# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

под редакцией Э.В. ШПОЛЬСКОГО

> том XXIII выпуск 1

1217

государственное издательство технико-теоретической литературы москва 1940 ленинград Адрес редакции: Москва 21, М. Пироговская, 1.

ŧ

\_



→N & ICI 1940 2.

NA217 1

T. XXIII, вып. 1

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК



# ПАМЯТИ ЛЬВА ВЛАДИМИРОВИЧА МЫСОВСКОГО

#### В. Г. Хлопин, Ленинград

28 августа 1939 г. в полном расцвете научного творчества после продолжительной и тяжелой болезни, от паралича сердца скончался заведующий Лаборато мей естественных радиоактивных элементов Радиевого института АН СССР, заведующий кафедрой физики Сельскохозяйственного института в Ленинграде, доктор физических наук профессор Лев Владимирович Мысовский.

Л. В. Мысовский родился 18 февраля (нов. стиля) 1888 г. в г. Саратове в семье военного врача. Отец его Владимир Мануилович всю свою жизнь служил военным врачом, сначала в Саратове, затем в Одессе и, наконец, в б. Польше. Мать Лева Владимировича, Клавдия Павловна, урожденная Бетерякова, происходила из высококультурной семьи, и богатая библиотека, доставшаяся ей от отца, сыграла большую роль в формировании личности Л. В.

Среднее образование Л. В. получил в 3-й одесской гимназии, по окончании которой он в 1907 г. поступил на Физико-математический факультет С.-Петербургского университета. Еще в гимназии Л. В. серьезно заинтересовался физикой и математикой и посвящал много времени их основательному изучению. В школьные же годы у Л. В. уже появляются самостоятельность, оригинальность и простота в постановке и разрешении отдельных вопросов, характеризующие в дальнейшем все научные работы Л. В. Так, еще в гимназии, по геометрии он дает способ элементарного построения касательной в любой точке эллипса, а по оптике находит простое решение вопроса о стереоскопическом изображении больших картин. Решение этой второй задачи, данное Л. В., оказалось столь интересным, что оно демонстрировалось значительно позднее, когда Л. В. уже был студентом, на одном из собраний II Менделеевского съезда, посвященного работам студентов. В 1914 г. Л. В. оканчивает Университет, представив опытное исследование «По поводу электрического счета а-частиц» и оставляется проф. И. И. Боргманом при кафедре физики для приготовления к профессорскому званию, но без стипендии, что заставляет его для заработка поступить преподавателем физики в гимназию.

Преподаванию физики в средней школе Л. В. посвящает четыре года (с 1914 по 1918 г.) и поднимает его на большую высоту. В 1918 г. Л. В. приглашается в качестве научного сотрудника и действительного члена в только что основанный Государственный рентгенологический и радиологический институт в его Радиевое отделение, где назначается сначала помощником заведующего, а затем, после смерти Л. С. Коловрат-Червинского, заведующим отделом. В 1922 г., при основании Государственного радиевого института, в состав которого вошло Радиевое отделение Рентгенологического и Радиологического института, Л. В. становится заведующим Физическим отделом Радиевого института, организации и развитию которого он и отдает все свои силы и свой незаурядный талант. Вся научная деятельность покойного Л. В. Мысовского, за исключением двух его первых работ, неразрывно связана с деятельностью Физического отдела Радиевого института.

Ниже я попытаюсь вкратце изложить основные результаты научной, педагогической и организационной деятельности Л. В. и набросать его образ как ученого и педагога.

Перу Л. В. принадлежит большое количество трудов, подробный перечень которых дается в конце. Все работы Л. В. Мысовского можно разбить на четыре основные группы: 1) работы по радиоактивности, 2) работы по космическим лучам, 3) работы по нейтронам и искусственной радиоактивности и 4) научно-популярные работы и руководства. В эту разбивку не входит только одна, стоящая особняком работа Л. В., посвященная интерференции рентгеновских лучей, проходящих через вещество с ориентированными молекулами, выполненная им в 1918—1919 гг. и напечатанная в ЖРФХО в 1923 г. В этой работе Л. В. распространяет простой метод, предложенный в 1915 г. Эренфестом для объяснения картины интерференции рентгеновских лучей, прошедших через двухатомный газ, на случай, когда число рассеивающих центров *п* как угодно велико. При этом он дает теоретический расчет влияния магнитной ориентировки на картину дифракции.

#### 1. РАБОТЫ ПО РАДИОАКТИВНОСТИ (1922—1930 гг.)

Для того чтобы понять весьма различный характер работ Л. В. в этой области, на первый взгляд не связанных единством мысли, необходимо напомнить те условия, в которых протекала его работа в эти годы. Приняв в 1922 г. заведывание Физическим отделом Радиевого института, Л. В. под этим «громким» названнем получил фактически в свое распоряжение сравнительно большое пустое помещение, состоявшее из нескольких прежних квартир профессоров бывшего лицея, не оборудованных и не приспособленных для экспериментальных физических работ, к тому же почти лишенных какой-либо аппаратуры. Первые годы исключали, таким образом, возможность постановки сколько-нибудь сложных экспериментальных работ и ушли на создание в этом пустом помещении экспериментальной физической лаборатории, позволив-

2

шей в дальнейшем поставить уже ряд тонких и сложных работ по физике ядра. Поэтому не удивительно, что первые работы Л. В. в области радиоактивности, не считая его дипломной работы, выполненной совместно с К. Ф. Нестурхом, по электрическому счету а-частиц, были работами теоретическими, а не экспериментальными и касались фундаментального вопроса о связи между энергией а-частиц и постоянной радиоактивного распада. Сюда относятся три его работы 4, 5, 7. Наиболее интересным выводом этих работ является вероятность допущения существования уровней энергии α-частиц в ядре атома. Наличие уровней энергии в ядре в настоящее время принимается всеми. Однако, не будучи теоретиком, а физиком-экспериментатором par excellence, Л. В. вскоре же переходит к экспериментальным габотам по радиоактивности, причем, учитывая, что эти первые работы совпали с организацией контроля производства в только что народившейся радиевой промышленности, с одной стороны, и организацией лабораторий Физического отдела ГРИ и практикума по радиоактивности в нем, -- с другой стороны, темами для своих работ он избирает методику радиоактивных измерений. Так, в 1924 г. Л. В. Мысовский публикует «Новый метод наблюдений сцинтилляций». Метод сцинтилляций наряду с методом камеры Вильсона время основным методом экспериментального являлся в то изучения заряженных материальных частиц с большой энергией (а-частиц и протонов) и, следовательно, одним из кардинальных методов определения радиоактивных постоянных и изучения только недавно перед этим открытого явления искусственного расшепления атома. Не случайно Л. В. одну из своих первых работ посвящает изучению и усовершенствованию этого метода. В этой своей работе Л. В. предлагает заменить обычно употребляемый прозрачный экран из сернистого цинка непрозрачным, покрытым толстым слоем ZnS, помещаемым перед посеребренной с одной стороны ахроматической линзой, которая и служит объективом микроскопа. Вызывающие сцинтилляции а-частицы проходят через небольшое отверстие объектива, а даваемое зеркальным объективом изображение рассматривается в окуляр. Такой метод дает ряд преимуществ: 1) повышается коэфициент полезного действия экрана практически до 100%, 2) не происходит потери яркости изображения сцинтилляций гри прохождении через слой сернистого цинка и 3) увеличивается яркость изображения, даваемого объективом из одной линзы.

В следующем 1925 г. Л. В. публикует свой компенсационный метод измерения малых количеств радиоактивных веществ по ү-лучам на электроскопе. Метод этот нашел себе затем распространение для измерений препаратов радия и радона в заряженных помещениях или вблизи таковых. Сущность его сводится к соответствующей конструкции электроскопа, позволяющей применить к этому случаю метод компенсации Резерфорда и Чадвика, причем использовать его для определения количеств радия, лежащих в очень широком интервале от 0,1 до 10<sup>-8</sup> г Ra-элемента. В этой же работе разбираются подробно источники возможных ошибок измерений и методы борьбы с ними.

Несмотря на внесение существенных улучшений в метол сцинтилляций, этот последний, повидимому, все же не удовлетворял Л. В. Мысовского, и вот два года спустя, в 1927 г., ОН вновь возвращается к методике изучения заряженных материальных частиц с большой энергией и совместно со студентом Чижовым предлагает новый метод регистрации а-частиц с помощью фотографических пластинок с толстым эмульсионным слоем. Эта работа послужила началом для детальной разработки нового объективного метода не только качественного, но и количественного изучения и непрерывной регистрации заряженных материальных частиц, которая проводилась в дальнейшем в Физическом отделе Радиевого института пот руководством Л. В. Мысовского рядом его учеников (Дейзенрог-Мысовская, Лаптев, Жданов и др.). настоящее время этот метод получил в работах Жданова B такую степень совершенства, что он должен быть по своему значению для изучения ядерных превращений поставлен не ниже метода камеры Вильсона, а в некоторых случаях имеет и большие преимущества перед этим последним. В этой работе 1927 г., может быть, больше, чем во всех остальных, выступает та особенность покойного Л. В., которая, как я указывал, для него характерна и которая проявлялась у него еще в ученические годы, - это простота в разрешении поставленных в эпросов. Действительно, идея предложенного Л. В. фотографического метода крайне проста, и после того, как она высказана, можно удивляться, что она не была высказана давно исследовагелями, работавшими по фотографическому методу (особенно, если принять во внимание, что фотографический метод был первым методом, который был применен к изучению радиоактивных излучений). В самом деле, в чем заключался основной недостаток фотографического метода? В том, что он является в основном методом плоскостным, в то время как все явления ядерных превращений происходят в пространстве. И вот Л. В. предлагает сделать этот метод пространственным простым способом: создать слой светочувствительной эмульсии так, чтобы все ядерные превращения протекали внутри этого слоя, и применить при изучении оставляемых этими превращениями следов метод микростереофотографии. Обе эти мысли сразу себя оправдали в первой же опубликованной Л. В., совместно с Чижовым, работе и оказались столь плодотворными, что дали возможность в ряде последующих выполненных под руководством Л. В. работ превратить, казалось бы, уже сданный в архив метод в мощное орудие экспериментального изучения ядерных превращений. Я думаю, что не ошибусь, сказав, что если бы Л. В. ничего, кроме разбираемой выше работы, физике не дал, то и тогда он как создатель метода толстослойных фотопластинок навсегда вошел бы в физику, особенно в физику ядра. В настоящее время это является бесспорным, но вначале экспериментальные трудности в изготовлении толстослойных

пластинок долго тормозили использование предложенного Л. В. метода в заграничных лабораториях, и лишь сравнительно недавно, после 1935 г., он начинает приобретать все большее и большее распространение; однако еще и до настоящего времени техника этого метода за границей далеко отстает от техники, которая была выработана в лаборатории Льва Владимировича Мысовского.

Интересно отметить, что покойным же Л. В. в 1932 г. на 1-й Всесоюзной конференции по радиоактивности совершенно правильно была указана и та область, в которой этот метод по всей вероятности окажется незаменимым, — это изучение космических лучей и тех процессов, которые они вызывают.

ческих лучей и тех процессов, которые они вызывают. Для того чтобы закончить рассмотрение работ Л. В. по радиоактивности, мне остается упомянуть еще о двух его работах в этой области — это о применении камеры Вильсона для изучения 3-лучей рубидия, выполненной совместно с Р. А. Эйхельбергером, и о предложенном им новом методе просвечивания металлических отливок с помощью у-лучей радия с целью обнаружения в них раковин и других лефектов. На этой последней работе, выполненной Л. В. совместно с Т. С. Измайловой еще в 1926 г., мне хотелось бы несколько остановиться, так как она явилась первой ласточкой, положившей начало серии исследований в этой области, проведенных в Германии, США и других странах, и открывшей новую широкую сферу применения ү-лучей радиоактивных веществ. В этой своей работе Л. В. предлагает в тех случаях, когда толщина просвечиваемого металла велика, применять вместо рентгеновских лучей ү-лучи радия, а для ускорения времени экспозиции применять вместо фотопластинок или пленок электроскоп или электрометр, работающий по методу компенсации. В этой же работе указываются основные приемы для определения глубины залегания и размеров порока. Предложенный Л. В. еще в 1926 г. новый метод лишь значительно позднее, примерно с 1930 — 1931 г., начал получать распространение за границей и по настоящее вгемя не все, что дано в этой маленькой работке, в должной мере использовано..Так, напримег, попытка замены фотографического метода ионизационным только еще начинает осуществляться.

2. РАБОТЫ Л. В. МЫСОВСКОГО НО КОСМИЧЕСКИМ ЛУЧАМ (с 1925 по 1°39 г.)

Л. В. Мысовский был первым у нас в Союзе физиком, занявшимся в 1925 г. изучением космических лучей, до него совершенно выпавших из поля зрения русской физики, и работы его в этой области пользуются заслуженной известностью. Для того чтобы правильнее оценить значение работ Л. В. в области космических лучей, необходимо вспомнить, в каком состоянии находился вопрос о космическом излучении и его свойствах к началу работ Л. В. Мысовского. Космическое излучение было открыто в 1912 г. Гессом и вскоре после него Кольгерстегом, который давал для него в своей сводке 1923 г. коэфициент поглощения в воде, равный 2,3 · 10<sup>-3</sup> см<sup>-1</sup>. Однако, в том же 1923 г., осенью, за изучение космической радиации взялся знаменитый американский физик Милликен, который нашел, что коэфициент поглощения этого излучения практически идентичен с коэфициентом поглощения ү-лучей радиоактивных веществ. Эти данные были опубликованы летом 1924 г. и поставили самое существование космического излучения под вопрос. В этот-то момент и занялся изучением космических лучей Л. В. Мысовский совместно с Л. Р. Тувимом и в ряде работ (числом пять) с несомненностью доказал существование проникающей космической радиации и определил коэфициент поглощения этих лучей (суммарный) в воде, оказавшийся равным 2,8 · 10<sup>-3</sup> см<sup>-1</sup>, т. е. более чем в десять раз меньше, чем коэфициент поглощения для ү-лучей RaC и ThC (1925 г.). Далее, специально поставленными остроумными опытами в следующем 1926 г. Л. В. Мысовский доказал, что проникающее излучение идет к нам сверху, из неб**есног**о пространства, равномерно со всех сторон, и интенсивность его не зависит от азимута в средних широтах. В том же 1926 г. Л. В. открывает интересные временные колебания в интенсивности космического излучения и показывает, что колебания эти зависят от атмосферного давления. В следующем 1927 г. он вновь, изучая коэфициент поглощения космических лучей в воде и свинце, открывает эффект переходного слоя. Этот эффект он приписывает поглощению вторичного излучения, сопровождающего первичное космическое излучение и вызываемого при прохождении первичного излучения через материальную среду. В этой работе Л. В. дает значение длины волны как для первичных, так и для вторичных лучей. Для первых она получилась равной 4,4 · 10<sup>-4</sup> Å, а для вторых практически совпала с длиной волны у-лучей RaC. Последней величине Л. В. не придавал, однако, особого значения, считая это совпадение случайным и указывая, что для вычисления λ для вторичного излучения следует провести изучение поглощения в переходном слое для самых разнообразных веществ.

