad (2)$$

где  $R_0$  — амплитуда колебаний отраженного света и

$\Delta_0$  — изменение фазы отраженного света.

$\Delta_0 = \pi + \Delta$ , где  $\Delta$  — скачок фазы при отражении от металла, равный нулю в случае отражения от диэлектрика.

На основании пограничных условий скачок фазы  $\Delta$  и отношение амплитуд  $\frac{R_0}{E_0}$  могут быть выражены через оптические постоянные металла. При нормальном падении света величина  $\Delta$  определяется уравнением

$$\operatorname{tg} \Delta = - \frac{2n\chi}{n^2 + (\pi\chi)^2 - 1}, \quad (3)$$

где  $n$  и  $\chi$  — показатели преломления и поглощения [1].

При наличии скачка фазы можно считать, что свет меняет свое направление не от отражающей поверхности, так называемой механической плоскости  $P_m$  (рис. 1), а от плоскости  $P_0$ ,

называемой оптической плоскостью и расположенной за плоскостью  $P_m$  в глубь металла. В таком случае путь, проходящий светом, увеличивается на величину  $2Z_0$ , которая для нормального падения света определяется уравнением

$$2Z_0 = \frac{\Delta}{2\pi} \lambda. \quad (4)$$

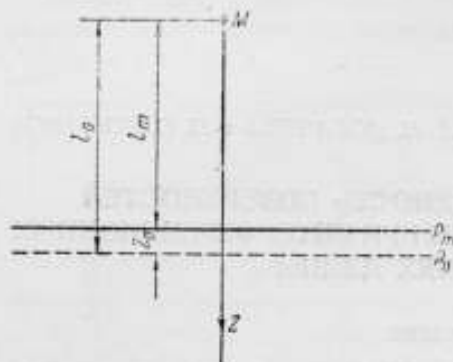


Рис. 1. Механическая и оптическая плоскости концевой меры.

Как видно из табл. 1, изменение скачка фазы очень незначительно и достигает значения  $0,004 \mu$  при изменении длины волны от  $0,656 \mu$  для красного цвета до  $0,400 \mu$  для фиолетового.

Теоретическая величина скачка фазы, вычисленная по формуле (3), очень незначительно изменяется с изменением длины волны света  $\lambda$ , в котором производится наблюдение. В табл. 1 даются результаты подсчетов значения скачка фазы для стали при различных длинах световых волн [9].

Таблица 1

$\lambda, \mu$	$n$	$n^2$	$Z_0 = \frac{\Delta}{4\pi} \lambda, \mu$
0,400	1,68	2,73	0,017
0,450	1,89	2,93	0,017
0,500	2,09	3,15	0,017
0,589	2,49	3,43	0,018
0,630	2,65	3,54	0,018
0,656	2,33	3,20	0,021

Теоретическая величина скачка фазы также изменяется очень незначительно при переходе от одного металла к другому, как это следует из табл. 2. Для стекла и кварца скачок фазы равен нулю.

Таблица 2

Металл	$n$	$n^2$	$Z_0 = \frac{\Delta}{4\pi} \lambda, \mu$
Платина . . . . .	2,15	1,92	0,018
Никель . . . . .	1,80	1,87	0,021
Серебро . . . . .	0,181	20,2	0,024
Золото . . . . .	0,570	5,31	0,031
Медь . . . . .	0,641	4,08	0,032

Для плоскопараллельных концевых мер различных фирм с измерительными поверхностями одинаковой чистоты теоретическая величина скачка фазы, вычисленная на основании оптических постоянных, практически не изменяется, как это видно из табл. 3.

Таблица 3

Концевая мера (ном. размер)	$n$	$x$	$Z_0 = \frac{\Delta}{4\pi} \lambda, \mu$
10 мм . . . . .	2,105	1,475	0,0200
15 мм . . . . .	1,985	1,607	0,0175
6 мм . . . . .	2,130	1,509	0,0195
6,5 мм . . . . .	2,200	1,475	0,0190
1,33 мм . . . . .	2,113	1,362	0,0205
1,33 мм . . . . .	2,064	1,542	0,0200
1,008 мм . . . . .	1,855	1,522	0,0210

Как видно из приведенных таблиц, значения скачка фазы таковы, что ими нельзя пренебрегать при измерении плоскопараллельных концевых мер интерференционным методом, позволяющим определять длину концевых мер с наивысшей метрологической точностью.

Полученные экспериментально значения скачка фазы для плоскопараллельных концевых мер по исследованиям различных авторов находятся в пределах 0—0,150  $\mu$ , т. е. по величине значительно больше точности интерференционного метода измерений. Поэтому становится необходимым уметь определять значение скачка фазы для различных концевых мер, знать причины, влияющие на изменение величины скачка фазы, и вводить в результаты интерференционных измерений поправку на скачок фазы.

### 1. Обзор работ по определению скачка фазы для плоскопараллельных концевых мер

Работы по экспериментальному определению значения скачка фазы концевых мер производились рядом исследователей как советских, так и иностранных, различными методами, и для мер различных фирм.

Так, в 1927 г. Перар и Моде определили значение скачка фазы для концевых мер методом колец равной толщины. Полученное ими среднее значение скачка фазы равнялось  $+0,017 \mu \pm 0,001 \mu$ .

В 1930 г. сотрудник ВНИИМ Т. Н. Крылова [5] определяла поправку на скачок фазы для набора концевых мер, притирая меры поочередно к образцовой стальной и к стеклянной пластинкам. Среднее значение поправки на скачок фазы для всего набора было получено равным  $+0,064 \mu \pm 0,014 \mu$ .

В 1938 г. сотрудник Харьковского института мер и измерительных приборов А. М. Кияшко [4] производил определения по-

правки для концевых мер методом блоков. Полученную экспериментально поправку он называл поправкой на притирку. Для различных мер набора значение этой поправки было различным. Среднее значение поправки было равно  $+0,074 \mu \pm 0,014 \mu$ .

В 1940 г. в Государственном оптическом институте были проведены работы по определению скачка фазы концевых мер оригинальным методом, предложенным акад. А. А. Лебедевым. Экспериментальные работы проводились сотрудником ГОИ Луизовым [6]. Были получены следующие значения скачка фазы для различных мер:

$$\begin{aligned} & -0,0016 \mu \\ & +0,033 \mu \\ & +0,025 \mu \end{aligned}$$

Для нескольких мер завода „Красный инструментальщик“ [8] было получено среднее значение скачка фазы  $+0,064 \mu \pm 0,014 \mu$ .

Из приведенных данных видно, что полученные экспериментально значения скачка фазы для стальных концевых мер значительно отличаются от значений скачка фазы, вычисленных по формуле (3), по оптическим постоянным стали (табл. 3).

Такое расхождение между экспериментальным и теоретическим значением скачка фазы и различие между экспериментальными значениями скачка фазы для различных мер привело нас к решению исследовать зависимость скачка фазы от качества поверхности концевой меры [2, 3].

## 2. Определение поправки на скачок фазы и на разность притирочных слоев методом блоков

Для экспериментального определения зависимости поправки на скачок фазы и на разность притирочных слоев от качества поверхности меры нами был выбран метод блоков, сущность которого заключается в следующем.

К стеклянной пластине попеременно притирались мера *I* и мера *II* (рис. 2, *a* и *b*), и измерялась их оптическая длина  $l_{o_1}$  и  $l_{o_2}$ . Из рис. 2, *a* видно, что оптическая длина меры *l* равна механической длине меры  $l_{m_1}$ , т. е. расстоянию между измерительными поверхностями меры плюс толщина притирочного слоя  $t_1$  между мерой *I* и стеклом и минус  $\Delta_1$ —скачок фазы на верхней измерительной поверхности меры *I*:

$$l_{o_1} = l_{m_1} + t_1 - \Delta_1. \quad (5)$$

Аналогично для меры *II* оптическая длина  $l_{o_2}$  определится как

$$l_{o_2} = l_{m_2} + t_2 - \Delta_2. \quad (6)$$

В наших исследованиях мера *II* являлась исследуемой мерой. Шероховатость ее верхней измерительной поверхности менялась доводкой наждаком. Мера *I* являлась мерой вспомогательной и



никаким изменениям не подвергалась, т. е. оптическая длина  $l_{o_1}$  все время оставалась неизменной, а оптическая длина  $l_{o_2}$  изменялась с изменением шероховатости верхней измерительной поверхности меры II.

После определения оптических длин  $l_{o_1}$  и  $l_{o_2}$  из мер составлялся блок так, как это изображено на рис. 2, в. Исследуемая мера II была всегда нижней мерой блока, а мера I притиралась сверху

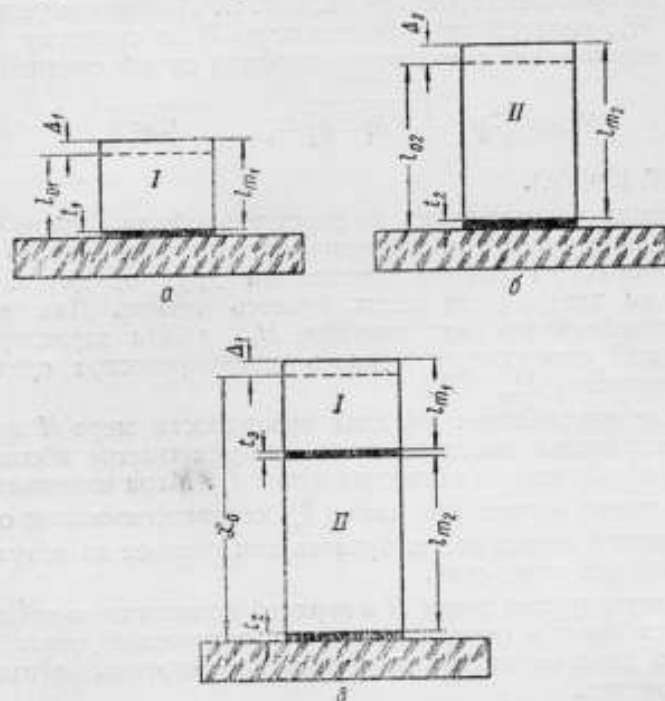


Рис. 2. Метод блоков.

к верхней поверхности меры II, т. е. к той, шероховатость которой изменялась. Измеряя оптическую длину блока  $L_o$ , равную

$$L_o = l_{m_1} + l_{m_2} + t_2 + t_3 - \Delta_1, \quad (7)$$

где  $t_2$ —толщина притирочного слоя между двумя стальными поверхностями, из которых поверхность меры I имела постоянную шероховатость, а поверхность меры II—переменную, и вычитая из полученного значения  $L_o$  сумму оптических длин мер  $l_{o_1} + l_{o_2}$ , мы получали поправку  $d_1$ , которая определяется, как

$$d_1 = L_o - (l_{o_1} + l_{o_2})$$

или

$$d_1 = \Delta_2 + t_2 - t_1. \quad (8)$$

Из уравнения (8) видно, что поправка  $d_1$  складывается из переменной величины скачка фазы на верхней поверхности меры  $II$  с изменяющейся шероховатостью, из переменной величины притирочного слоя  $t_2$  между стальными поверхностями и из постоянной величины  $t_1$ —притирочного слоя между стеклом и мерой  $I$ .

Для определения зависимости поправки  $d_1$  от чистоты поверхности меры  $II$  нами проводились следующие измерения:

1. На микроинтерферометре акад. В. П. Линника определялась величина  $H_{\text{ср}}$  верхней поверхности меры  $II$  по среднему квадратичному отклонению неровностей профиля от его средней линии:

$$H_{\text{ср}} = \frac{\lambda}{2} \sqrt{\frac{1}{n} (h_1^2 + h_2^2 + \dots + h_n^2)},$$

(см. ГОСТ 1945 г.).

Измерения производились на участке профиля длиной 0,2 мм. По всей длине участка отклонения определялись для 25 точек, расположенных на равном расстоянии друг от друга. Таких участков на поверхности меры бралось четыре. Для каждого участка определялось свое значение  $H_{\text{ср}}$ , а для характеристики чистоты всей поверхности бралось арифметическое среднее из четырех значений  $H_{\text{ср}}$  [7].

2. После определения чистоты поверхности мера  $II$  притиралась к стеклянной пластине и на интерферометре абсолютным методом определялась оптическая длина  $l_{\text{оп}}$ . Мера измерялась два раза и значение оптической длины  $l_{\text{оп}}$ , соответствовавшее определенной чистоте поверхности, бралось как среднее из результатов двух отдельных измерений.

3. Из исследуемой меры  $II$  и верхней вспомогательной меры  $I$  составлялся блок и определялась его оптическая длина  $L_0$  как среднее из двух отдельных измерений абсолютным методом на интерферометре.

В наших исследованиях верхней вспомогательной мерой  $II$  в 13 блоках была концевая мера номинального размера 10 мм с отклонением от номинального размера—0,079±0,002 мк и с чистотой поверхности  $H_{\text{ср}}=0,0208$  мк. В восьми блоках верхней мерой была концевая мера номинального размера 16,5 мм с отклонением от номинального размера—0,101 мк±0,002 мк и с чистотой поверхности  $H_{\text{ср}}=0,0218$  мк. Нижними исследуемыми мерами были концевые меры различных фирм и различных номинальных размеров.

Чистота верхних поверхностей исследуемых мер несколько раз изменялась доводкой наждаком за исключением четырех последних мер в табл. 4.

Результаты измерений сведены в табл. 4 и представлены в виде кривой  $I-I$  на рис. 3. По оси абсцисс откладываются значения  $H_{\text{ср}}$  чистоты поверхности исследуемых мер, а по оси ординат—величины поправки  $d'$ .

Из кривой I—I видно, что между поправкой  $d_1$  и чистотой поверхности  $H_{ск}$  существует прямолинейная зависимость. Отклонения отдельных измерений от прямой не превышают точности интерференционных измерений.