Таким образом в этой серии работ Л. В. не только дает строгое доказательство наличия космической радиации в момент, когда существование этой раднации подвергалось сомнению, но и устанавливает ряд фундаментальных свойств этой последней.

После 1928 г. наступает длительный перерыв, в течение которого сам Л. В. экспериментально над изучением космических лучей не работал; однако и в это время по его почину и отчасти под его руководством была выполнена аспирантом С. Н. Верновым работа по изучению космических лучей на больших высотах (на шарах-зондах) при.помощи счетчиков Гейгера-Мюллера, с передачей работы счетчиков по радио на землю. С 1934 г. сам Л. В. переходит на изучение космических лучей методом камеры Вильсона и публикует в 1934 г. совместно с Эйгенсоном работу по наблюдению нейтронов от космических лучей. В самое последнее время, незадолго до своей смерти, он закончил, но не успел, к сожалению, обработать очень интересную работу, в которой ему удалось наблюдать возникновение электронов в конце пути ионизированных материальных частиц, причем направление пути электрона чаще всего совпадает с направлением пути материальной частицы. Надо надеяться, что полученные Л. В. результаты удастся обработать и опубликовать ближайшим его ученикам в недалеком будущем.

#### 3. РАБОТЫ Л. В. МЫСОВСКОГО ПО НЕЙТРОНАМ И ИСКУС-СТВЕННОЙ РАДИОАКТИВНОСТИ (1934—1939 гг.)

К этой серии работ, кроме собственно исследований по искусственной радиоактивности и искусственным радиоэлементам, я отношу и работу Л. В. Мысовского, выполненную им совместно с В. Н. Рукавишниковым в 1922 г., по «ускорению положительных и отрицательных ионов полем переменного тока высокой частоты». В задачу эгой работы входило отыскание метода искусственного получения пучка ионов с очень большой энергией в целях воздействия ими на материю, т. е., как мы бы теперь назвали, с целью вызвать расщепление ядра атома и получить искусственную радиоактивность. В начале двадцатых годов ни один исследователь, пытавшийся разработать метод получения искусственной радиоактивности, не решился бы вперед озаглавить так свою работу; не удивительно, что и Л. В. дал своей совместной с В. Н. Рукавишниковым работе гораздо более скромное название. В этом исследовании Л. В. впервые указывает остроумный и простой прием, позволяющий просто и удобно ввести очень высокое напряжение внутрь эвакуированного стеклянного сосуда --- создание стоячей волны с пучностью потенциалов в конце спирали, удаленной от ввода, - и описывает основные явления, которые имеют при этом место в трубке. Позднее В. Н. Рукавишников под руководством Л. В. подробно изучает условия режима такой трубки и выясняет роль омического сопротивления в режиме Тесла-трансформатора. Создание большой установки по ускорению ионов, основанное на принципе Тесла-трансформатора, встретило у нас на своем пути большие технические трудности; однако в Америке. правда много лет спустя, в 1932 г., физики Г. Брейт, М. Тюве и О. Даль осуществили постройку такой установки.

С 1922 по 1934 г. не появляется экспериментальных работ Л. В. в этом направлении, с 1934 же года, после открытия искусственной радиоактивности супругами Кюри-Жолио И Ферми. Л. В. публикует ряд работ по свойствам нейтронов и воздействию их на ядра химических элементов. Почти все эти работы были произведены совместно двумя институтами - Радиевым и Физико-. техническим --- и в качестве таковых выполнены каждая целой смешанной бригадой сотрудников не менее чем в четыре человека. Из этих работ, общим числом восемь, две касаются свойств нейтронов, это -- работа по рассеянию нейтронов в воде и в свинце и по энергии нейтронов и эффекту Ферми; остальные посвящены изучению ядерных реакций и искусственных радиоактивных элементов. Наибольший интерес из этого цикла работ для нас представляют: 1) работа, в которой описывается новый, радиоактивный

изотоп брома с большим периодом, 2) работа над непрерывным спектром 3-лучей от брома с полупериодом в 36 час. (по наблюдениям в камере Вильсона), 3) работа, указывающая на возможность расщепления ядер нейтронами с испусканием трех тяжелых частиц, и 4) работа по рассеянию нейтронов в воде и свинце. потому что в этих работах, повидимому, бесспорно выдающуюся роль играл покойный Л. В., в то время как в остальных совместных работах, мне, не принимавшему в них участия, очень трудно судить об удельном весе отдельных работников. Какие основания заставляют меня полагать, что в указанных выше четырех работах выдающуюся роль играл сам Лев Владимирович? В отношении трех работ (2, 3 и 4) это, повидимому, не вызывает сомнений. так как сами участники работ нарушили обычно установленный алфавитный порядок авторов и на первое место поставили фамилию Мысовского, в четвертом же (1) случае, где это не сделано, о большой роли Л. В. позволяют судить мои личные наблюдения. Начну с последней работы. Я помню, как однажды, уже ночью, я застал Л. В. за изучением в камере Вильсона излучений искусственно радиоактивного брома и как он поделился со мною удивительным наблюдением, что старый препарат радиоброма, который должен был бы уже практически распасться нацело, обнаруживает заметную активность, за изменением которой он предполагал проследить. Как мы теперь все знаем, это наблюдение Л. В. было совершенно правильно и привело при дальнейших исследованиях к установлению наличия третьего, более долгоживущего радиоактивного изотопа брома. Вместе с тем исторически это открытие третьего изотопа брома явилось первым случаем изомерии ядра. Таким образом эта работа не только привела открытию нового искусственного радиоактивного изотопа, к но и, что гораздо более интересно, привела к открытию изомерии ядра, которая затем была констатирована в ряде других случаев и открыла новую область чрезвычайно интересных как теоретических, так и экспериментальных исследований. Работа над непрерывным β-спектром долгоживущего изотопа брома интересна тем, что в ней впервые методом камеры Вильсона было получено распределение энергий в спектре брома с T = 36 час., хорошо согласующееся с таковым, полученным по методу счетчиков Гейгера-Мюллера братьями Алихановыми для того же элемента.

Большой интерес представляет третья работа Л. В., в которой впервые описывается несколько случаев расщепления ядер нейтронами с вылетом не одной, как обычно, а трех тяжелых частиц. Реакции такого рода, описанные в то время впервые, в настоящее время широко известны, главным образом, при воздействии космических нейтронов и квантов космических лучей на ядра химических элементов.

В заключение обзора научно-исследовательских работ Л. В. мне хотелось бы указать на две совместные его работы с А. П. Ждановым, в которых метод толстослойных фотопластинок был впервые применен к изучению только что открытого явления деления ядра атома урана. В этой работе уран был авторами введен в самую эмульсию, и таким образом удалось очень наглядно наблюдать пробеги обломков ядра урана и констатировать, что они имеют различный эффективный заряд и массу.

#### 4. УЧЕБНИКИ И НАУЧНО-ПОПУЛЯРНЫЕ РАБОТЫ Л. В. МЫСОВСКОГО

Л. В. был не только крупным и оригинальным исследователем, но и прекрасным популяризатором и педагогом. Весьма трудные вопросы он умел излагать очень понятно и наглядно. Эта его особенность была подмечена и высоко оценена таким мастером изложения, каким являлся покойный Орест Данилович Хвольсон. Из многочисленных обзорных научно-популярных статей и монографий я остановлюсь здесь лишь на трех, а именно: 1) на его монографии «Космические лучи» 1929 г., явившейся первой на русском языке сводкой наших знаний по космическим лучам; эта книжка по ясности изложения получила очень высокую оценку О. Д. Хвольсона. 2) Затем на его книге «Новые идеи в физике атомного ядра», являющейся прекрасной, ясной и очень интересно и просто написанной сводкой в этой области, выходящей в настоящее время третьим изданием в издательстве Академии наук. Эту книгу можно рекомендовать для чтения всем желающим познакомиться с новыми воззрениями и открытиями в этом быстро развивающемся разделе физики и в то же время как пособие для первоначального изучения. З) Наконец, нельзя обойти молчанием и написанный Л. В. очень оригинально и ясно построенный курс электричества лля вузов (1933 г.).

Наш очерк деятельности покойного Л. В. Мысовского был бы не полон, если бы мы не остановились вкратце на нем как на педагоге и организаторе.

# 5. ПЕДАГОГИЧЕСКАЯ И ОРГАНИЗАЦИОННАЯ ДЕЯТЕЛЬ-НОСТЬ Л. В. МЫСОВСКОГО

Педагогическая деятельность Л. В. Мысовского началась, как мы уже указывали, сразу же по окончании университета, т. е. с 1914 г., и первые четыре года протекала в средней школе, а затем перешла в высшую. С 1922 г. Л. В. преподает и ведет лабораторию физики в Ленинградском политехническом, ныне Индустриальном, институте. В 1931 г. Л. В. организует в Ленинградском университете новую специальность радиологии и возглавляет кафедру радиологии. За годы с 1931 по 1936 Л. В. в качестве заведующего кафедрой этой специальности подготовил многочисленные кадры высококвалифицированных молодых специалистов. Наиболее способные из них затем проходили, а частично проходят еще и сейчас, аспирантуру в Радиевом институте АН СССР. Наконец, с 1936 г. Л. В. занимает кафедру физики в Ленинградском сельскохозяйственном институте. Во всех местах, где вел преподавание Л. В., выпускаемые им специалисты не только приобрели основательные познания по физике, но и загорались стремлением к научно-исследовательской работе. Этим объяснялось, что Радиевый институт черпал кадры своих физиков со всех мест, где вел свою педагогическую работу Л. В. Помимо своей работы в высшей школе большую педагогическую работу Л. В. провел и в стенах Радиевого института, где им был организован специальный практикум по радиоактивности, через который прошло за время его существования около 300 чел.

Организационная деятельность Л. В. Мысовского также весьма разнообразна и успешна. Прежде всего он организует с 1922 г. Физический отдел Радиевого института, а с 1925 г. и специальную радоновую лабораторию при нем, которая начинает снабжать **учреждения** препаратами эманации радия. Для медицинские пополнения Физического отдела разнообразными точными установками Л. В. дважды командируется за границу, причем в одну из поездок он сверяет приготовленные у нас эталоны радия с международными. Правильно сознавая невозможность работы Физического отдела без хорошей научно-экспериментальной мастерской, Л. В. с самого же начала тратит много сил на создание при Радиевом институте механических и стеклодувных мастерских и их оборудование. Наконец, с 1933 г. Л. В. берет на себя инициативу по созданию в Радиевом институте первого советского циклотрона, сам вместе с ближайшими сотрудниками - В. Н. Рукавишниковым, Д. Г. Алхновым и др. — размещает заказы на различные части установки, следит за их изготовлением и испытанием. Создание первого советского циклотрона было сопряжено с большими трудностями как технического, так и организационного порядка, которые благодаря энергии и настойчивости Л. В. удалось преодолеть, и в настоящее время мы видим уже первый советский циклотрон в действии и можем судить о первых результатах работ с ним. Преждевременная смерть помешала Л. В. в полной мере использовать для своей творческой научно-исследовательской работы ту установку, на создание которой он употребил много энергии и знаний и которая подорвала преждевременно его силы.

Наряду с организацией Физического отдела Радиевого института Л. В. в 1931 г., как мы видели, организует кафедру радиологии в Ленинградском университете, в 1933 г. организует ядерную группу Физико-математического института им. Стеклова в АН СССР, позднее, с переездом АН в Москву, развившуюся в ядерную лабораторию Физического института АН СССР, и, наконец, в 1936 г. реорганизует кафедру физики в Ленинградском сельскохозяйственном институте. Одновременно Л. В. руководит работой всех организованных им учреждений.

На этом я закончу свой беглый очерк деятельности покойного Л. В. Мысовского, в котором я пытался обрисовать его как научного исследователя, педагога и организатора.

Преждевременная смерть вырвала из нашей среды оригинального и яркого ученого, талантливого педагога и крупного организатора, потеря которого тяжело будет ощущаться советской наукой.

# СПИСОК ПЕЧАТНЫХ РАБОТ Л. В. МЫСОВСКОГО

- 1. По поводу электрического счета я-частиц, ЖРФХО, 45, 149, 1913.
- Stossweise Spitzenstromentladungen u. elektrische Methode d. Zählung d. 2-Teilchen, Ann. d. Phys. 4, 461, 1914.
- Интерференция рентгеновых лучей, проходящих через материю с ориентированными молекулами, ЖРФХО, 55, 18, 1923.
- Вывод формулы, связывающей постоянную радиоактивного распада с энергией α-частиц, ДАН, стр. 41, 1922.
- 5. Закономерность распределения энергии между α-частицами радиоактивных элементов, ДАН, стр. 55, 1922.
- 6. Ускорение положительных и отрицательных ионов полем переменного тока высокой частоты (совместно с В. Н. Рукавишниковым), ДАН, стр. 53, 1922.
- 7. Ueber den Zusammenhang zwischen d. α-Teilchen u. d. Atomnummern der Elemente, Z. Physik, 18, 304, 1923.
- 8. Наблюдение сцинтилляций на непрозрачном экране микроскопом с зеркальным объективом, ДАН, стр. 155, 1924.
- 9. Versuche über die Absorption d. Höhenstrahlung im Wasser (L. Myssowsky u. L. Tuwim), Z. Physik, 35, 299, 1925.
- 10. Измерение на электроскопе компенсационным методом малых количеств радиоактивных веществ по 7-лучам, ЖРФХО, 57, 1, 1925.
- Государственный радневый институт и его деятельность, Природа, № 7/9, 218, 1925.
- 12. Unregelmässige Intensitätsschwankungen d. Höhenstrahlung in geringer Seehöhe (L. Myssowsky u. L. Tuwim), Z. Physik, 39, 146, 1926.
- Versuche über die Richtung d. Höhenstrahlung im Meeresniveau (L. Myssowsky u. L. Tuwim). Z. Physik, 36, 615, 1926.
- 14. О работах по изучению проникающего излучения (совместно с Л. Р. Тувимом). ДАН, сгр. 26, 1926.
- Просвечивание металлических отливок 7-лучами радия с целью обнаружения в них раковин и других дефектов (совместно с Т. С. Измайловой), ДАН, стр. 29. 1926.
- Absorptionskurve d. Höhenstrahlung im Wasser (L. Myssowsky u. L. Tuwim), Z. Physik, 44, 369, 1927.
- 17. Absorption in Blei, sekundäre Strahlen u. Wellen'änge d. Höhenstrahlung (L. Myssowsky u. L. Tuwim), Z. Physik, 50, 273, 1928.
- Spuren der α-Teilchen in dicker Bromsilbergelatineschicht der photographischen Platten (L. Myssowsky u. P. Tschischow), Z. Physik, 44, 408, 1927.
- Работы Радневого института по изучению космического излучения, Природа, № 4, 330, 1928.
- 20. Космические лучи, Госиздат, 1928.
- 21. Изучение природы космических лучей, Природа, № 6, 494, 1929.
- 22. Космические лучи, Человек и природа. № 1, 1929.
- Усовершенствование наблюдений α- и 3-частиц, Успехи физич. наук, 9, 574, 1930.
- 24. Экспериментальное изучение природы космических лучей, Успехи физич. наук, 10, 1, 1930.
- 25. Новые исследования о природе и происхождении космических лучей, Научное слово, 1930.
- 26. Rubidiumstrahlen in d. Wilsonschen Nebelkammer (L. Myssowsky u. R. Eichelberger), ДАН. № 24, 652, 1930.
- 27. Новые пути к изучению природы космических лучей, Успехи физич. наук, 12, 625, 1932.
- 28. Лабораторный метод получения высоких потенциалов, Успехи физичнаук, 10, 545, 1930.
- 29. Лабораторные методы получения быстрых электронов и протонов, Успехи физич. наук, 12, 580, 1932.
- Общий курс физики для втузов, Часть II, вып. 1. Электричество, ЛОНТИ. 1933.