Представляя зависимость поправки  $d_1$  от величины  $H_{ск}$  в форме

$$d_1 = \alpha + \beta H_{ск} \quad (9)$$

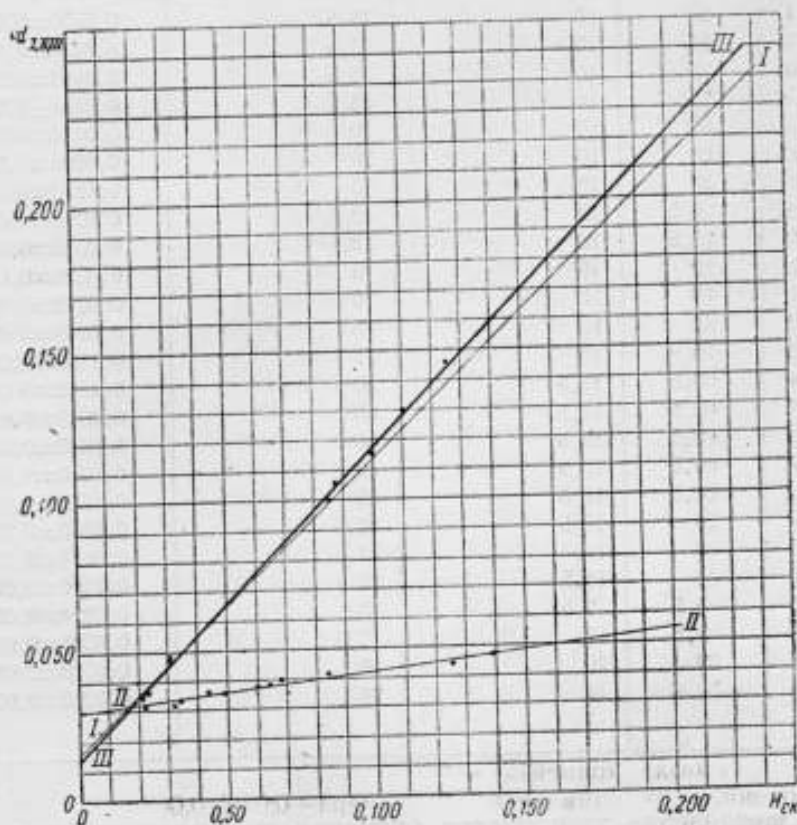


Рис. 3. Зависимость поправок  $d_1$ ,  $d_{II}$  и  $d$  от чистоты поверхности  $H_{ск}$

и обрабатывая полученные результаты по способу наименьших квадратов, получаем следующие значения коэффициентов  $\alpha$  и  $\beta$ :

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= +0,0156 \mu \pm 0,0005 \mu \\ \beta &= +0,9908 \pm 0,0065 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Зависимость поправки  $d_1$  от величины  $H_{ск}$  установлена на основании измерений концевых мер различных заводов и различных номинальных размеров. Поэтому можно считать, что поправка  $d_1$  не зависит от номинального размера и сорта стали концевой меры, а является только функцией чистоты поверхности меры.

№ по пор.	Номинальный размер блока, мм	Номинальный размер мер, мм		Чистота верхней поверхности нижней меры, $\mu$	$l'_{0c}$ как отклонение от номинального размера, $\mu$	Оптическая длина блока как отклонение от номинального размера, $\mu$	$l'_{0c} + l'_{0c}$ $\mu$	Поправка $d_1$ , $\mu$
		верхняя мера	нижняя мера					
1	25	10	15,5	0,0320±0,0029	-0,205±0,003	-0,230±0,008	-0,277±0,003	0,047±0,009
2	25	10	15,5	0,0436±0,0008	-0,246±0,002	-0,261±0,005	-0,318±0,003	0,057±0,006
3	25	10	15,5	0,0494±0,0019	-0,273±0,001	-0,279±0,007	-0,345±0,002	0,066±0,007
4	25	10	15,5	0,0555±0,0046	-0,300±0,002	-0,299±0,003	-0,372±0,003	0,073±0,004
5	80	10	70	0,0432±0,0016	-0,227±0,002	-0,252±0,008	-0,294±0,003	0,042±0,004
6	80	10	70	0,0506±0,0018	-0,278±0,006	-0,285±0,007	-0,350±0,006	0,065±0,009
7	80	10	70	0,1550±0,0083	-0,402±0,008	-0,308±0,010	-0,474±0,008	0,166±0,013
8	20,5	10	10,5	0,0260±0,0013	-0,428±0,003	-0,458±0,007	-0,500±0,003	0,042±0,007
9	23,5	10	13,5	0,0340±0,0022	-0,361±0,004	-0,385±0,006	-0,433±0,004	0,048±0,006
10	19	10	9	0,0285±0,0016	-0,209±0,001	-0,235±0,005	-0,281±0,002	0,046±0,005
11	19	10	9	0,0842±0,0032	-0,458±0,003	-0,430±0,007	-0,530±0,003	0,100±0,007
12	25	10	15	0,0249±0,0023	-0,648±0,001	-0,680±0,007	-0,720±0,004	0,040±0,007
13	25	10	15	0,1100±0,0013	-0,804±0,005	-0,750±0,009	-0,876±0,005	0,126±0,010
14	66,5	16,5	50	0,0212±0,0014	+0,051±0,002	-0,015±0,005	-0,050±0,003	0,035±0,006
15	66,5	16,5	50	0,0342±0,0033	+0,008±0,002	-0,046±0,005	-0,093±0,003	0,047±0,006
16	66,5	16,5	50	0,0643±0,0053	-0,081±0,002	-0,107±0,005	-0,182±0,003	0,075±0,006
17	66,5	16,5	50	0,1380±0,0120	-0,201±0,005	-0,150±0,008	-0,302±0,005	0,152±0,009
18	66,5	16,5	50	0,1700±0,0080	-0,444±0,005	-0,375±0,010	-0,545±0,005	0,188±0,011
19	38	16,5	21,5	0,0640±0,0038	-0,188±0,004	-0,212±0,005	-0,289±0,004	0,077±0,006
20	38	16,5	21,5	0,0677±0,0015	-0,331±0,004	-0,351±0,008	-0,431±0,004	0,080±0,009
21	38	16,5	21,5	0,1250±0,0075	-0,401±0,002	-0,360±0,010	-0,502±0,003	0,142±0,010
22	5,5	2,5	3	0,0224±0,0016	-0,107±0,002	-0,132±0,005	-0,169±0,004	0,037±0,006
23	5,5	3	2,5	0,0308±0,0015	-0,062±0,003	-0,125±0,004	-0,169±0,004	0,044±0,006
24	30	20	10	0,0313±0,0024	-0,065±0,002	-0,135±0,005	-0,182±0,003	0,047±0,006
25	30	10	20	0,0223±0,0018	-0,117±0,002	-0,146±0,005	-0,182±0,003	0,036±0,006

### 3. Определение зависимости толщины притирочного слоя $t_1$ от чистоты поверхности меры

На интерферометре измерялась также длина концевой меры, притертой один раз к стальной пластине с чистотой поверхности  $H_{cx} = 0,023 \mu$ , а другой раз — к стеклянной пластине. Соответственно получалось два значения оптической длины концевой меры:  $l'_0$  — при притирке к стальной пластине и  $l''_0$  — при притирке меры к стеклу. Обозначая разность  $l'_0 - l''_0$  через  $d_{II}$ , нетрудно получить следующую зависимость:

$$d_{II} = \Delta_3 + t_3 - t_1, \quad (11)$$

где  $\Delta_3$  — скачок фазы на стальной пластине,

$t_3$  — толщина притирочного слоя между стальной пластиной и концевой мерой,

$t_1$  — толщина притирочного слоя между концевой мерой и стеклянной пластиной.