- 31. Прохождение космических лучей через материю, Успехи физич. наук, 13, 518, 1933.
- 32. Организация и развитие Государственного радневого института, Сборник, Университеты и научные учреждения к XVII партсъезду, Техтеорет, стр. 294, 1934.
- 33. Наблюдение нейтронов от космических лучей в камере Вильсона (совместно с М. Эйгенсоном), ДАН, 2, 221, 1934.
- 3'. Новые идеи в физике атомного ядра, Изд. АН СССР, 1935.
- 35. Исторический обзор развития учения о космических лучах в связи с исследованием на больших высотах, Труды Всесоюзной конференции по изучению стратосферы, Изд. АН СССР, 389, 1935.
- 36. Эффект Ферми в фосфоре (совместно с И. Курчатовым, Г. Щепкиным и А. Вибе), ДАН, 3, 221, 1934.
- 37. Эффект Ферми в алюминии (совместно с И.В.Курчатовым, Б. В. Курчатовым, Г. Я. Шепкиным п А. Вибе), ДАН, 3, 422, 1934.
- 38. Возможность расщепления ядер нейтронами с испусканием трех тяжелых частиц (совместно с И. Курчатовым, Н. Добротиным и И. Гуревичем), ДАН, 3, 230, 1934.
- (9. Sur un cas de radioactivité artificielle provoquée par un bombardement de neutron, sans capture de neutrons (совместно с В. Курчатовым, И. Курчатовым и Л. Русиновым), С. R., 200, 1201, 1935.
- 40. Эффект Ферми, Природа, № 6, 23, 1935.
- 41. The Energy of Neutrons and the Fermi Effect (совместно с И. Курчатовым, Г. Щепкиным и М. Еремеевым), Sow., Phys., 7, 257, 1935.
- 42. Au sujet de la capture de neutrons lents par un noyau (совместно с Л. Арцимовичем, И. Курчатовым и П. Палибиным), С. R., 200, 2159, 1935.
- 43. Ueber Neutronenstrahlung in Wasser und Blei (совместно с М.Ю. Дейзенрот-Мысовской, И. Курчатовым и Г. Латышевым), Sow. Phys., 7. 6.6. 1935.
- 44. Новые идеи в физике атомного ядра, 2-е дополненное издание, Изд. AH CCCP, 1926.
- 45. Искусственная радиоактивность, "СОРЕНА", № 6, 10, 1936. 46. Непрерывный спектр 3-лучей от брома с полупериодом в 36 часов (совместно с И. Курчатовым, Р. А. Эйхельбергером и Г. Латышевым), Юбилейный сборник, посвященный 50-летию научной деятельности акад. В. И. Вернадского, Изд. АН СССР, 2, 547, 1936.
- 47. Просвечивание у-лучами, Рентгенография в применении к исследованию материалов, НКТП--НИС-Техпроп, 1936.
- 48. Новые идеи в физике атомного ядра, Изд. АН СССР, 1938 (3-е дополненное издание сдано в печать).
- 49. Tracks on Photographic Plates of the Recoil Nuclei of Desintegration of Uranium, Nature, 143, 794, 1939.
- 50. Следы ядер отдачи при расщеплении урана нейтронами (совместно-с А. П. Ждановым и М. Ю. Мысовской), ДАН, 23, 341, 1939.
- 51. Наблюдение деления ядер урана, помещенных внутри эмульсии толстослойных фотопластинок и подвергнутых бомбардировке нейтронами (совместно с А. П. Ждановым), ДАН, 25, 9, 1939.

# РАЗВИТИЕ МЕТОДА ФОТОУПРУГОСТИ В СССР

#### Л. Э. Прокофьева-Михайловская, Ленинград

Первые работы по экспериментальной фотоупругости относятся к 1913 г. В. Кирпичев<sup>1</sup> ставит опыты в лаборатории Ленинградского политехнического института. Он не удовлетворяется схемами существовавших тогда приборов с поляризационной частью, ограничивающей рабочее поле; по его поручению А. К. Зайцев делает полярископ большого рабочего поля, применяя в качестве источника света лампы накаливания, расположенные непосредственно за матовым стеклом. Качественный анализ напряжений в моделях методом цветной фотографии отражен в дальнейшей работе А. К. Зайцева<sup>2</sup>. Однако, применение сильных источников света непосредственно за маточым стеклом дает пятнистую или полосатую картину интенсивностей перекрывающих поле фотографичеческой пластинки. В 1914 г. С. И. Дружинин в Лаборатории Ленинградского политехнического института делает для измерения оптических разностей хода в моделях спаренные призмы, перемещающиеся в горизонтальном направлении.

Л. Э. Прокофьева-Михайловская <sup>в</sup> (1927—1929 гг.) в Ленинградском государственном университете, придавая большое значение роли масштаба моделей, делает полярископ на рабочее поле  $600 \times 600 \ \text{мм}^2$  и далее доходит до поля  $1000 \times 1000 \ \text{мm}^2$ . Принцип, положенный в основу, — замена источников большой силы света источниками полей большой яркости. На поляризатор ставится белый, особо обработанный эхран с серией ламп, расположенных по рампе. Действительно, при сравнительно небольшом по сравнению с увеличением рабочего поля увеличении габаритов прибора получается вполне качественная картина. Устранение окна для фотоаппарата дает возможность увеличивать фокусные расстояния объективов, которые должны подбираться применительно к толщине и величине моделей. Тем самым получается чистая и верная картина для изохром и изоклин<sup>4, 5</sup>. Она дает систему поляризационного компаратора (координатор) для количественного исследования моделей большого рабочего поля (300 × 150 мм<sup>2</sup>).

Далее разработка методов фотоупругости продолжается в Институте математики и механики Ленинградского государственного университета и с 1930 г. принимает плановый характер. Результаты работы Лабораторы и отражены в двух сборниках <sup>6,7</sup> и Трудах конференции по оптическому методу изучения напряжений 5. Лаборатория занимается разработкой систем приборов, методики и теории фотоупругости. Приборы отличаются по своей конструкции от заграничных, обладая теми или иными преимуществами. отмеченными в соответствующих статьях сотрудников лаборатории.

Как показала практика, особенно удобны для точечных способов исследования приборы типа биполяризатора с малой электрической лампой, перемещающейся по точкам модели с рабочим ходом 300 × 150 мм. Будучи помещен на подъемную скамью, прибор может быть как угодно ориентирован. Он используется не только для анализа плоских моделей, но и для анализ напряжений в пространственных моделях, которые зонально могут быть исследованы как плоские. Для этого при изготовлении моделей или, если это возможно, во время опыта изнутри модели накладывается фольга в качестве отражающей поверхности. Другие даборатории СССР пользуются системами приборов и методикой, разработанной в ЛГУ 9-19.

В основном приборы базируются на схемах поляризаторов и биполяризаторов, сводка которых дана в статье Миндлина<sup>1</sup>). Новый принцип был использован Л. Э. Прокофьевой-Михайловской 20; учитывая, что при отражении деполяризация света незначительна, она дала схему мультиполяризатора, позволяющего пропустить сквозь модель поляризованный свет какое угодно число раз. Тем самым в закон Неймана-Вертгейма вводится множитель кратности прохождения луча света сквозь модель. Подробное описание можно найти в советской литературе, указанной в помещенном ниже списке.

Д. К. Кноль систематизировал теорию особых точек 21-23.

Новый материал типа бакелита описан Пригоровским и Курочкиной<sup>24</sup> с указанием методики его исследования.

# ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. Кирпичев, Основы оптического метода исследования напряжений, Вестник Об-ва технологов, Петербург, 1913.
- А. К. Зайцев. Оптический метод изучения напряжений, Изд. Пром-бюро ВСНХ, Л., 1927.
   Л. Э. Прокофьева-Михайловская, Сборник Автогенная сварка, Изд. КУБУЧ, Л., вып. 4. 25, 1932.
- 4. Онаже, Известия Артиллерийской академии РККА, 4, 57, 1933.
- 5. Онаже, тамже, 5. 1, 1933. 6. Сборник Оптический метод изучения напряжений в деталях машин, ОН́ТИ, Л., 1935.
- 7. Сборник Экспериментальные методы определения напряжений и деформаций в упругой и пластической зонах, ОНТИ. 1935. 8. Труды конференции по оптическому методу изучения напряжений,
- ОНТИ, 1937.
- 9. А. А. Попов, Труды МИИТ, вып. 31, 1934.
- 10. К. В. Самсонов, Сборник Научно-исследовательские работы по сварке, М., 186, 1934.

<sup>1)</sup> См. стр. 16 в этом номере.

- 11. К. В. Самсонов, Оптический метод изучения напряжений в применении к исследованию работы строительных конструкций, Московский институт инженеров транспорта, М., 1934.
- 12. Г. А. Озеров и М. М. Селиванова, Технические заметки ЦАГИ. № 70, 1, 1935.
- 13. Г. А. Озеров и М. М. Селиванова, Техника воздушного флота. 14, 91, 1935.
- 14. Н. Г. Ченцов и Г. А. Озеров, Труды ЦАГИ, вып. 270, 1936.
- 15. Л. Э. Прокофьева-Михайловская, Заводская лаборатория. **3**, 317, 1937.
- 16. О на же, Заводская лаборатория, 4, 458, 1937.
- 17. А. Н. Динник, А. Е. Моргаевский и Г. Н. Савин, Труды Совещания по управлению горным давлением АН СССР, 7, 1938. 18. А. С. Малисв, М. В. Николаева и Д. И. Александрое,
- Труды Ленинградского института сооружений, вып. 2, 1936.
- 19. Л. И. Мальгинови Г. И. Покровский, Журнал технич. физики, 6, 1093—1098, 1936.
- 20. Л. Э. Прокофьева-Михайловская. Труды Совещания по vправлению горным давлением АН СССР, 61, 1938.
- 21. Д. К. Кноль, Вестник инженеров и техников, № 3, 175, 1938.
- 22. Он же, Вестник инженеров и техников, № 7, 430. 1935.
- 23. Он же, Вестник инженеров и техников, № 1, 45, 1937.
- 24. Н. И. Пригоровский и Н. А. Куродчкина, Вестник инженоров и техников, № 11. 699, 1938.

# ИЗУЧЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЙ МЕТОДОМ ФОТОУПРУГОСТИ 1)

# Р. Миндлин, Нью Иорк

Введение.

- I. Основные понятия о напряжениях и деформациях, а также некоторые сведения из оптики.
- II. Материалы, модели и нагрузочные станки.
- III. Измерения разности главных напряжений и их направлений.
- IV. Непосредственное определение главных напряжений.
- V. Специальные применения метода фотоупругости.
- VI. Библиография периода 1930-1938 гг.

#### ВВЕДЕНИЕ

Подробные сведения о распределении напряжений в деталях и элементах машин имеют во многих отраслях инженерного дела большое значение для проектирования. Математические методы теории упругости успешно применялись для решения отдельных проблем, относящихся к простым контурным условиям. Однако, в большинстве случаев ввиду несостоятельности математического метода приходится обращаться к эксперименту. Наиболее полезным в этом случае оказывается метод фотоупругости. Этот метод основан на том факте, что оптические свойства прозрачного материала в состоянии напряжения могут быть измерены и отнесены количественно к состоянию напряжения.

Применяя метод фотоупругости, инженер выбирает соответствующий прозрачный материал (§ 12), делает из него модель (§ 13) той же формы, что и конструкция, подлежащая исследованию. Модель нагружается (§ 14) таким же образом, как и конструкция, и получающийся оптический эффект (§ 8) измеряется различными способами (§ 15, 26—28). Большинство этих измерений проводится методами физической оптики, другие же были развиты специально для метода фотоупругости. Оптические свойства модели сводятся к напряжениям (§ 9, 11 и 15—19), которые трактуются согласно основным положениям теории упругости и теории сопротивления материалов (§ 1—7 и 10). Распределение напряжений в модели сопоставляют с аналогичной системой напряжений в конструкции (§ 13), и инженер пользуется этим при проектировании.

<sup>1</sup>) Journ. Applied Physics, 1939. Перев. Л. Э. Прокофьевой-Михайловской. Оптические наблюдения далеко не всегда достаточны для полного определения напряженного состояния. Для получения полных сведений были развиты дополнигельные методы (§ 20—31): оптические, графические, вычислительные или механические.

Мегоды фотоупругости применялись для решения большого количества задач в различных отраслях инженерного дела и прикладной физики (§ 32—38); большое количество исследований на эту тему появилось в технических научных журналах. Многие вопросы теории, техники и применения эт.й геории были



Рис. 1. Полярископ для исследования фотоупругости и нагрузочная машина Колумбийского университета

описаны Е. Г. Кокером и Л. Н. Файлоном<sup>5</sup> в работе «Основы фотоупругости»<sup>1</sup>), опубликованной в 1931 г. С того времени теория метода не изменилась, однако, естественно, что в области, имеющей столь большое промышленное значение, появилось множество новшеств методического характера, а также значительно расширилась область применения метода.

Цэль настоящей статьи дать обзор основных принципов фотоупругости, описание новейшей техники эксперимента, а так ке отметить те области, в которых этот метод нашел приложение за последние десять лет.