Произведя измерения концевых мер с различной чистотой притираемой поверхности, мы получили зависимость величины  $d_{II}$  от чистоты поверхности  $H_{cx}$  притираемой меры.

Результаты измерений сведены в табл. 5. Значения оптических длин  $l'_0$  и  $l''_0$  брались как среднее из результатов двух измерений.

Чистота притираемой поверхности мер определялась так же, как и при определении поправки  $d_1$ .

По данным табл. 5 зависимость величины  $d_{II}$  от чистоты поверхности  $H_{cx}$  изображена графически на рис. 3 в виде прямой II-II.

№ по пор.	Номинальный размер концевой меры мм	Чистота нижней поверхности меры $H_{Ск}$ , $\mu$	Длина $l_0$ как отклонение от номинального размера, $\mu$	Длина $l_0'$ как отклонение от номинального размера, $\mu$	Поправка $d_{II}$ , $\mu$
1	15,5	0,0320	-0,188±0,002	-0,220±0,003	0,032±0,004
2	15,5	0,0336	-0,225±0,001	-0,261±0,004	0,033±0,004
3	15,5	0,0494	-0,250±0,002	-0,286±0,003	0,036±0,004
4	15,5	0,0555	-0,276±0,001	-0,314±0,001	0,038±0,001
5	50	0,0212	+0,085±0,002	+0,053±0,000	0,032±0,003
6	50	0,0342	+0,047±0,001	+0,014±0,002	0,033±0,002
7	50	0,0643	-0,018±0,003	-0,058±0,004	0,040±0,005
8	50	0,1380	-0,042±0,004	-0,089±0,005	0,047±0,006
9	9	0,0842	-0,375±0,003	-0,416±0,004	0,041±0,005
10	21,5	0,0677	-0,254±0,003	-0,294±0,000	0,040±0,004
11	21,5	0,0640	-0,129±0,002	-0,168±0,004	0,039±0,004
12	21,5	0,1250	-0,287±0,004	-0,332±0,005	0,045±0,006

#### 4. Определение поправки на разнородность поверхностей концевой меры и пластины

Полученные нами экспериментально зависимости, графически выражаемые прямыми I—I и II—II, еще не дают возможности определять величину поправки, которую нужно вводить в результаты интерференционных измерений, чтобы получить длину концевой меры в соответствии с ОСТ № 85000-39.

Согласно ОСТ 85000-39, «размер плоскопараллельной концевой меры длины определяется расстоянием между двумя измерительными плоскостями, из которых одна является поверхностью вспомогательного тела (пластины), к которому мера полностью притерта одной своей измерительной плоскостью, а другая—свободной измерительной плоскостью меры. При этом предполагается, что материал, а также качество измерительных поверхностей меры и вспомогательного тела соответственно одинаковы».

Как следует из определения, длина концевой меры, согласно ОСТ, которую мы обозначим как  $l_{стх}$ , содержит толщину притирочного слоя  $l_3$  между плоскостью меры и пластиной того же материала и того же качества поверхности, что и концевая мера, т. е.

$$l_{стх} = l_m + l_3 \quad (12)$$

Величина скачка фазы на поверхности меры полагается равной величине скачка фазы на пластине и таким образом не входит в определение  $l_{стх}$ .

Однако на практике плоскопараллельные концевые меры измеряются обычно при притирке не к пластине того же материала,



что и мера, а к стеклянной или кварцевой пластине. Получаемая в результате измерений длина меры  $l_0$  определяется как

$$l_0 = l_m - \Delta_2 + t_1, \quad (13)$$

где  $\Delta_2$  — скачок фазы на поверхности меры, а

$t_1$  — толщина притирочного слоя между поверхностью меры и стеклянной пластиной.

Чтобы перейти от величины  $l_0$  к длине меры, согласно ОСТ, т. е. к  $l_{\text{ста}}$ , нами были экспериментально определены значения величины  $d$  — поправки на разнородность поверхностей меры и пластины для различных значений чистоты поверхности концевой меры.

Определение значений величины  $d$  производилось методом блоков. Только при определении величины  $d$  нижняя поверхность вспомогательной меры I и верхняя поверхность исследуемой меры II (рис. 2) обладали одинаковой чистотой поверхности, что достигалось доводкой этих двух поверхностей наждаком.

Величина  $d$  определяется как:

$$d = \Delta_2 + t'_3 - t_1, \quad (14)$$

где  $\Delta_2$  — значение скачка фазы на верхней плоскости исследуемой меры при данной чистоте поверхности,

$t'_3$  — толщина притирочного слоя между двумя стальными поверхностями данной одинаковой чистоты поверхности,

$t_1$  — толщина притирочного слоя между стеклом и стальной поверхностью данной чистоты.

Результаты измерений сведены в табл. 6. По данным этой таблицы построен график зависимости между величиной  $d$  и чистотой поверхности  $H_{\text{ск}}$  (прямая III на рис. 3). Как видно из графика, между величиной  $d$  и чистотой поверхности  $H_{\text{ск}}$  существует прямолинейная зависимость. Выражая эту зависимость в виде:

$$d = \alpha_1 + \beta_1 H_{\text{ск}} \quad (15)$$

и обрабатывая полученные результаты по способу наименьших квадратов, получаем следующие значения коэффициентов  $\alpha_1$  и  $\beta_1$ :

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= +0,0138 \mu \pm 0,0007 \mu \\ \beta_1 &= +1,0397 \pm 0,0096 \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Зная чистоту поверхности  $H_{\text{ск}}$  концевой меры, можно вычислить по формуле (15) значение поправки  $d$ . Прибавляя величину  $d$  к оптической длине меры  $l_0$ , определенной измерением на интерферометре при притирке меры к стеклянной пластине, получаем значение длины меры, согласно ОСТ 85000-39.

Таблица 6

№ по пор.	Верхняя мера блока		Нижняя мера блока		Оптическая длина блока как отклонение от номинального размера, $\mu$	$t_0 + t_0'$ $\mu$	$d, \mu$
	номинальный размер, мм	чистота нижней поверхности $H_{ск}$ , м	номинальный размер, мм	чистота верхней поверхности $H_{ск}$ , м			
1	16,5	0,0218	50	0,0212	-0,015±0,005	-0,050±0,003	0,035±0,006
2	20	0,0223	3	0,0224	-0,188±0,004	-0,225±0,003	0,037±0,005
3	10	0,0313	2,5	0,0308	-0,086±0,004	-0,133±0,004	0,047±0,006
4	10	0,1100	21,5	0,1250	-0,714±0,010	-0,860±0,007	0,146±0,012
5	5	0,1000	10	0,1100	-0,507±0,006	-0,622±0,005	0,129±0,010
6	13,5	0,0854	16	0,0872	-1,221±0,007	-1,326±0,007	0,105±0,010
7	10	0,1100	5	0,1000	-0,57 ±0,006	-0,622±0,005	0,115±0,008
8	16	0,0872	13	0,0854	-1,242±0,007	-1,342±0,006	0,100±0,010

### Выводы

В результате экспериментальных исследований нами было установлено, что величина поправки  $d$  на разнородность поверхностей меры и пластины возрастает по прямолинейному закону с увеличением  $H_{ск}$ .