Зак. 3411. Успехи физических наук, т. ХХІШ, вып. 1.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>) Полная библиография до 1930 г. имеется в труде Кокера и Файлона. Ниже указаны в основном работы, появившиеся в период 1930 — 1938 гг. В первых девятнадцати ссылках даны указания относительно руководств и обзорных статей.

І.ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ О НАПРЯЖЕНИЯХ И ДЕФОРМА-ЦИЯХ, А ТАКЖЕ НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ ОПТИКИ

1. Определение напряжения

Если система сил действует на твердое тело, то одна часть тела оказывает влияние на другую, соседнюю с ней. Взаимодействие соседних частей тела учитывается понятием напряжения. Например, в стержне поперечного сечения A при долевом растяжении усилием P (рис. 2) часть тела с одной стороны



поперечного сечения n - n вызывает напряжение растяжения другой части тела. Величина напряжения определяется отношением  $\frac{P}{A}$ , а направление напряжения параллельно оси бруса. В общем случае напряжение на малой площадке  $\delta A$  в точке O тела (рис. 3) не обязательно нормально к се-



Рис. 2. Призматический брус при растяжении

Рис. 3. Напряжения по внутреннему сечению

чению и, более того, величина и направление напряжений могут изменяться от точки к точке тела. Полный анализ напряжений заключается в определении состояния напряжения в каждой точке тела для площадки, проведенной через эту точку любым образом.

Рассмотрим элемент площадки  $\delta A$ , проходящей через точку Oв теле, находящемся под действием системы сил [рис. 3(b)]. Нормаль N площадки служит для обозначения ее ориентации. Часть тела с одной стороны площадки действует на другую часть тела с силой  $\delta P$ ; направление  $\delta P$  в общем случае наклонно по отношению к N. Если мы будем уменьшать площадь  $\delta A$  так, чтобы она всегда проходила через точку O, величина  $\delta P$  будет также стремиться к нулю. Предел отношения  $\frac{\delta P}{\delta A}$ , когда  $\delta A$  стремится к нулю, называется напряжением в точке O в плоскости, нормальной N; предельное направление  $\delta P$  есть направление напряжения. Если предельное направление не совпадает с N, то напряжение может быть разложено на компоненты, нормальные и параллельные сечению. Перзые называются нормальными напряжениями, последние касательными.

# 2. Обозначения

Нормальные напряжения обозначаются обычно через с, а касательные через с. Индексы у этих букв указывают направления напряжений. Обычно напряжения выражаются в декартовой координатной системе. Нормальные напряжения, действующие на пло-

скости, перпендикулярные осям х, у, z, обозначаются соответственно  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  и  $\sigma_z$ . Нормальное напряжение называется положительным, когда оно вызывает состояние растяжения в рассматри-На рис. 4 расваемой части. прямоугольный смотрим малый параллелепипед со сторонами, параллельными осям координат. Нормальные напряжени  $\sigma_r, \sigma_u, \sigma_z$ показаны на рисунке стрелками, проведенными в положительном д направлении осей координат. Для обозначения касательных напряприходится употреблять жений два индекса. Первый из индексов



Рис. 4. Компоненты напряжений на гранях малого прямоугольного параллелепипеда

указывает направление нормали к плоскости, вдоль которой действует касательное напряжение, второй указывает направление действия напряжения в этой плоскости. Так, например, обозначение  $\tau_{xy}$  означает касательное напряжение, действующее в плоскости, нормальной к оси x, и направленное параллельно оси y. На рис. 4 все касательные напряжения проведены в положительных направлениях.

Величины  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$ ,  $\sigma_z$ ,  $\tau_{yz}$ ,  $\tau_{zy}$ ,  $\tau_{zx}$ ,  $\tau_{xz}$ ,  $\tau_{xy}$ ,  $\tau_{yx}$  называются компонентами напряжения. Если рассмотреть момент напряжений относительно оси x, то найдем  $\tau_{zy} = \tau_{yz}$ . Сделав то же относительно других осей, получим  $\tau_{zx} = \tau_{xz}$  и  $\tau_{xy} = \tau_{yx}$ . Итак, независимыми из девяти компонент напряжения являются только шесть.

# 3. Определение напряжения

В § 1 мы видели, что для полного описания напряженного состояния необходимо знать напряжения на любой площадке, проходящей через каждую точку в материале. Пусть O (рис. 5) есть точка, напряжения в которой мы хотим определить, и N— нормаль к произвольной плоскости, проходящей через O. Другая плоскость с той же нормалью N, но на расстоянии h от O, пересечет систему x, y, z осей в точках B, C и D. Эта плоскость изображена на рисунке. Так как h может быть любым, то обе плоскости могут быть приведены к совпадению и свойства этих плоскостей можно считать одинаковыми. Для того, чтобы найти напряжения в плоскости, перпендикулярной к N, рассмотрим равновесие малого тетраэгра *OBCD*. Компонента нормального напряжения в плоскости *BCD* может быть выражена через шесть компонент напряжения по осям координат

$$\sigma_N = \sigma_x l^2 + \sigma_y m^2 + \sigma_z n^2 + 2\tau_{yz} mn + 2\tau_{zx} nl + 2\tau_{xy} lm, \qquad (1)$$

где l, m, n — косинусы углов между нормалью N и соответствующими осями x, y, z.

Результирующее напряжение по *BCD* должно, вообще говоря, иметь также составляющие, параллельные этой плоскости.



Рис. 5. Напряжения в малом

тетраэдре

1



Рис. 6. Напряжения в малом прямоугольном параллелепипеде с гранями, параллельными главным плоскостям напряжений

Компонента касательных напряжений в произвольном направлении S, определяемом направляющими косинусами l', m', n', равна

$$\begin{aligned} \varepsilon_{NS} &= \sigma_x ll' + \sigma_y mm' + \sigma_z nn' + \tau_{yz} (m'n + mn') + \\ &+ \tau_{zx} (n'l + nl') + \tau_{xy} (l'm + lm'). \end{aligned}$$
(2)

Уравнения (1) и (2) показывают, что компонента нормального напряжения в произвольной плоскости, проходящей через O, и компонента касательного напряжения этой плоскости в произвольном направлении полностью определяются, если в этой точке известны шесть компонент напряжения по осям координат.

# 4. Главные напряжения и главные плоскости напряжений

Если мы рассмотрим изменение  $\sigma_N$  согласно уравнению (1) при изменении напрагления N, мы найдем, что всегда существуют три взаимно перпендикулярных направления, для которых  $\sigma_N$ имеет предельные значения, т. е. либо максимум, либо минимум, либо минимаксимум. Эти три направления называются главными осями напряжений, они перпендикулярны плоскостям, называемым главными плоскостями напряжений. Можно также найти, что в главных плоскостях напряжений касательные напряжения отсутствуют, т. е. результирующее напряжение в гланной плоскости имеет только нормальную составляющую.

Таким образом, около любой точки можно построить малый куб (рис. 6) так, чтобы напряжения на его шести гранях были только нормальными. Обозначим эти три главных напряжения  $\sigma_3$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_1$  и условимся, что  $\sigma_3 > \sigma_2 > \sigma_1$ .

5. Малые деформации и компоненты деформаций

Малый элемент объема, имеющий форму прямоугольного параллелепипеда, деформируется в напряженном теле в первом

приближении в скошенный параллелепипед. На рис. 7(а) показан элементарный объем до деформации (ребра *PA*, *PB*, *PC* параллельны соответствующим осям координат *x*, *y*, *z*). После деформации точки *A*, *B*, *C*, *P* займут новое положение *A'*, *B'*, *C'*, *P'* [рис. 7(*b*)] так, что ребра параллелепипеда уже не будут составлять



Рис. 7. Деформация малого прямоугольного параллеленипеда

между собой прямых углов, а также примут новые длины P'A', P'B', P'C'. Изменение по длине, отнесенное к единице длины ребра элеменга, называется удлинением, обозначается через  $\varepsilon$  индексом, указывающим направление ребра.

Таким образом,

$$\frac{P'A'-PA}{PA}=\varepsilon_x$$

есть компонента единичного удлинения в направлении оси х.

Для малых перемещений изменение угла между двумя соседними ребрами деформированного элемента называется компонентой сдвига и обозначается через  $\gamma$  с индексами, указыва чщими плоскости, в которых ранее лежали ребра. Так,  $\gamma_{xy}$  есть изменение угла между ребром *PA*, ранее параллельным оси *x*, и ребром *PB*, ранее параллельным оси *y*.

Шесть компонент деформации —  $\varepsilon_x$ ,  $\varepsilon_y$ ,  $\varepsilon_z$ ,  $\gamma_{yz}$ ,  $\gamma_{zx}$ ,  $\gamma_{xy}$  — необходимы и достаточны для полного определения новой формы и величины элемента; эти величины определяют деформированное состояние тела.

Из геометрических соображений, с помощью рис. 7, находим для малых деформаций

$$\varepsilon_N = \varepsilon_x l^2 + \varepsilon_y m^2 + \varepsilon_z n^2 + \gamma_{yz} mn + \gamma_{zx} nl + \gamma_{xy} lm, \qquad (3)$$

где є <sub>N</sub> — деформация в направлении *PN*; *l*, *m*, *n* — направляющие косинусы углов между *PN* и соответствующими осями *x*, *y*, *z*.

# 6. Аналогия между напряжениями и малыми деформациями

Если в уравнении (3) мы заменим є через  $\sigma$  и  $\gamma$  через  $2\tau$ , мы получим уравнение (1), которое дает соотношение между нормальным напряжением в направлении *I*, *m*, *n* и компонентами напряжения по осям. Так же, єсли в уравнениях (2) заменим  $\sigma$ через є и  $\tau$  через  $\frac{\gamma}{2}$ , мы получим

$$\gamma_{NS} = 2\varepsilon_{x}ll' + 2\varepsilon_{y}mm' + 2\varepsilon_{z}nn' + \gamma_{yz}(m'n + mn') + \gamma_{zx}(n'l + nl') + \gamma_{xy}(l'm + lm'), \qquad (4)$$

т. е. выразим сдвиг между направлениями N и S через компоненты деформации и направляющие косинусы l, m, n (направление N) и направляющие косинусы l', m', n' (направление S).

Полная аналогия формул напряжений и деформаций позволяет применить выводы, сделанные в § 4, также для перемещений. Надо только заменить є черєз  $\sigma$  и  $\frac{7}{2}$  через  $\tau$ . Таким образом, существуют три взаимно перпендикулярные главные оси деформаций  $\varepsilon_8$ ,  $\varepsilon_2$ ,  $\varepsilon_1$ , т. е. три таких направления, для которых исчезают деформации сдвига.

# 7. Соотношения между напряжениями и деформациями

Упругое тело обладает двумя специфическими свойствами. Fo-первых, компоненты деформации упругого тела изменяются



Рис. 8. Преобразование сферы в эллипсоид в поле простого растяжения линейно в зависимости от напряжений; во-вторых, леформации исчезают, когда напряжения удалены. Если тело изотропно, т. е. свойства каждой его точки одинаковы, то главные оси напряжений и деформаций совпадаст по направлениям. Соотношения между напряжениями и деформациями в этом случае известны:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{1} &= \frac{1}{E} \sigma_{1} - \frac{\nu}{E} (\sigma_{2} + \sigma_{3}) \\ \varepsilon_{2} &= \frac{1}{E} \sigma_{2} - \frac{\nu}{E} (\sigma_{3} + \sigma_{1}) \\ \varepsilon_{3} &= \frac{1}{E} \sigma_{3} - \frac{\nu}{E} (\sigma_{1} + \sigma_{2}) \end{aligned} \right\}, \quad (5)$$

где *Е* — модуль Юнга, v — коэфициент Пуассона; оба они постоянны для однородного матери-

ала, т. е. упругие постоянные одинаковы для различных точек тела.

Если стержень подвержен осевому напряжению σ<sub>в</sub>, результирующее состояние деформации получается из уравнения (5):

$$\mathbf{e}_3 = \frac{\mathbf{\sigma}_3}{E}, \quad \mathbf{e}_2 = -\frac{\mathbf{v}\mathbf{\sigma}_3}{E}, \quad \mathbf{e}_1 = -\frac{\mathbf{v}\mathbf{\sigma}_3}{E}.$$

Если расположить ось z параллельно оси бруса [рис.  $\mathcal{E}(a)$ ] и обозначить координаты какой-либо точки до деформации через x, y, z и после деформации  $x_1, y_1, z_1$ , то

$$x_1 = x \left(1 - \frac{v\sigma_3}{E}\right), \quad y_1 = y \left(1 - \frac{v\sigma_3}{E}\right), \quad z_1 = z \left(1 - \frac{\sigma_3}{E}\right).$$
 (6)

Напишем уравнение шаровой поверхности радиуса а в недеформированном брусе:

$$x^2 + y^2 + z^2 = a^2$$

Пользуясь уравнением (6), мы видим, что сфера переходит в эллипсои [рис. 8(b)]:

$$\frac{x_1^2}{a^2 \left(1 - \frac{v_{\tau_3}}{E}\right)^2} + \frac{y_1^2}{a^2 \left(1 - \frac{v_{\tau_3}}{E}\right)^2} + \frac{z_1^2}{a^2 \left(1 + \frac{\sigma_3}{E}\right)^2} = 1.$$
(7)

# 8. Распространение света в изотропной и кристаллической среде

Волновая теория описывает свет как поперечное волновое возмущение. Фронт волны F (рис. 9) оптического возмущения,



Рис. 9. Волновые возмущения



Рис. 10. Распространение волны в двоякопреломляющей среде

распространяющегося через прозрачную среду, рассматривается плоским вблизи точки O в среде; направление волны характеризуется нормалью N к фронту F в точке O. В изотропной среде скорость распространения световой голны одинакова го всем направлениям, т. е. не зависит от направления нормали N фронта волны. В кристаллической среде вообще каждой волновой нормали соответствуют две скорости распространения; обе эти скорости зависят от направления нормали к фронту голны. Это ягление двойного лучепреломления.

На рис. 10 изображены две волны (W и W'), соответствующие волновой нормали N. Так как обе волны имеют различные скорости, то в клисталле будут существовать два параллельных. фронта волн (F и F') для каждой волн вой нормали. Каждая из волн плоско поляризована, т. е. колебания, соответствующие волне, лежат в одной плоскости (плоскости AOO' и A'O'O). Направления колебаний (OA и O'A') обеих волн перпендикулярныдруг к другу и к нормали волны.

Оптические свойства любой точки О кристаллической среды могут быть описаны так называемым эллипсоидом показателей



Рис. 11. Эллипсоид индексов

преломления (рис. 11). Центр эллипсоида лежит в точке О, направление главных осей ОА, *ОВ*, *ОС* эллипсоида фиксируется в среде. Если волна распрос раняется в направлении N, то ее оп ические характеристики находятся при помощи эллипсоида индексов. Плоскость в точке О, перпендикулярная к ON, пересекает эллипсоид по эллипсу DE. Полуоси О О и ОЕ этого эллипса пропорциональны показателям преломления  $n_1, n_2$  обеих волн, а направления OD и OE будут. направлен ями колебаний.