Кроме того, установлено следующее:

1) толщина притирочного слоя  $t_0$  между сталью с постоянной чистотой поверхности и сталью с изменяющейся чистотой поверхности возрастает по прямолинейному закону с увеличением  $H_{ск}$ ;

2) толщина притирочного слоя  $t_1$  между стеклом и сталью с изменяющейся чистотой поверхности возрастает по прямолинейному закону с увеличением  $H_{ск}$  стальной поверхности;

3) толщина притирочного слоя  $t_2$  между двумя стальными поверхностями одинаковой чистоты зависит прямолинейно от величины  $H_{ск}$  обеих поверхностей, возрастая с увеличением  $H_{ск}$ .

Для практического применения результатов исследований дается формула зависимости поправки  $d$  на разнородность поверхностей меры и пластины от чистоты поверхности меры  $H_{ск}$ .

У применяющихся в повседневной работе плоскопараллельных концевых мер значение  $H_{ск}$  чистоты поверхности таково, что величиной поправки пренебрегать нельзя, так как эта величина превышает точность интерференционного метода измерений. Возможность определять значение поправки дает полученная нами экспериментально формула (15) зависимости между величиной  $d$  и чистотой поверхности меры  $H_{ск}$ , установление которой и являлось целью настоящей работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. П. Друде, Оптика, 1935.
2. М. Ф. Романова, Интерференция света и ее применения, ОНТИ, 1937.
3. М. Ф. Романова, Измерение длины концевых мер с помощью световых волн. Диссертация на соискание ученой степени доктора технических наук, 1946.
4. А. М. Княшко, О поправке на притирку при интерференционном методе измерений, „Метрология и поверочное дело“, 1939, № 9.
5. Т. Н. Крылова, К вопросу об определении разности между механической и оптической длиной концевых мер, Временник Главной палаты мер и весов, 1930, в. 4 (16).
6. Луизов, Разработка нового метода определения скачка фазы при отражении света от поверхности металла, Ученые записки ЛГУ, Серия физических наук, 1940, в. 6.
7. Дьяченко и Каширин, Количественные нормы чистоты (микрogeометрии обработанных поверхностей и их применение в машиностроении), 1946.
8. М. Платонов, Исследование качества поверхности плоскопараллельных концевых мер при помощи микроинтерферометра Линника, Сборник трудов ВНИИМ (Исследования в области измерения длины и качества обработки поверхностей), под ред. проф. В. А. Баранова, 1941.
9. P. Dru de, Bestimmung der optischen Constanten der Metalle, „Ann. d. Physik“, 1890, Bd. 39.

А. И. КАРТАШЕВ и Н. М. СЫРОМЯТНИКОВА

### ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ФИЛЬТРЫ ИЗ СЛЮДЫ

В настоящее время находят все большее и большее применение светофильтры, основанные на явлении интерференции света при многократных отражениях в тонких пленках. Эти светофильтры дают возможность в некоторых случаях заменить такой дорогостоящий и достаточно сложный прибор, как монохроматор. Преимуществом их перед обыкновенными светофильтрами является возможность получить фильтры для заданной области спектра с заданной шириной полосы пропускания. Коэффициент пропускания этих фильтров значительно выше коэффициента пропускания абсорбционных светофильтров при равной ширине полосы пропускания.

Эти обстоятельства позволяют использовать интерференционные фильтры в астроспектрографии, актинометрии, пирометрии и других областях физики, особенно в тех случаях, когда необходимо вырезать узкие монохроматические участки спектра. Спектральная ширина полосы пропускания простых однослойных интерференционных фильтров колеблется в пределах 50—200 Å. Для получения более узкой ширины полосы пропускания применяют более сложные многослойные фильтры и достигают при этом ширины в несколько ангстрем. Существуют светофильтры, действие которых основано на интерференции поляризованных лучей при прохождении света через стопу кварцевых пластинок, отделенных слоями поляроида, причем ширина полосы пропускания этих фильтров достигает десятых долей ангстрема. Однако эксплуатация и изготовление таких светофильтров достаточно сложны и, вероятно, обходятся не менее дорого, чем постройка соответствующего монохроматора.

В задачу настоящей работы входила разработка метода изготовления интерференционных фильтров сравнительно простым и дешевым способом. Первые удачные опыты, которые были нами проделаны еще в 1940 г. по изготовлению интерференционных фильтров из слюды, позволили рассчитывать на возможность удачного разрешения поставленной задачи.

Напомним вкратце, в чем состоит принцип интерференционного фильтрования.

Если имеются две отражающие плоскости  $a$  и  $b$  (рис. 1), обладающие коэффициентом отражения  $R$  и разделенные промежуточным слоем толщиной  $d$ , обладающим коэффициентом погло-

щения  $\tau$ , то при падении пучка света под углом  $i$  на первую плоскость свет частично отразится, а частично проникнет внутрь слоя, заключенного между плоскостями. В этом случае происходят многократные отражения пучка света внутри слоя между плоскостями. В результате этих многократных отражений, проходящих лишь при достаточно высоком значении  $R$ , по выходе света за пределы второй отражающей плоскости образуется ряд пучков  $P_1, P_2, \dots, P_N$ , которые интерферируют между собой. Число пучков  $N$ , эффективно действующих при интерференции, зависит как от величины  $R$ , так и от величины поглощения  $\tau$  в промежуточном слое.

Пучки света  $P_1, P_2, P_3$  и т. д., интерферируя между собой, дают максимум под углом  $i$  к нормали при условии, когда

$$m\lambda = 2nd \cos i, \quad (1)$$

где  $m$  — целое число,

$\lambda$  — длина световой волны,

$n$  — показатель преломления промежуточного слоя,

$i$  — угол падения пучка света.

Распределение интенсивности в интерференционном максимуме определяется известной формулой

$$I = \frac{I_{\max} (1 - \alpha R)^2}{(1 - \alpha R)^2 + 4\alpha R \sin^2 \frac{\pi \Delta}{\lambda}}, \quad (2)$$

где  $\alpha$  — прозрачность разделяющего зеркала слоя,

$R$  — коэффициент отражения слоев,

$\Delta$  — разность хода.

Спектральная ширина полосы пропускания

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nd \cos i} \cdot \frac{1 - R}{2\pi \sqrt{R}}, \quad (3)$$

где  $n$  — показатель преломления промежуточного слоя,

$i$  — угол преломления.

Не останавливаясь подробно на теории интерференционных фильтров, которая достаточно подробно описана в современной литературе [3, 4, 5, 6], необходимо указать, что для успешной работы фильтра надо производить выбор соответствующих величин  $d$ ,  $R$  и  $\tau$  при заданных величинах  $\lambda$  и  $\delta\lambda$ . Например, получение малой величины  $\delta\lambda$  [см. формулу (3)], т. е. узкой полосы пропускания, может быть достигнуто, с одной стороны, увеличением значения  $nd$ , которое, однако, приводит к возрастанию числа побочных интерференционных максимумов и, следовательно, связано с необходимостью их погашения, и, с другой

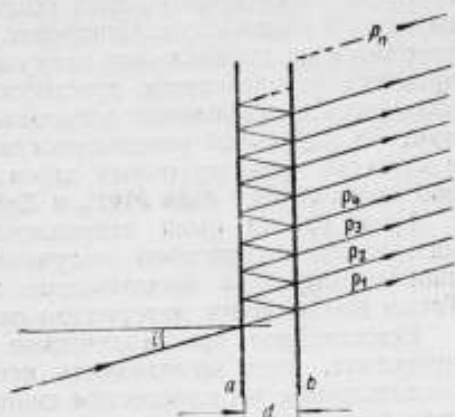


Рис. 1.



стороны, изменением величины  $R$ . Число интерференционных максимумов не должно быть большим, в противном случае их будет трудно полностью погасить. Поэтому надо считать наиболее выгодным выбирать величину  $d$  порядка от 1 до 3  $\mu$  для простых однослойных фильтров в видимой области спектра при  $n \approx 1,5$  и  $R \approx 0,9-0,95$ .

Несмотря на такую заманчивую возможность заменить монохроматор светофильтром, техника изготовления как интерференционных, так и интерференционно-поляризационных фильтров достаточно сложна. В настоящее время для получения однослойных прозрачных и достаточно равномерных пленок подходящей толщины (от 0,5 до 3—4  $\mu$ ) наносят на стекло прозрачные соли методом испарения в высоком вакууме. Получение высокоотражающих слоев производится обычно нанесением серебра методом катодного распыления. Испарение солей в высоком вакууме производится на специальных вакуумных установках и техника этого процесса не отличается простотой [7]. Особенная трудность заключается в правильной дозировке испаряемого вещества и получении идеальной равномерности промежуточного слоя. Обычно в качестве промежуточных слоев для интерференционных фильтров применяются соли  $MgF_2$  и  $ZnS$ .

Наша работа была направлена на отыскание более простых материалов и способов получения тонких слоев или пленок, необходимых для изготовления интерференционных фильтров. Таким подходящим материалом оказалась слюда.

Естественное кристаллическое строение слюды, в частности мусковита, дает возможность использовать тонкие слои слюды, расщепленные по плоскостям спайности, в качестве промежуточного слоя для интерференционных фильтров.

Известно, что слюда хорошо расщепляется по плоскостям спайности, расположенным строго параллельно друг другу. Таким образом можно получить как бы очень тонкие плоскопараллельные пластинки слюды. Если на такие слюдяные пластинки или, лучше сказать, пленки нанести полупрозрачный слой серебра методом катодного распыления, то можно получить однослойные интерференционные фильтры.

Как уже было указано, толщина промежуточного слоя должна быть около 1—3  $\mu$  при показателе преломления вещества  $n=1,5$  (для слюды  $n=1,56$ ). Нами была разработана технология изготовления интерференционных фильтров из тонких слюдяных пленок с последующим серебрением их методом катодного распыления.

Исходным материалом служила слюда—мусковит высокого качества. Например, нами с успехом применялись пластинки слюды, употребляемые как диэлектрик в конденсаторах. Из большого количества пластинок размером от 40×50 мм до 70×80 мм и толщиной 0,1—0,3 мм выбирались только те, которые не имели вредных включений, надломов в середине и прочих недостатков, могущих помешать правильному расщеплению и получению пленок достаточной площади.

Получение достаточно тонких пленок из указанного исходного материала производили методом встречных клиньев [8].

Пластины слюды помещали на плоское толстое стекло; затем со стороны одного из углов слюдяной пластины вводили острую тонкую иглу так, чтобы расцепить слюду на две части, приблизительно равные по толщине. В образовавшийся зазор непосредственно за иглой вводили клиновидный кусок тонкой, но плотной бумаги. В дальнейшем вместо бумаги, которая создавала довольно большое трение при внедрении между слоями расщепленной слюды, стали применять пленки из триацетат-целлюлозы, утоньшенные со стороны рабочих краев. Применение этих материалов уменьшило процент отходов, получающихся вследствие поломок и разрушений тонких слоев слюды в процессе расщепления.

Первая стадия процесса расщепления показана на рис. 2, положение I. Затем иглу вынимали и вводили ее с противоположного угла пластины таким же образом, а клиновидный кусок

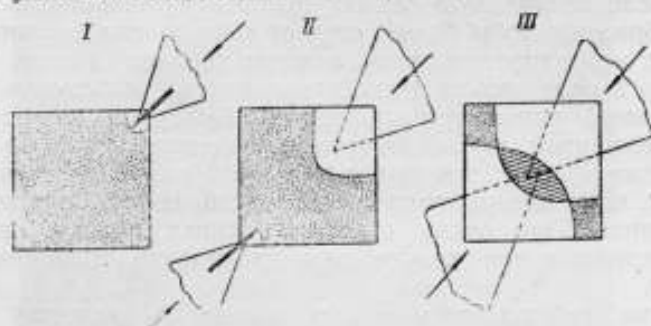


Рис. 2.

бумаги внедряли несколько глубже (рис. 2, положение II). Удалив иглу и придерживая руками пластину, постепенно внедряли клинья, осторожно двигая их навстречу друг другу. Так как вероятность того, что клинья идут по одной и той же плоскости спайности, чрезвычайно мала, то при встрече клинья разделят слюдяную пластину на три части, причем две из них, расположенные сверху и снизу, будут достаточно толстыми, а промежуточная—тонкой. Начало расщепления на три слоя показано на рис. 2, положение III (заштрихованный участок).

Необходимо сказать, что не всегда получаемая таким образом пленка окажется нужной толщины, и тогда процесс расщепления следует повторить либо с оставшимися еще достаточно толстыми частями, либо с новым куском.

Пригодность пленки может быть обнаружена в тот момент, когда начинает происходить расщепление слюды на три части по появлению интерференционных цветов на участке встречи двух клиньев. Этот участок при достаточно малой толщине имеет розоватый или зеленоватый оттенок. Если эти оттенки не обнаруживаются, то можно предполагать, что пленка будет слишком толстой.

Угол между рабочими кромками клиньев играет важную роль при расщеплении. При слишком малом угле (менее  $50^\circ$ ) клин легко внедряется, но при этом возможны более частые разрывы пленки. Наоборот, слишком большой угол (более  $90^\circ$ ) затрудняет внедрение. Поэтому наиболее выгодным надо считать угол клина в  $70-80^\circ$ . Необходимо соблюдать большую осторожность при окончательном отделении слоев, так как пленка имеет способность вновь слипаться при удалении клиньев и разрушаться при резких перемещениях их. Во избежание этого полезно вводить листки папиросной бумаги в зазор между слоями слюды, и в дальнейшем полученную тонкую пленку держать между листами папиросной бумаги. Подготовив некоторое количество пленок, надо с большой аккуратностью их сохранять и ни в коем случае не брать непосредственно руками.