Если ON совпадает с главной осью эллипсоида, то  $n_1$ и  $n_2$  будут равны  $n_a$ ,  $n_b$ ,  $n_c$ . Послед: ие называются главными пока ателями пр  $\epsilon$ ломления; направления OA,

ОВ, ОС будут главными осями оптической симметрии, а плоскости АОВ, ВОС, СОА — главными плоскостями оптической симметри. Оптические оси и плоскости аналогичны соотретствующим понятиям теории напря кений и деформации.

Если свет длины волны  $\lambda$  проходит нормально чер з кристаллическую пластинку толщины d, то обе плоско поляризованные волны получают разности фаз  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  по отношению к неизмененной волне:

$$\Delta_{1} = \frac{2\pi d}{\lambda} (n_{1} - n)$$

$$\Delta_{2} = \frac{2\pi d}{\lambda} (n_{2} - n)$$
(8)

где n — показатель преломления среды вне пластины,  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ . измеряются в радианах.

Относительная разность фаз

$$\Delta \doteq \Delta_1 - \Delta_2 = \frac{2\pi d}{\lambda} (n_1 - n_2). \tag{9}$$

## 9. Эффект фотоупругости

В 1816 г. Брюстер нашел, что напряженное или деформированное стекло становится двояко преломляющим. Далее было установлено, что этим свойством в большей или меньшей степени обладает большинство прозрачных материалов.

Максвелл<sup>104</sup> обнаружил, что стеклянный стержень при простом растяжении (рис. 8) соответствует эллипсоиду индексов типа вытянутого сфероида. Он определил экспериментально, что ось вращения сфероида параллельна направлению растяж ния и эксцентриситет пропорционален нагрузке. Этот и аналогичные опыты показывают, что главные оси напряжений совпадают с главными осями оптической симметрии и что главные напряжения линейно связаны с главными показателями преломления. Следовательно, соотношение между напряжением и двойным лучепреломлением такое же, как и между напряжениями и деформациями. Оптические свойства в первоначально изогропном материале после приложения напряжений могут быть изображены эллипсоидом, который возник бы в результате деформации сферы радиуса  $n_0$ , подверженной действию однородного поля напряжений, приложенных параллетьно главным осям.

Тогда по аналогии с уравнением (5) можно написать

$$\begin{array}{c} n_{a} - n_{0} = C_{1}\sigma_{1} + C_{2}\left(\sigma_{2} + \sigma_{3}\right) \\ n_{b} - n_{0} = C_{1}\sigma_{2} + C_{2}\left(\sigma_{3} + \sigma_{1}\right) \\ n_{c} - n_{0} = C_{1}\sigma_{3} + C_{2}\left(\sigma_{1} + \sigma_{2}\right) \end{array} \right\},$$
(10)

где  $C_1$  и  $C_2$  — оптические коэфициенты напряжений. Уравнения (10) выражают основную связь оптического эффекта

с напряжениями.

Состояние напряжения в какой-либо точке может быть вычислено, если удается определить главные показатели преломления и направления главных осей оптической симметрии. В общем случае экспериментальные измерения представляют большие трудности, поэтому методы фотоупругости ограничивались до сих пор большей частью исследованием таких напряженных состояний, для которых из шести искомых величин (величины и направления главных напряжений) три известны а priori. Рассмотрим этот случай более дегально.

# 10. Напряжения в плоскости

В уравнении (1) направление N было произвольным, и мы нашли три взаимно перпендикулярных направления, для которых  $\sigma_N$ имело постоянное значение. Предположим теперь, что N ограничено так, чтобы быть всегда в одной плоскости. Можно показать, что тогла в этой плоскости существуют два взаимно перпендикулярных направления, для которых  $\sigma_N$  имеют постоянное значение, а касательные напряжения пропадают. Это — главные оси напряжений для рассматриваемой плоскости. Они совпадают с двумя главными напряжениями трехмерного случая, если эта плоскость является плоскостью главных напряжений. Главные напряжения в плоскости, не совпадающей с главной, называются вторичными главными напряжениями (secondary principal stresses).



Рассмотрим плоскость тела, лежащую в координатной плоскости x, y. Пусть направление N в этой плоскости образует угол  $\theta$ с положительным направлением оси x;  $\theta$  измеряется в положительных единицах против часовой стрелки (от x к N) (рис. 12). Тогда в уравнении (1)  $l = \cos \theta$ ,  $m = \sin \theta$ , n = 0 и мы имеем

$$\sigma_N = \frac{1}{2} (\sigma_x + \sigma_y) + \frac{1}{2} (\sigma_x - \sigma_y) \cos 2\theta + \sigma_{xy} \sin 2\theta.$$
(11)

Рис. 12. Напряжения в плоскости

Так же из уравнения (2), полагая  $l' = -\sin \theta$ ,  $m' = \cos \theta$ , n' = 0, получим

$$\tau_{NS} = \frac{1}{2} \left( \sigma_y - \sigma_x \right) \sin 2\theta + \tau_{xy} \cos 2\theta. \tag{12}$$

Чтобы найти направления, в которых компонента напряжений экстремальна, диференцируем уравнение (11) по  $\theta$ ; приравнивая результат нулю, получим

$$(\tau_x - \tau_y) \sin 2\theta = 2\tau_{xy} \cos 2\theta. \tag{13}$$

(13) есть уравнение для определения тех значений  $\theta$ , при которых  $\sigma_N$  имеет экстремум. Отметим, что уравнение (13) есть условие исчезновения  $\tau_{NS}$  [см. уравнение (12)]. Чтобы найти корни уравнения (13), подставим

$$\cos 2\theta = \pm (1 - \sin^2 2\theta)^{\frac{1}{2}}$$

и получим

$$\sin 2'' = \pm \frac{2\tau_{xy}}{\left[(\tau_x - \tau_y)^2 + 4\tau_{xy}^2\right]^{\frac{1}{2}}}$$
(14)

И

$$\cos 2\theta = \pm \frac{\sigma_x - \sigma_y}{\left[(\sigma_x - \sigma_y)^2 + 4\tau_{xy}^2\right]^{\frac{1}{2}}}.$$
(15)

Верхний знак уравнений (14) и (15) соответствует одному значению  $\theta$ , которое назовем  $\Phi$ . Нижний знак дает  $\Phi + \frac{\pi}{2}$ ;  $\Phi$  и  $\Phi + \frac{\pi}{2}$  указывают направления вторичных главных напряжений в плоскости x, y и

$$\sin 2\Phi = \frac{2\tau_{xy}}{\left[(\sigma_x - \sigma_y)^2 + 4\tau_{xy}^2\right]^{\frac{1}{2}}} \left\{ \cos 2\Phi = \frac{\sigma_x - \sigma_y}{\left[(\sigma_x - \sigma_y)^2 + 4\tau_{xy}^2\right]^{\frac{1}{2}}} \right\}.$$
 (16)

Для нахождения величины вторичных главных напряжений подставляем выражение (16) в уравнение (11). Обозначая через pнапряжения, соответствующие  $\theta = \Phi$ , и через q— напряжения, соответствующие углу  $\Phi + \frac{\pi}{2}$ , имеем

$$p = \frac{1}{2} \left( \sigma_x + \sigma_y \right) + \frac{1}{2} \left[ \left( \sigma_x - \sigma_y \right)^2 + 4 \tau_{xy}^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \tag{17}$$

$$q = \frac{1}{2} \left( \sigma_x + \sigma_y \right) - \frac{1}{2} \left[ (\sigma_x - \sigma_y)^2 + 4 \tau_{xy}^2 \right]^{\frac{1}{2}}.$$
 (18)

Углу  $\Phi$  соответствует вторичное главное напряжение, наибольшее по абсолютной величине.

Из уравнений (16), (17) и (18) имеем

$$\tau_{xy} = \frac{1}{2} \sin 2\Phi \left[ (\sigma_x - \sigma_y)^2 + 4\tau_{xy}^2 \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (p - q) \sin 2\Phi. \quad (19)$$

Наибольшее касательное напряжение в плоскости x, y будет максимальным в направлении, делящем пополам углы между вторичными главными осями; оно равно

$$\tau_{\max} = \frac{1}{2} \left[ (\sigma_x - \sigma_y)^2 + 4\tau_{xy^2} \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \left( p - q \right).$$
 (20)

Касательные напряжения  $\tau_{xy}$  (19) обращаются в нуль при  $\Phi = 0$ ,  $\frac{\pi}{2}$ , так что направления осей x, y суть направления, в которых действуют вторичные главные напряжения. Напряжения  $\tau_{xz}$ ,  $\tau_{yz}$  пропадают в случае плоского напряженного состояния. Подобное напряжение возникает в тонкой пластине под действием сил, лежащих в ее плоскости. Компоненты напряжений  $\sigma_z$ ,  $\tau_{xz}$  и  $\tau_{yz}$  такой пластинки небольшой толщины d обращаются в нуль при  $z = \pm \frac{d}{2}$ , если за плоскость x, y принять среднюю плоскость.

Если толщина пластины мала по сравнению с линейными размерами пластины в плоскости x, y, можно предположить, что  $z_z$ ,  $z_{yz}$  и  $z_{zw}$  равны нулю и внутри объема пластинки; изменением  $z_x$ ,  $z_y$  и  $z_{xy}$ , с изменением координаты z, в этом случае также пренебрегается.

## Оптические коэфициенты напряжений в случае двумерной фотоупругости

В каждой точке пластины, нагруженной в своей плоскости, одно из главных напряжений равно нулю и направлено нормально к пластине. Одна из главных плоскостей напряжений совпадает поэтому с плоскостью пластины. Два главных напряжения в этой плоскости могут быть  $\sigma_3$  и  $c_2$ , или  $\sigma_2$  и  $\sigma_1$ , или  $\sigma_8$  и  $\sigma_1$ ; мы их будем обозначать ниже соответственно через p и q.

Аналогично одна из главных плоскостей оптической симметрии совпадает с плоскостью пластины. Для света, падающего перпендикулярно к плоскости пластины, показатели  $n_1$  и  $n_2$  двух результирующих волн будут главными показателями; это могут быть  $n_c$ и  $n_b$ , или  $n_b$  и  $n_a$ , или  $n_c$  и  $n_a$ .

При этом условии уравнения (10) сводятся к

$$\begin{array}{c} n_1 - n_0 = C_1 p + C_2 q \\ n_2 - n_0 = C_1 q + C_2 p \end{array} \right\}.$$
 (21)

Если измерить абсолютные запаздывания по фазе  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  уравнения (8), то можно вычислить главные напряжения p и q из уравнения (21). С другой стороны, если измерить относительное запаздывание  $\Delta$  уравнения (9), то можно вычислить разность главных напряжений p - q. Из уравнений (9) и (21) имеем

$$\Delta = \frac{2\pi d\mathcal{C}}{\lambda} (p-q), \qquad (22)$$

где  $C = C_1 - C_2$  есть относительный оптический коэфициент напряжения.

Направления главных напряжений находим, определяя направления главных осей оптической симметрии.

Надо отметить, что на ненагруженном контуре пластины два из трех главных напряжений исчезают, именно, одно, нормальное к плоскости пластины, и одно, нормальное к контуру. Больше того, третье главное напряжение действует параллельно контуру. В такой контурной точке измерение относительной разности фаз [уравнение (22)] дает все необходимые величины для определения напряжений.

Коэфициент С в уравнении (22) имеет размерность, обратную напряжению. Он обычно выражается в  $10^{-13} \ cm^2/дин$ . Подобная единица называется брюстером <sup>5</sup>. Значение С подобного материала изменяется в зависимости от длины волны и от температуры.

II. МАТЕРИАЛЫ, МОДЕЛИ И НАГРУЗОЧНЫЕ СТАНКИ

#### 12. Фотоупругие материалы

Первый шаг исследования свойств тела методом фотоупругости заключается в подборе подходящего материала для изготовления модели. По Файлону<sup>6</sup>, Карлтону<sup>43</sup> и Солакиану<sup>145</sup> идеальным будет материал, имеющий: 1) высокий оптический коэфициент, 2) хорошую обрабатываемость, 3) линейную зависимость между напояжениями и деформациями, 4) высокий модуль упругости, 5) физическую и оптическую однородность, 6) начальное двойное лучепреломление, либо отсутствующее, либо легко уничтожаемое отжигом, 7) отсутствие крипа, 8) отсутствие упругого после-действия и остаточного двойного лучепреломления, 9) отсутствие «краевого эффекта» и 10) высокую прозрачность. Материалы, наиболее часто употребляемые, -- стекло, целлюлоид (нитроцеллюлоза), бакелит BT-61-893 (glicerine p'itallic anhydride), фенолит и тролон (phenol-formaldehyde resins). Стекло было первым материалом, использованным в оптическом эксперименте; оно плохо поддается обработке и обладает очень малым значением коэфициента С; зато остальные качества стекла делают желательным употребление этого материала при точных экспериментах (см. § 27). Целлюлоид, оптический коэфициент которого в пять раз больше, чем у стекла, хорошо поддающийся обработке, был стандартным фотоупругим материалом с 1906 по 1923 г. В этом году Аракава<sup>20</sup> использовал для метода фотоупругости фенольную бакелитовую смолу с оптическим коэфициентом, в пять раз большим, чем у целлюлоида. За последние пятнадцать лет неоднократно появлялись материалы с еще большей оптической чувствительностью; сни последовательно вытесняли менее совершенные материалы.

Карлтон <sup>43</sup> дает (см. таблицу) значения относительного оптического коэфициента напряжений (C) в брюстерах (для  $\lambda = 5461$  Å)

Материал	Олтический коэфициент напряжения в брюстерах
Фенолит	56,8
Бакелит (США)	50,2
" (Англия)	46,4
Орко (Франция)	39,3
Целлюлоид	12,8
Ацетияцеляюлоза	19,5
Поллопаз	17,5
Чармоид	20,6
Винилит	18,0
Глифтал	28-1 000
Стекло	2,7
Резина мягкая	2 000
"твердая	105

для тринадцати материалов, употреблявшихся в методе фотоупругости. Эти значения имеют приближенный характер; точные значения *С* каждого материала зависят от температуры, а также предыдущей термической и химической обработки. Влияние температуры было изучено для стекла Гаррисом<sup>75</sup>, для целлюлоида Гаррисом и Сетом<sup>76</sup>, для пяти сортов бакелита и марблета Ли и Армстронгом<sup>96</sup>, для бакелита Хетени<sup>77, 78</sup> и тролона Куске<sup>93</sup>. Карлтон отмечает, что оптический коэфициент материала сильно зависит от степени полимеризации синтетической смолы. Принципы, лежащие в основе этого явления, легче всего понять



Рис. 13. Кривые времени — прогибов для бакелита ВТ-61-893 при высоких температурах<sup>78</sup>. M = 2,50 дм./фн.;  $\delta_{max} = 57,0$  фн./дм<sup>2</sup>.

из результатов работ Хетени<sup>77</sup> и Куске<sup>93</sup>. Эксперименты Хетени над бакелитом ВТ-61-893 и интерпретация автором процесса с точки зрения двухфазной теории затвердевающих смол пролили свет на сущность начального и остаточного двойного лучепреломления, температурного эффекта. крипа, упругих свойств и краевого эффекта.

Согласно двухфазной теории затвердевшая смола, употребляемая в экспериментах по фотоупру-

гости, состоит из двух компонент, а именно, нерастворимого трехмерного скелета, заполненного растворимой основой. Нераство-



Рис. 14. Кривая напряжений — деформаций для бакелита при 115<sup>2</sup>78 1-с действительное, 2-с номинальное



Рис. 15. Кривая напряжений — порядков полос для бакелита при  $115^{\circ}$  78.  $I - \frac{t'}{t} \circ$  действительное,  $2 - \circ$  номинальное

римая часть составляет только малую часть всего объема. Она первоначально образовалась из растворимой части благодаря весьма медленно протекающей реакции (называемой полимеризацией).

При комнатной температуре растворимая часть имеет высокий коэфициент вязкости и воспринимает бо́льшую часть нагрузки, приложенную к модели; при гысокой температуре коэфициент вязкости уменьшается так, что растворимая часть течет и постепенно передает нагрузку на нерастворимый скелет. Деформация при постоянной нагрузке приближается к предельному значению, определяющемуся степенью полимеризации материала и его упругими свойствами. Чем выше температура, тем сильнее идет процесс крипа растворимой части, тем скорее достигается предельная деформация, как это показывают экспериментальные кривые Хетени (рис. 13). При температуре в 115° для бакелита BT-61-893 предельная деформация достигается почти мгновенно. Линейная упругость полимеризованного скелета показана Хетени на кривых напряжение — деформация при 115° (рис. 14). Линейное изменение оптического эффекта показано на рис. 15.

Материал этого параграфа будет еще обсуждаться в § 34 с точки зрения трехмерной задачи фотоупругости. Объяснение эффекта фотоупругости с точки врения атомной физики можнонайти в работе Мюллера<sup>115</sup>.

# 13. Модель

За последние несколько лет бакелит ВТ-61-893 сделался в США стандартным материалом для моделей. Он изготовляется в форме прямоугольных пластин раз-

мером  $6 \times 12$  дм. при толщине от 1/4 до 1 дм. Обычно модель вырезается из той части пластины, где нет остаточного двойного лучепреломления. В противном случае материал отжигается (новейшие данные об отжиге см. у Куске<sup>94</sup>).

Поверхности модели делаются плоско параллельными ручной обработкой с наждачным полотном, на фрезерной машине, либо обработкой на оптическом полировальном станке (рис. 16). Лучшие результаты получаются последним способом при употреблении литых металлических кругов и скорости вращения 250 об/мин., причем для шлифовки последовательно употребляются карборунд № 150, а затем № 240,



Рис. 16. Оптический полировальный станок

400, 600. Пластинка может быть полирована на том же станке, если натянуть на круг полотно и применить в качестве полиро-

вального порошка крокус. В некоторых лабораториях поверхность модели шлифуется, но не полируется. Ризки от обработки удаляются с оптической картины погружением модели в жидкость того же показателя преломления, или смазкой поверхности маслом, или же покрыванием поверхности лаком. Рис. 17 пока-



Поларованная поверхность



ность этих четырех способовобработки. Пластина разрезается по чертежу ручной или механической пилой, окончательные срезы должны быть сделаны весьма осторожно. Выбор резцов, служащих для окончательного обреза, определяется индивидуальностью механика и конфигурацией модели. Желательно: а) избегать нагревания материала<sup>6</sup>, б) лелать острые края, в) стремиться к тому, чтобы псверхности обреза были строго перпенликулярны к илсскости пластины. Если эти предосторожности приняты, края модели на изображении будутровными И чистыми. Bo многих лабораториях прямые края обрезаются на фрезерном станке; употребляются острые резцы, смазывающиеся свиным

зывает

эффектив-

салом (latd oil). Круглые отверстия лучше просверливать на токарном станке, чем на сверлильном. Если модель имеет неправильную форму, то хороших результатов можно добиться осторожной ручной опиловкой.

Модель должна быть исследована в течение нескольких часов после механической обработки краев для того, чтобы избежать







(а) Фотография полос модели с очень малым краевым эффектом (Д. К. Друкер, Колумбийский университет); (b) фотография той же модели 8 месяцев спустя, показывающая краевой эффект ненагруженной модели; (c) фотография показывает влияние краевого эффекта на картину полос в нагруженной модели
«краевого эффекта». Это мало изученное явление заключается в аномально большом значении величины двойного лучепреломления около края модели, увеличивающемся со временем. Процесс ускоряется при высоких температурах и задерживается в отсутствии воздуха.

По Хетени<sup>78</sup> «краевой эффект» возникает: а) благодаря прогрессирующей полимеризации материала, б) от испарения связанной или поглощенной воды или в) от окисления поверхностных слоев. Краевой эффект возникает немедленно, если обрезать края тупым или недостаточно смазанным резцом, а также при большой скорости резания; все это — причины, создающие нагрев материала. Фотографии результатов опыта для модели с краевым эффектом и без него изображены на рис. 18 (*a*), (*b*), (*c*) (см. вкладной лист 1).

При исследовании двухмерной статической задачи при нагрузке, действующей в ее плоскости, модель делается геометрически подобной оригиналу во всех размерах кроме толщины.

Теорема Мичеля<sup>5</sup> показывает, что в случае плоской двухмерной задачи при отсутствии объемных сил напряжения не зависят от упругих постоянных материала, кроме случая многосвязной пластины с равнодействующей силой на внутренних контурах. В последнем случае Файлон<sup>5</sup> дал способ получения поправок для наблюденных напряжений, требующий постановки очень сложного дополнительного эксперимента фотоупругости.

Вспомним (§ 10), что истинное состояние плоского напряжения воспроизводится даже в тонкой пластине приближенно; чем меньше толщина пластины по сравнению с другими линейными размерами, тем больше приближение. Создание условий в отношении толщины и линейных размеров, необходимых для постановки двухмерной проблемы, невозможно. Если в пластине есть отверстие, радиус кривизны которого того же порядка величины, что и толщина пластины, то плоское напряженное состояние не будет иметь места. В этом случае надо ожидать, что коэфициент концентрации напряжений, полученный методом фотоупругости, не будет совпадать с тем, который получается из математической теории упругости.

Если толщина модели удовлетворяет условиям геометрического подобия с оригинальной конструкцией, то, повидимому, результаты исследования методом фотоупругости ближе к истине, чем математическое решение двухмерной задачи теории упругости. Проверить это заключение невозможно, так как за исключением предельных случаев математическая теория упругости не имеет решений для пластин с круговым отверстием.

## 14. Нагрузочные станки

Идеальная конструкция нагрузочного станка для приложения усилий к модели должна: 1) быть приспособленной для различных способов нагрузки, 2) иметь большой свободный проход для светового пучка, 3) обладать возможностью подавать усилия в пределах до 500 кг, 4) иметь подходящие приспособления для измерений (точно калиброванные пружины или рычаги или то и другое вместе), 5) предусматривать непрерывное возрастание и уменьшение нагрузки, 6) иметь возможность воспроизведения любой нагрузки так, чтобы экспериментатор мог видеть последовательность образования оптических полос, 7) предусматривать относительное перемещение нагрузочного станка и иметь приспособление для исследования моделей бо́льших размеров, чем оптическое рабочее поле.

Эти требования вызвали необходимость проектирования специальных нагрузочных станков для исследований фотоупругости.

#### III. ИЗМЕРЕНИЯ РАЗНОСТИ ГЛАВНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ И ИХ. НАПРАВЛЕНИЙ

# 15. Измерения Фир-q

Этой цели служат оптические приборы и методы, применяемые для измерения направлений плоскости поляризации и относительного запаздывания фаз; первые, как мы видели в § 11.



Рис. 19. Схематический ход лучей в фотоупругом полярископе с рефлекторами (Технологический институт в Калифорнии)

(обозначения см. под рис. 20)

дают направления главных напряжений, последние дают разность главных напряжений. Основными частями полярископа, используемого для метода фотоупругости, являются:

1. Источник света. Применяется монохроматический и немонохроматический свет. Наиболее часто употребляется ртутная лампа с фильтром на длину волны 5461 Å. В качестве немонохроматического

света употребляется та же ртутная лампа без фильтра, предпочтительнее — лампа накаливания.

2. Поляризатор и анализатор. Используются призмы исландского шпата (Николь, Глан-Томпсон, Галле и др.), плоские поляроиды, а также отражающие или преломляющие стеклянные пластины, установленные под углом полной поляризации.

3. Способ наблюдения. Экран (прозрачный или матовый), фотографическая пластинка или оптическая труба.

Для того чтобы на модель падал нараллельный пучок света, применяется специальная система лина. При световых полях большого диаметра линзы стоят дорого и заменяются в некоторых установках <sup>40,72</sup> сферическими отражателями (рис. 19).

Обычная установка главных частей схематически показана на рис. 20(*a*). Интенсивность монохроматического света, проходящего через эту систему при скрещенных поляризаторе и анализаторе (пренебрегая потерями на отражение и поглощение в линзах):

$$I = I_0 \sin^2 2 \Phi \sin^2 \left(\frac{\Delta}{2}\right), \qquad (23)$$

где Ф — угол, образуемый плоскостью поляризации более быстрой из волн, прошедших через модель, с плоскостью поляризации падающего на нее луча, и Δ — относительное запаздывание в фазе для какой-либо точки модели. Уравнение (23) есть выра-

жение для интенсивности в случае «плоского» полярископа («плоского» потому, что луч, падающий на модель, плоско поляризован).

Рассматривая какую - либо точку модели при помощи уравнения (23), видим, что если вращать плоскость поляризации падающего луча (при скрещенных николях), то погасание света будет наблюдаться, когда  $\Phi$  будет равно  $m \frac{\pi}{2}$ , где m целое число. Эти значения Ф определяют направления главных напряжений р и q в каждой зочке; однако они не указывают, которое из этих двух взаимно перпендикулярных направлений есть направление алгебраически большего главного напряжения.

Ограничиваясь рассмотрением какой-либо точки модели, видим из уравнения (23), что в случае направления плоскости поляризации под углом 45° по отношению к главным осям напряжений интенсивность будет равна:

$$I = I_0 \sin^2\left(\frac{\Delta}{2}\right). \tag{24}$$



Рис. 20. Схемы главных частей фотоупругого полярископа:

(а) Полярископ (с ў плоской поляризацией. (b) Полярископ с плоской поляризацией с компенсатором. (c) Полярископ с плоской поляризацией со спектростопическим анализатором. (d) Полярископ с круговой поляризацией. (e) Биполяризатор Нёренберга. (f) Отражательный полярископ. L-источник света, P-поляризатор, А-анализатор, М-молель, Т-экран. С-компенсатор, S-призма, Q-пластинка четверть волны, G-стеклянная пластинка, P-сферктор, H-пластинка полуволны, D-сферический рефлектор

Так как согласно (22)  $\Delta$  прямо пропорциональна p - q, интенсивность монохроматического света будет меняться периодически от темного к светлому по мере того, как будет возрастать нагрузка на модель. Зная число периодов, можно вычислить разность главных напряжений по уравнению (22), если известнь: длина волны  $\lambda$ , толщина d и оптический косфициент напряжения. Последний определяется из вспомогательного эксперимента для

35

эталонного образца, значение p - q которого известно. Эгот метод, если он применяется для наблюдения всего поля напряжений модели, называется методом полос.

Если  $\Delta$  мала, то метод подсчета полос требует более точных измерений. Применяется также ряд других способов: сравнение по цветам, метод компенсатора растяжения, метод компенсатора  $1/_4$  волны, метод кварцевого клинового компенсатора и метод спектроскопического анализатора.

#### Сравнение по цветам

Если мы заменим источник монохроматического света источником белого света, погасится только одна какая-нибудь длина волны для данного значения р --- q; остальные длины волн будут пропущены частично или полностью. При данном источнике света, полярископе и материале модели для каждого р — q будет иметь место своя характеристическая окраска, которую можно определить исследованием простого растяжения. Значение р-q в какой-либо точке модели определяется из сравнения цвета в этой точке с цветной шкалой, полученной вспомогательным исследованием простого растяжения. Подробный анализ получаемых цветов был дан Бодом и Райтом 27. Хотя этот метод не обладает достаточной точностью и считается в настоящее время устарелым, все же применение белого света целесообразно в следующих трех случаях. 1) Так как при p - q = 0 лучи света всех ялин волн погашаются, то этот метод дает средство определить положение тех точек модели, в которых главные напряжения равны. 2) Лучи света всех длин волн погасятся при Ф, кратном  $\frac{\pi}{2}$ , что важно при наблюдении изоклин (см. § 17). 3) Для демонстрационных целей, а именно для получения больших проекций в аудитории, белый свет дает более яркую картину. чем источники монохроматического света.

#### Компенсатор растяжения

В методе, предложенном Вертгеймом <sup>180</sup> и далее развитом Кокером <sup>44</sup>, эталон растяжения располагается в полярископе между моделью и анализатором [риг. 20(b)]. Эталон, сделанный из того же материала и той же толщины, что и модель, располагается так, чтобы его главные оси были параллельны главным осям напряжений в наблюдаемой точке модели. Желательно, чтобы плоскость поляризации падающего луча образовывала угол в 45° по отношению к главным осям модели, так как по уравнению (23) это положение дает максимум интенсивности. Когда ось эталона параллельна направлению алгебраически меньшего главного напряжения, то если напряжение в эталоне постепенно поднимается, наблюдаемые цвета при белом источнике света будут изменяться согласно шкале цветов вплоть до погасания. В этой точке напряжение эталона будет равно значению p - q модели.

Указанный метод служит двум целям: во-первых, с его помощью определяется p - q, во-вторых, находится то направление плоскости поляризации, которое соответствует алгебраически бо́льщему или меньшему главному напряжению.

#### Компенсатор 1/4 волны

Для определения дробных значений относительного запаздывания фаз в точках модели употребляют двоякопреломляющую пластинку 1/4 волны как компенсатор (компенсатор Сенармона). В этом способе николи не скрещены, но анализатор и пластинка 1/4 волны вращаются независимо для установки максимума и минимума интенсивности. Из этих положений определяются форма и ориентация эллиптического колебания, выходящего из модели. Эти данные дают возможность получить искомые величины  $\Phi$  и  $\Delta$ . Пластинка 1/4 волны употребляется также для определения направления алгебраически наибольшего и наименьшего главного напряжения. Это производится таким же способом, как и определение большей и меньшей оси двоякопреломляющей пластины или определение оптического характера кристалла.