Толщину пленок, получаемых описанным выше способом, легко контролировать с помощью простого карманного спектроскопа. Если полученную слюдяную пленку расположить на столе таким образом, чтобы белый свет от обыкновенной лампы отражался от поверхности пленки, а затем попадал на щель спектроскопа, то в поле зрения последнего можно наблюдать спектр, пересеченный рядом темных полос. Число этих полос определяется толщиной пленки и углом падения лучей на пленку. Чем пленка тоньше, тем полос меньше и они более широкие и, наоборот, чем пленка толще, тем число полос больше и они более узкие. При очень толстых пленках полосы становятся очень частыми и при дальнейшем увеличении толщины совсем исчезают.

По этим наблюдениям можно вычислить толщину пленки, пользуясь формулой:

$$d = \frac{m \lambda_1 \lambda_2}{2n(\lambda_1 - \lambda_2) \cos i}, \quad (4)$$

где  $m$ —число полос в интервале спектра от  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$ ,

$n$ —показатель преломления пленки,

$i$ —угол падения лучей на пленку.

Если положить, что наблюдение производится на всем участке видимого спектра,  $n = 1,56$  и угол  $i = 30^\circ$ , то из формулы (4) получим

$$d = 0,5 m$$

т. е. если наблюдают:

$$m = 1, \text{ то } d = 0,5 \mu,$$

$$m = 2, \text{ , } d = 1,0 \mu,$$

$$m = 3, \text{ , } d = 1,5 \mu, \text{ и т. д.}$$

Надо считать пригодными те пленки, для которых наблюдается не более 6—7 полос в спектре.

На отобранные пленки наносили слой серебра методом катодного распыления. Нанесение этих слоев производилось на установке для катодного распыления сначала с одной стороны пленки, а затем пленку переворачивали и наносили слой серебра с другой стороны.

Слой серебра обладали коэффициентом отражения 90—92% и пропусканием 5—8%. По окончании нанесения серебряных слоев пленки немедленно вкладывали между двумя плоскими стеклами размером  $50 \times 50$  мм или  $40 \times 40$  мм и склеивали по краям шеллаком или канадским бальзамом для предохранения от порчи серебряных слоев или случайных механических повреждений пленки. Одновременно вкладывали диафрагмы из черной бумаги, вырезающие только рабочий участок пленки подходящей толщины, так как часто на краях пленки оставались небольшие участки более толстых слоев слюды.

Рабочая площадь полученных нами фильтров была порядка 2—3 см<sup>2</sup>.

Если обработанную таким образом слюдяную пленку рассматривать в проходящем свете в спектроскоп, то можно наблюдать

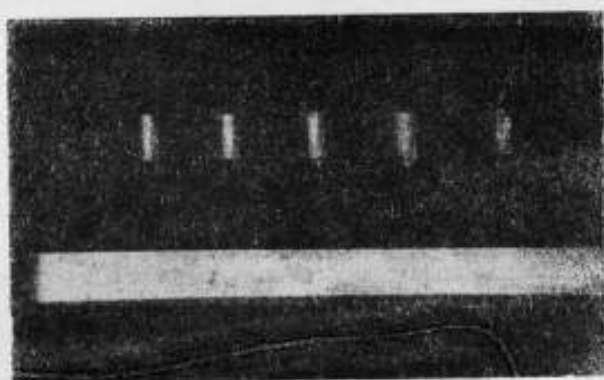


Рис. 3.

один, два или ряд узких интерференционных максимумов, разделенных темными широкими минимумами, причем максимумы располагаются в тех местах спектра, для которых существует равенство:

$$\lambda = \frac{2nd}{P}, \quad (5)$$

где  $P$ —числа 1, 2, 3 и т. д.

Угол падения пучка лучей в этом случае считаем равным нулю.

На рис. 3 представлена фотография интерференционных максимумов в спектре, полученная на спектрографе, щель которого была освещена светом обыкновенной лампы, проходящим через посеребренную пленку слюды. На фотографии хорошо видны пять максимумов, соответствующих длинам волн 6700, 6130, 5570, 5120 и 4720 Å. Для того чтобы такую пленку превратить в монохроматический фильтр, достаточно, выбрав подходящий абсорбционный фильтр, выделить лишь какой-нибудь из указанных максимумов.

Так, например, в соединении с красным стеклом такая пленка дает фильтр с максимумом в 6700 Å. Одна такая пленка в комбинации с соответствующим фильтром может служить для получения различных фильтров для определенных участков спектра. В качестве дополнительных абсорбционных фильтров нами употреблялись как цветное стекло различных марок, так и окрашенные желатиновые фильтры.

Изучение полученных интерференционных фильтров в отношении ширины их полосы пропускания производилось путем

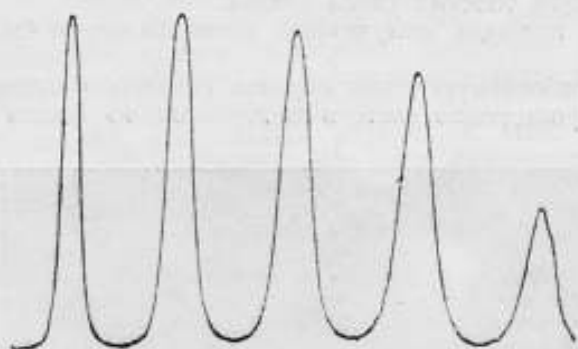


Рис. 4.

исследования на микрофотометре спектрограмм, снятых с различными фильтрами.

На рис. 4 приведена микрофотограмма спектра с фильтром № 4, снимок которого дан на рис. 3.

Измерения показали, что ширина полосы пропускания составляет:

Для $\lambda_1 = 6700 \text{ Å}$	$\Delta\lambda_1 = 100 \text{ Å}$
$\lambda_2 = 6130 \text{ Å}$	$\Delta\lambda_2 = 140 \text{ Å}$
$\lambda_3 = 5570 \text{ Å}$	$\Delta\lambda_3 = 140 \text{ Å}$
$\lambda_4 = 5120 \text{ Å}$	$\Delta\lambda_4 = 120 \text{ Å}$
$\lambda_5 = 4720 \text{ Å}$	$\Delta\lambda_5 = 120 \text{ Å}$

В последнее время были изготовлены фильтры, у которых ширина полосы пропускания составляла 40 Å. Эти колебания объясняются, видимо, не всегда одинаковым значением коэффициента отражения  $R$ .

Если подсчитать теоретически, то ширина полосы пропускания при вышеуказанных условиях (т. е.  $R=0,9-0,92$  и  $d=1-3 \mu$ ) должна быть значительно меньшей, а именно 10–15 Å. Однако необходимо указать, что некоторое расширение максимумов может наблюдаться за счет того, что слюда обладает двойным лучепреломлением, так что в действительности имеем:

$$\lambda_0 = \frac{2n_0 d}{p},$$

$$\lambda_n = \frac{2n_n d}{p},$$



где  $n_0$  — показатель преломления слюды для обыкновенного луча, равный 1,561,

$n_n$  — показатель преломления слюды для необыкновенного луча, равный 1,594;

разность  $\lambda_0 - \lambda_n$  создает расширение максимума еще на 15—20 Å.

Изготовленные нами фильтры обладали коэффициентом пропускания 15—60%.