#### Кварцевый клиновой компенсатор

Вместо того, чтобы изменять разность фаз в компенсаторе, меняя величину двойного лучепреломления (как в компенсаторе растяжения), тот же эффект может быть получен изменением толщины. Это осуществляется передвижением кристаллического клина (обычно кварцевого) вдоль поля с помощью микрометрического винта.

Далее компенсатор (Бабине или Бабине-Солейля) устанавливается так, чтобы его разность фаз была равна и противоположна разности фаз в точке модели. Компенсатор Бабине-Солейля, употребляемый с полутеневой пластинкой, — весьма точный прибор для измерения относительной разности фаз.

#### Спектроскопический анализатор

Из уравнений (9) и (22) следует, что вместо того, чтобы варьировать  $(n_1 - n_2)$ , (p - q) и d, можно изменять длину волны  $\lambda$ , благодаря чему возникнут изменения в разности фаз  $\Delta$  в компенсационном приборе. Это можно осуществить, помещая спектрометр в поле полярископа [рис. 20(c)] и наблюдая погасание полос в спектре.

#### Полярископы большого поля

Мы рассмотрели способы, пригодные, главным образом, для изучения моделей от точки к точке. В инженерных задачах часто желательно получить картину всего поля напряжений. В некотором определенном положении модели по отношению к плоскости поляризации погасание света наблюдается во всех тех точках, где главные оси напряжений параллельны или перпендикулярны к плоскости поляризации. Эти точки соединяются темной линиеч, называемой изоклиной. Кроме того, темные полосы наблюдаются в монохроматическом свете при скрещенных николях и проходят через те точки, где разность фаз кратна  $2\pi$ . Последние кривые носят название изохром; это кривые равных разностей главных напряжений. Таким образом поле покрыто двумя системами кривых.

В нашем точечном методе с плоско поляризованным светом мы имели возможность избежать погасания для данной точки, устанавливая Ф равным  $45^{\circ}$ , благодаря чему интенсивность удовлетворяла уравнению (23); но в поле напряжений модели, где направление главных напряжений в каждой точке различно, этого невозможно добиться для всего поля модели. Обычно изоклины могут быть уничтожены, если поместить пластинку 1/4 волны с обеих сторон модели, причем так, чтобы оси были наклонены под углом  $45^{\circ}$  к плоскости поляризатора и анализатора [рис. 20(d)]. Такой прибор называется круговым поляри-скопом. Выражение для интенсивности дается в этом случае уравнением (24) и в поле видны только лишь кривые постоянных разностей главных напряжений.

Если две вспомогательные пластинки не точно соответствуют <sup>1</sup>/<sub>4</sub> длины волны применяемого монохроматического света, то, как показал Бод <sup>25</sup>, интенсивность дается выражением

$$I = I_0 (1 - \cos^2 2 \Phi \cos^2 \Delta_0) \sin^2 \left(\frac{\Delta}{2}\right),$$
 (25)

где  $\Delta_0$  — запаздывание соответствующих фаз обеих пластин. Уравнение (25) показывает, что влияние неполного соответствия разности фаз в пластинках данному монохроматическому свету сказывается в том, что изоклины не исчезают полностью. Бод <sup>25</sup>, пользуясь vpaвнением (25), показал, что в случае белого света в круговом полярископе изохромы слегка отклонены. Если относительные запаздывания вспомогательных пластин  $\Delta_0'$  и  $\Delta_0''$  не только отличаются от  $\frac{\pi}{2}$ , но и друг от друга, то уравнение интенсивности имеет вид <sup>112</sup>

$$I = I_0 \left\{ \sin^2 \frac{\Delta}{2} \left[ \cos(\Delta_0'' - \Delta_0') - \cos^2 2\Phi \cos \Delta_0' \cos \Delta_0'' \right] + \\ + \sin^2 \frac{\Delta_0'' - \Delta_0'}{2} - \frac{1}{2} \sin \Delta \sin 2\Phi \sin(\Delta_0'' - \Delta_0') \right\}.$$
(26)

(26) показывает, что изохромы будут также отклонены и при монохроматическом свете<sup>113</sup>. Всэ эти эффекты, олнако, невелики и влияют на результат исследования только при прецизионных измерениях.

Биполяризатор Нёренберга [рис. 20(e)] — часто употребляющаяся оптическая система — отличается тем, что поляризованный свет проходит сквозь модель дважды, чем удваивается разность







Изохромы вокруг малого отверстия в пластине при простом растяжении (В. М. Мюррей, Технологический институт в Maccavycerce)



Зак. 3411. Уснехи физических наук, т. ХХІШ, вып. 1.



нение изоклинических кривых, для которых угол  $\Phi$  будет постоянным, согласно (16) имеет вид:

$$\operatorname{tg} 2\Phi = \frac{2\tau_{xy}}{\tau_{x} - \tau_{y}}.$$
(30)

Изоклина с параметром  $\Phi = \Phi_1$  есть геометрическое место тех точек модели, для которых направление p образует угол  $\Phi_1$ 

с осью x;  $\Phi_1$  в то же время есть угол между направлением поляризации падающего луча и осью x (рис. 22, вкладной лист II).





Рис. 23. Набросок изоклин вокруг малого отверстия в растягиваемой пластине (показана четверть поля)

Рис. 24. Построение изостат по изоклинам

Если повернуть плоскость поляризации в новое положение  $\Phi = \Phi_2$ (поддерживая николи скрещенными), изоклины передвигаются в новое положение, вдоль которого *p* образует угол  $\Phi_2$ с осью *x*. Выявляя изоклины постепенным изменением угла  $\Phi$ от 0 до  $\frac{\pi}{2}$ , можно определить направления главных осей напряжений во всех точках модели (рис. 23).

#### 18. Изостаты

Эта система кривых может быть графически построена, если известны изоклинические кривые. Изостаты, или траектории напряжений, представляют собой кривые, касательная и нормаль в каждой точке которых совпадают с направлениями главных напряжений.

Способ построения изостат представлен на рис. 24. Вдоль каждой изоклины наносятся кресты, причем линии, образующие кресты, проводятся параллельно направлениям главных напряжений, соответствующих каждой изоклине, Затем через изоклины проводятся от руки изостаты так, чтобы каждая изостата имела касательной одну линию креста, лежащего на каждой изоклине.

Остроумный способ получения изостат фотографическим путем был описан Био<sup>81</sup>. физ. Маббу <sup>98</sup> воспользовался тем, что в этом случае необходима только одна отражающая поверхность за моделью; оч вставил маленькую фотоупругую пластинку с отражающей поверхностью в бетонную конструкцию и, измеряя двойное лучепреломление в пластинке, смог определить напряжения в конструкции. Удвоением величин разности хода в биполяризаторе Нёренберга пользовались многие экспериментаторы для повышения точности измерения малых величин двойного лучепреломления.

Другой тип биполяризатора, известный под названием отражательного полярископа, изображен на рис. 20 (*f*). В этом случае одно поляризационное приспособление служит одновременно и поляризатором и анализатором.

## 16. Изохромы

Мы видели, что в круговом полярископе погасание монохроматического света имеет место в том случае, если запаздывание в фазе  $\Delta$  кратно  $2\pi$ . Из уравнений (20) и (22) следует, что монохроматическая полоса, или изохрома, есть геометрическое место точек, для которых

$$(\mathfrak{z}_{x}-\mathfrak{z}_{y})^{2}+4\mathfrak{z}_{xy}^{2}=(p-q)^{2}=\left(\frac{n\lambda}{dC}\right)^{2}.$$
(27)

Число *n* называется порядком полосы и измеряется в относительных единицах p - q. Например, разность главных напряжений вдоль полосы 6-го порядка в три раза больше разности главных напряжений на полосе 2-го порядка. Порядок полосы в какойлибо точке соответствует числу циклов интенсивностей, проходящих через эту точку при непрерывном нагружении модели. На рис. 21 (см. вкладной лист II) изображены изохромы вблизи малого кругового отверсгия в пластине при ее растяжении. При источнике белого света все изохромы цветные, кроме изохромы нулевого порядка, которая будет темной. При n = 0, т. е. когда главные напряжения p и q равны, уравнение (27) дает

$$\mathbf{\sigma}_{\boldsymbol{x}} - \mathbf{\sigma}_{\boldsymbol{y}} = 0, \tag{28}$$

$$\tau_{xy} = 0. \tag{29}$$

Каждое из этих уравнений представляет кривую, и в общем случае две кривые будут пересекаться только в изолированной точке.

Таким образом, нулевая изохрома наблюдается обычно как изолированный темный след, известный под названием точки изотропии.

Пример изохроматической системы с четырьмя изотропными точками приведен на рис. 18(a).

## 17. Изоклины

Мы видели [уравнение (23)], что в плоском полярископе погасание света имеет место тогда, когда  $\Phi$  равно  $m \frac{\pi}{2}$ . Урав-

# 19. Точки изотропии

Подставляя выражения (28) и (29) в уравнение (30), находим, что в точке изотропии параметр изоклины будет неопределенным. Все изоклины проходят через изотропную точку, и весьма трудно построить изостаты вблизи такой точки.

Файлон<sup>59</sup>, Фёппль и Нёйбер<sup>9</sup> и фон Мизес<sup>173</sup> показали, что форма изостат вблизи точки изотропии зависит от числа и ориен-



Рис. 25. Изотропные точки первого порядка: (a) Случай Іа с тремя асимптотами, (b) случай Іb три асимптоты  $\psi < \frac{\pi}{2}$ , (c) случай Іc — две асимптоты, (d) случай II — одна асимптота

Рис. 26. Увеличенный вид изоклин вблизи точки **А** рис. 23

тации направлений, для которых касательная к изоклине образует угол с осью x, равный параметру изоклины. В наиболее часто встречающихся случаях наблюдаются одно, два или три таких асимптотических направления. Эти типичные картины с соответствующими изостатами представлены на рис. 25 (асимптотические направления прочерчены жирными линиями). Все они легко отличимы друг от друга, за исключением, пожалуй, случаев la и lb. Случай lb отличается от случая la тем, что в первом угол  $\phi$  между двумя асимптотическими направлениями меньше  $\frac{\pi}{2}$  ( $\Phi_a$  и  $\Phi_c$ ) и третье направление ( $\Phi_b$ ) проходит внутри этого угла.

Чтобы определить, к какому типу принадлежит точка изотропии, необходимо найти асимптотические направления. В качестве примера такого исследования рассмотрим точки изотропии, которые появляются на контуре кругового отверстия в широкой пластине при ее растяжении. Таких точек четыре, одна из них в точке A рис. 23. На рис. 26 изоклины около точки A нанесены в увеличенном виде. Обозначая через 5 угол, который изоклина в точке A образует с осью x, строим кривую с параметром  $\Phi$ изоклины как абсциссой и  $\zeta$  как ординатой (рис. 27). Прямая  $\Phi = \zeta$  пересекает кривые  $\zeta(\Phi)$  в точках, число которых равно числу асимптотических направлений (в этом случае в трех). Пересечения имеют место при  $\Phi = 60^\circ$ ,  $\Phi = 120^\circ$ ,  $\Phi = 169^\circ7'$ .







Рис. 28. Траектории напряжений из изоклин рис. 23

Следовательно, в данном случае точка изотропии принадлежит к типу Іа. Полная система траекторий напряжений показана на рис. 28. Фон Мизес <sup>174</sup> и Фёппль<sup>9</sup> рассматривали точки изотропии с четырьмя асимптотическими направлениями.

## IV. НЕ ПОСІРЕІДСТВЕННОЕ ОПРЕДЕЛЕНІ И Е ГЛАВНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ

20. Методы получения главных напряжений

Техника, описанная в § 15, дает возможность определять направление и разность двух главных напряжений в плоскости пластины. Как мы видели, на ненагруженном контуре пластины главные напряжения, нормальные к контуру, исчезают, так что полученных данных достаточно, чтобы определить главные напряжения на контуре независимо друг от друга. В большинстве интересующих инженера случаев наибольшее напряжение в модели и образце появляется именно на свободном контуре; в таких случаях достаточно произвести измерения этих напряжений, и метод фотоупругости дает полное решение проблемы — дальнейшее исследование излишне.

В ряде случаев существует необходимость определения напряжений в каждой точке образца или также вдоль нагруженного контура образца. Для решения задач такого типа были развиты специальные методы независимого определения каждого из главных напряжений; в § 21—31 будут описаны следующие из них.

1. Метод графического интегрирования Файлона.

2. Графический метод Нёйбера.

3. Метод бокового экстензометра.

4. Метод интерференции в воздушном слое.

5. Метод концентраций напряжений.

6. Метод интерферометра Фавра.

7. Метод интерферометра Фабри.

- 8. Метод сходящегося пучка света Гильтчера.
- 9. Метод мембраны.
- 10. Электрический метод.

11. Вычислительный метод.

# 21. Метод Файлона

Рассмотрение условий равновесия малого криволинейного прямоугольника, ограниченного четырьмя соседними изостатами (рис. 29), приводит к следующим двум уравнениям равновесия<sup>5</sup>, которые характеризуют изменения главных напряжений вдоль изостат

$$\frac{\partial p}{\partial s_1} = -\frac{p-q}{p_2} \left\{, \\ \frac{\partial q}{\partial s_2} = -\frac{p-q}{p_1} \right\},$$
(31)

где  $s_1$  и  $s_2$  — ортогональные криволинейные координаты, отсчитываемые соответственно вдоль изостат p и q, также как  $\rho_1$  и  $\rho_2$ суть соответствующие радиусы кривизны этих изостат (рис. 29). Максвелл отметил <sup>104</sup>, что эти

уравнения при известных изохромах и изостатах достаточны для определения р и q вдоль всей





Рис. 29. Криволинейный четырехугольник, образованный четырьмя смежными изостатами

Рис. 30. Метод интегрирования в стат Файлона

пластины. Числитель в правой части уравнений известен из измерений оптической разности фаз, знаменатель же может быть найден измерениями изостат. Уравнения можно проинтегрировать графически, исходя из точки контура, где напряжения известны. Величины  $\rho_1$  и  $\rho_2$  практически определимы с малой степенью точности; поэтому уравнения в форме (32) неудобны для графического интегрирования.