В заключение необходимо сказать, что изготовление таких фильтров не представляет особых сложностей и может быть осуществлено в любой физической лаборатории, имеющей установку для катодного распыления.

Выбирая пленки подходящей толщины, соответствующие абсорбционные фильтры, а также применяя нанесение полупрозрачных слоев алюминия, вероятно, можно получить интерференционные фильтры из слюды как для близкой инфракрасной, так и для ультрафиолетовой области спектра.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Стожаров, „Информационный бюллетень Управления Цейсовских заводов“, 1946, 16, 1.
2. С. Э. Фриш, Техника спектроскопии, 1936.
3. С. Баранов и П. Меланхолин, „Ж. Т. Ф.“, 1945, 15, 1—2, 88.
4. Ф. А. Королев, „Известия АН СССР“, серия физическая, 1947, т. XI, № 4.
5. Е. Брумберг, „Успехи физических наук“, 1935, XVI, 3, 427.
6. А. Г. Власов, „Опτικο-механическая промышленность“, 1946, 2, 11.
7. И. И. Гребенщиков, Б. С. Непорент, А. Г. Власов, Н. В. Суйковская, Просветление оптики, 1946.
8. С. И. Покровский и М. Ф. Романова, „Труды ЛЭТИ“, 1938.

## СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие . . . . .	3
М. Ф. Романова. Переход на определение единицы длины длиной световой волны . . . . .	5
М. Ф. Романова. Значение длины волны красной линии кадмия и стандартные условия ее воспроизведения . . . . .	17
М. Ф. Романова и А. И. Карташев. Исследование интерференционной установки для воспроизведения метра в длинах световых волн . . . . .	23
М. Ф. Романова, А. И. Карташев и О. Ю. Шошина. Сравнение результатов измерения длины плоскопараллельных концевых мер на большой интерференционной установке и другими методами . . . .	41
Н. Р. Батарчукова. Интерференционный монохроматор . . . . .	47
Е. А. Волкова. Динамический метод определения термического коэффициента линейного расширения плоскопараллельных концевых мер длины . . . . .	61
Л. И. Логачева и П. С. Романов. Поправка на разнородность поверхностей концевой меры и пластины при интерференционных измерениях длины . . . . .	73
А. И. Карташев и Н. М. Сыромятникова. Интерференционные фильтры из слюды . . . . .	86

Отв. редактор *проф. Б. М. Яновский*  
Технический редактор *Е. В. Климина*  
Корректор *Н. А. Кнохе*

---

М 33464. Подп. к печати 22/XI-49 г.  
Тираж 1200. Формат бумаги 60×92<sup>3</sup>/<sub>16</sub>  
Уч.-авт. л. 6. Печ. л. 6. Заказ 1199.

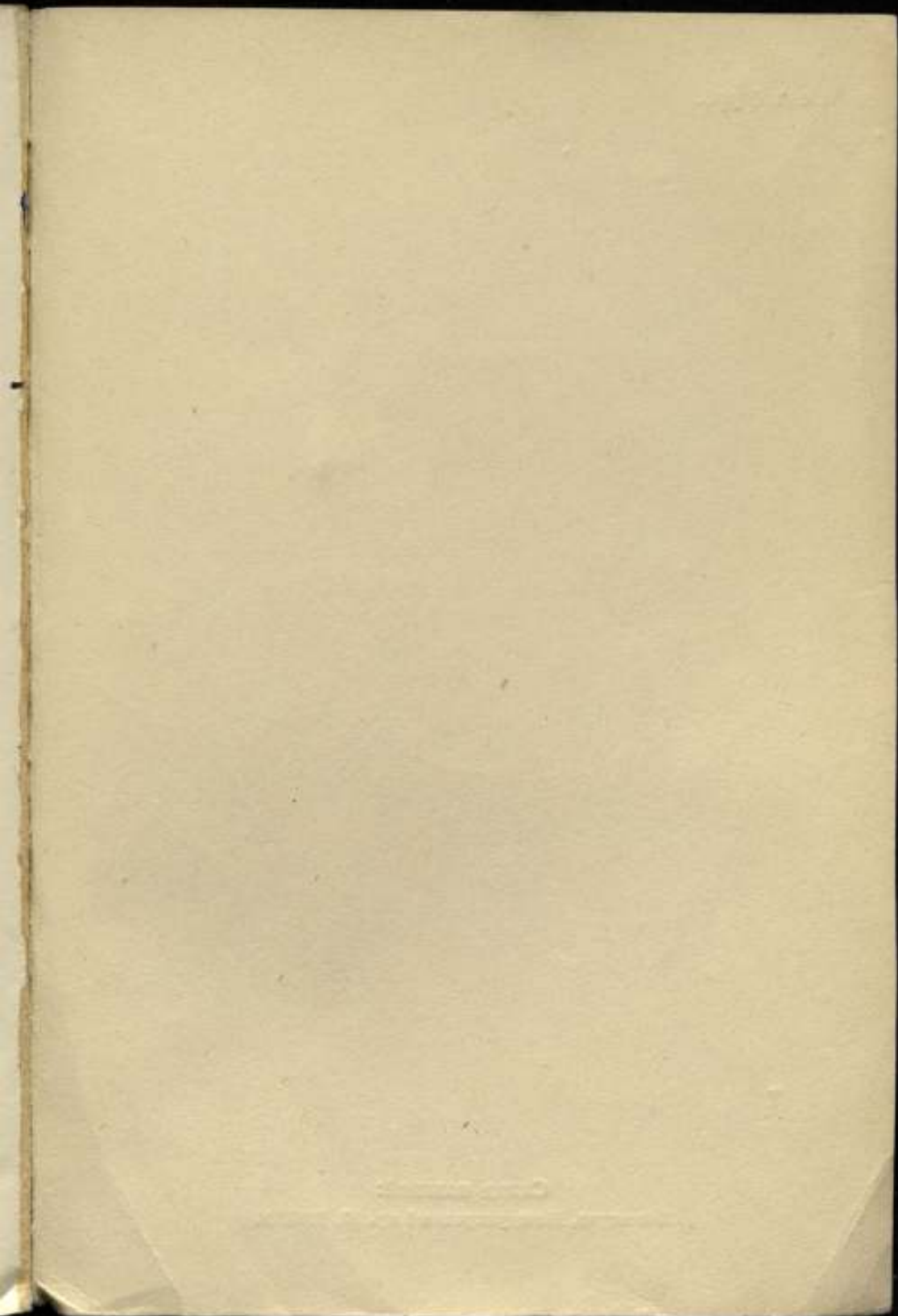
---

Типография № 3 Управления изда-  
тельства и полиграфии Исполкома  
Ленгорсовета

THE UNIVERSITY OF CHICAGO  
DEPARTMENT OF CHEMISTRY  
CHICAGO, ILLINOIS

MEMORANDUM FOR THE RECORD  
DATE: [illegible]  
TO: [illegible]  
FROM: [illegible]  
SUBJECT: [illegible]

[The remainder of the page contains several paragraphs of extremely faint, illegible text, likely a laboratory report or memorandum.]





Цена 6 руб.

Склад изданий:

Ленинград, Международный пр. 19, ВНИИМ