Файлон <sup>58</sup> предложил использовать для практических вычислений уравнения (31) в форме

$$p = p_0 + \int_{\Phi_0}^{\Phi} (p - q) \operatorname{ctg} \gamma \, d\Phi, \qquad (32)$$
$$q = q_0 - \int_{\Phi_0}^{\Phi} (p - q) \operatorname{ctg} \gamma \, d\Phi,$$

где  $\gamma$  — угол между изоклиной и изостатой, как показано на рис. 30;  $\Phi$ , как и ранее, — угол между изостатой p и произвольным направлением x;  $p_0$  и  $q_0$  — известные значения p и q в начальной точке интегрирования. Порядок вычисления следующий: для серии точек  $A_0$ ,  $A_1$ ,  $A_2$ , ..., лежащих на одной изостате [например, p (рис. 30)], определяются одним из описанных в § 15 способов значения p - q),  $\gamma$  и  $\Phi$ . Затем строится







-q),  $\gamma$  и Ф. Затем строится график изменения величины (p - q) сtg  $\gamma$  в функции Ф (рис. 31). Например, площадь, ограниченная кривой и ординатами Ф<sub>0</sub> и Ф<sub>2</sub>, равна

$$\int_{\Phi_0}^{\Phi_2} (p-q) \operatorname{ctg} \gamma \, d\Phi.$$

Прибавляя значение этого интеграла к величине  $p_0$  (значение напряжения p в точке  $A_0$ ), найдем напряжение p в точке  $A_2$ . Так как p - q известно, то этим будет определено и q.

Подобное вычисление проводится для всех точек изостаты. Источники неточности ме-

тода лежат в трудности точного измерения углов  $\Phi$  и  $\gamma$ . Точность измерения зависит от формы изоклин, изоклины же обычно наблюдаются в полярископе в виде широких и размытых полос. Специализация этого метода для некоторых особых случаев распределения напряжений проведена  $\Phi$ айлоном<sup>5</sup>,  $\Phi$ ёпплем<sup>61</sup>, Бодом<sup>26</sup> и  $\Phi$ рохтом<sup>69</sup>.

## 22. Графический метод Нёйбера

Исходя из другого варианта уравнений (31), Нёйбер <sup>125</sup> пришел к методу, позволяющему определять р и q графическим построением, не содержащим операции интегрирования. Этот метод позволяет построить семейство кривых, являющихся геометрическим местом точек с равными p + q. Такие кривые носят название изопах. (Значение термина будет разъяснено в следующем параграфе.) Из величин p + q и p - q для каждой точки определяются напряжения p, q.

На рис. 32, O1 и O2 представляют направления изостат *р* и *q*, проходящих через точку *O*. Это те самые направления. вдоль которых измерялись  $ds_1$  и  $ds_2$  на рис. 29. Направление изопахи, проходящей через точ-

ку О. обозначим ОЗ, направление нормали к ней — О4. Направление изохромы, проходящей через точку О, будет О5 и нормали к ней -- Об. Наконец, направление О7 есть направление изоклины, проходящей через *O*, и *O8* — нормаль к ней. Как и ранее, Ф есть угол, который изостата p (OI) образует с осью х, и у есть угол между изоклиной и изостатой р. Углы, которые изопаха и изохрома образуют с изостатой р, обозначим соответственно через ξ и η.



Рис. 32. Диаграмма, применяемая при определении напряжений методом Нёйбера, 1—изостатическое направление, 3—изопахическое направление, 5—изохроматическое направление, 7—изоклинальное направление

Из рис. 29 и 32 находим следующие тождества (полагая p+q=P и p-q=Q):

$$\frac{1}{\rho_1} = \frac{\partial \Phi}{\partial s_1} = -\sin\gamma \frac{\partial \Phi}{\partial s_s}; \quad \frac{\partial P}{\partial s_1} = -\sin\xi \frac{\partial P}{\partial s_4}; \quad \frac{\partial Q}{\partial s_1} = -\sin\eta \frac{\partial Q}{\partial s_6}.$$
$$\frac{1}{\rho_4} = \frac{\partial \Phi}{\partial s_2} = \cos\gamma \frac{\partial \Phi}{\partial s_8}; \quad \frac{\partial P}{\partial s_2} = \cos\xi \frac{\partial P}{\partial s_4}; \quad \frac{\partial Q}{\partial s_2} = \cos\eta \frac{\partial Q}{\partial s_6}.$$

Используя уравнение (31), получим:

$$\frac{\partial P}{\partial s_4} \sin \xi = -\frac{\partial Q}{\partial s_6} \sin \gamma_i + 2Q \frac{\partial \Phi}{\partial s_8} \cos \gamma_i \\ \frac{\partial P}{\partial s_4} \cos \xi = \frac{\partial Q}{\partial s_6} \cos \gamma_i + 2Q \frac{\partial \Phi}{\partial s_8} \sin \gamma_i$$
(33)

Это и есть вид уравнений равновесия по Нёйберу.

Пусть приращение напряжения при переходе от одной изохромы к другой будет  $\Delta Q$ , так что параметры изохромы будут  $Q = 0, \Delta Q, 2\Delta Q, \ldots$  Ту же величину приращения выберем для изопах, так что  $\Delta P = \Delta Q$ . Параметр изоклины при переходе от одной кривой к соседней пусть будет равен  $\Delta \Phi$ . Обозначим через *а* расстояние между двумя соседними изопахами, *b* — расстояние между двумя смежными изохромами и *c* — между изоклинами; *a*, *b* и *c* измеряются соответственно в направлениях 4, 6, 8. Тогда уравнения (33) могут быть написаны в приближенной форме

$$\frac{\Delta P}{a}\sin\xi = -\frac{\Delta Q}{b}\sin\eta + 2Q\frac{\Delta\Phi}{c}\cos\gamma \left\{ \frac{\Delta P}{a}\cos\xi = \frac{\Delta Q}{b}\cos\eta + 2Q\frac{\Delta\Phi}{c}\sin\gamma \right\}.$$
(34)

Величины в правой части уравнений (34) могут быть измерены из систем изоклин, изохром и изостат; положив  $\Delta P$  равным  $\Delta Q$ , имеем только две неизвестные величины  $\xi$  и *a* и два уравнения для их определения. Угол  $\xi$  дает направление изопах в данной точке. Зная эти направления для ряда точек пластины, можно построить изопахи таким же образом, как изостатические кривые строятся из системы изоклин.

На свободном контуре P = Q, если контуру принадлежит линия *I*, и P = -Q, если контуру принадлежит линия *2*. Порядок изопахи 'определяется порядком соответствующей изохромы, которая встречается с ней на свободном контуре. Нёйбер приводит несколько измененный способ для случая, когда изопаха не пересекает контура.

Как и в способе Файлона, точность метода зависит от точтоти, с которой могут быть измерены углы Ф, у и у.

## 23. Способ бокового экстензометра

Менаже <sup>106</sup> заметил, что деформация в направлении нормали к пластине пропорциональна сумме главных напряжений, так что, измеряя изменение толщины в какой-либо точке пластины, можно



определить p + q. Следовательно, p+q постоянно вдоль линии постоянной толшины; теперь становится понятен термин Файлона «изопаха», что значит линия равной толщины. Если пластина лежит в плоско-

сти x, y, то  $\sigma_z = 0$ , и деформация в направлении нормали к пластине согласно уравнениям (5), (17) и (18) равна

Рис. 33. Интерферометрическая рамка Менаже

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{z} = -\left(\frac{\boldsymbol{v}}{E}\right)\left(\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}\right).$$
 (35)

Обозначая через d толщину пластины и через  $\Delta d$  изменение голщины, имеем

$$p + q = -\Delta d \frac{E}{\Delta d}.$$
 (36)

Чтобы получить представление об величине  $\Delta d$ , предположим, что модель изготовлена из бакелита, для которого можно положить  $E = 600\ 000\ \Phi/дм.^2$  и у = 0,24. Далее пусть  $p + q = 1\ 000\ \Phi/дм.^2$  и  $d = 0,25\ мм$ . Тогда  $d = 0,0001\ дм.^2$ . Следовательно, мы должны иметь экстензометр, который измерял бы величины порядка одной стотысячной дюйма.

Менаже построил интерферометрическую рамку для измерений \d. Она состоит из двух стержней AB и CD (рис. 33), соединенных друг с другом в концах А и С сгибающейся стальной пластинкой. Два контакта в промежуточных точках Е и F охватывают модель так, что если толщина модели меняется, то это изменение в еще большей степени изменяет расстояние между концами В и Д стержней. Относительное смещение измеряется.

посредством наблюдения смещения интерференционных полос в воздушном слое между двумя оптическими пластинками, закрепленными в В и D.



Рис. 34. Боковой экстензометр Рис. 35. Боковой экстензометр Вестингауза

Кокера

При использовании линии 5 461 Å ртутной дуги смещение полосы соответствует перемещению на 0,00001075 дм.

Прибор, основанный на том же принципе, но другой конструкции, был сделан Возе 175.

Исследовательская лаборатория Вестингауза применяет экстензометр Гугенбергера, показанный на рис. 34.

В боковом экстензометре Кокера<sup>45</sup> (рис. 35) острия вилки приводят в действие механический рычаг, который в свою очередь поворачивает маленькое вогнуто зеркало. След от пучка света, отраженного зеркалом, измеряет  $\Delta d$ . Прибор поставлен на подвижную опору, так что изменение толщины вдоль какой-либо линии на модели может быть определено в этом направлении до и после нагрузки.

Три вышеупомянутых прибора более совершенны, чем прибор Кокера.

Методы непосредственного измерения p + q наиболее ценны, так как: 1) измерения независимы от величины p - q и  $\Phi$ , 2) измерения в одной точке модели независимы от измерений в других точках, 3) приборы недороги.

# 24. Интерференционный метод воздушного слоя

Марис <sup>101</sup> предложил для определения  $\Delta d$  наблюдать интерференционные полосы в тонком слое воздуха, образованного поверхностью самой модели и некоторой вспомогательной оптической пластинкой. Метод был далее разработан Тезаром <sup>157</sup> и Фрохтом <sup>66,70</sup> так, чтобы можно было наблюдать и фотографировать целый ряд изопахических кривых.

Интерференционные полосы суть геометрические места точек постоянной толщины воздушного слоя и, следовательно, места точек постоянной толщины пластины (если вспомогательная оптическая пластинка правильно ориентирована по отношению к модели). Последовательные полосы будут представлять линии изо-нах равного приращения p + q. Тезар <sup>167</sup> описал следующий способ ориентации вспомогательной пластины. Три точки, не лежащие на одной прямой, выбираются на свободных краях модели. Значения  $(Q_1, Q_2, Q_3)$  p - q в этих точках известны из изохром, так что значения  $(P_1, P_2, P_3)$  p+q также известны в этих точках. Вспомогательная пластинка крепится таким образом, чтобы порядки изопах в этих точках находились в отношении  $P_1: P_2: P_3 =$  $= Q_1 : Q_2 : Q_3$  (с точностью до алгебраического знака, как указывалось в § 15). Этот способ можно применять лишь в том случае, когда поверхность модели достаточно хорошо полирована (при отсутствии нагрузки отклонения от плоскости должны быть одного порядка с погрешностями в измерении  $\Delta d$ ). Если полировка модели недостаточно хороша, то предварительно надо рассмотреть картину полос ненагруженной модели для того. чтобы учесть неправильность ее поверхности. Тезар рекомендует производить наблюдения с обеих сторон модели. Система полос определяет наклон перпендикуляров к поверхности модели данной точки по отношению к плоскости, проходящей через три краевые точки.

Техника этого метода должна быть тщательно разработана, однако затраченный труд компенсируется результатами исследования, а именно получением полной системы изопахических кривых.

## 25. Метод концентраций напряжений

Этот метод, предложенный Тезаром<sup>10</sup> и Бодом<sup>1</sup>, пользуется решением Кирша<sup>5</sup> для концентраций напряжений у малого кругового отверстия в однородном поле растяжения. На рис. 36 (*a*) (если *p* есть напряжение растяжения пластины далеко ог отверстия) напряжения в *A* и *A'* будут равны 3*p*, а в *B* и *B'* они будут равны *p*. Если на это поле будет наложено другое с напряжением *q* растяжения под прямым углом к *p* [рис. 36 (*b*)], то напряжения в *A* и *A'* будуг

$$P_M = 3p - q$$
 и  $P_m = -p + 3q$ .

Р<sub>м</sub> и Р<sub>т</sub> — соответственно максимальное и минимальное напряжения около отверстия. Тогда

$$p = \frac{1}{8} (P_m + 3P_M) q = \frac{1}{8} (P_M + 3P_m)$$
(37)

Для определения *р* и *q* в точке фотоупругой пластинки в этой точке просверливается малое отверстие и из изохром опреде-



ляются  $P_M$  и  $P_m$  на контуре отверстия (рис. 21); p и q вычисляются тогда по уравнению (37).



Рис. 36. Диаграмма, применяемая при определении напряжений концентрационным методом

Рис. 37. Интерферометрический полярископ Фавра

Этот метод обладает двумя трудностями: 1) подлежит сомнению возможность просверлить отверстие без «краевого эффекта»; 2) в свете исследований Возе (§ 13) верные значения  $P_m$  и  $P_M$ получатся только тогда, когда диаметр отверстия будет того же порядка, что и толщина пластины.

#### 26. Интерферометрический метод Фавра

Как мы видели в § 11, измерения абсолютной величины отставания по фазе двух волн, поляризованных в направлениях рид, позволяют непосредственно определить р и д. Фавр 53, 54, 56 построил для подобных измерений интерферометр типа Маха-Цендера. В этом приборе (рис. 37) свет от источника света S поляризуется призмой P и разбивается на два луча T и R полусерябряной пластинкой M<sub>1</sub>. Пропущенный луч T отражается от зеркала полного отражения M<sub>2</sub>, проходит сквозь модель M и отражается в зрительную трубу полусеребряной пластинкой М., Другой луч R отражается от  $M_4$ , проходит  $M_8$  и затем соединяется с первым лучом. Пластинка 1/2 волны H<sub>1</sub> служит для совмещения направления поляризации с одним из направлений главных напряжений для данной точки модели. Вторая пластинка 1/2 волны  $H_2$  вращает плоскость поляризации обратно к прежнему положению. Стеклянная пластинка С поворачивается так, чтобы привести фазы лучей T и R, проходящих различные пути, к совпадению, когда модель не нагружена. Когда плоскость поляризации совпадает, например, с p, модель нагружается и фаза луча  $T_p$  изменяется по отношению к фазе луча R по двум причинам. Первая — показатель преломления волны, поляризованной в направлении p, изменяется от  $n_0$  до  $n_1$  и вторая — толщина модели изменяется на величину  $\Delta d$ . Разность фаз между  $T_p$  и R будет

$$\Delta_{1} = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \left[ d\left(n_{1} - n_{0}\right) + \left(n_{0} - 1\right) \Delta d \right];$$
(38)

обозначения те же, что и в предыдущем параграфе.  $\Delta_1$  измеряется поворотом стеклянной пластинки C до совпадения  $T_p$  и R по фазе. Таким же образом плоскость поляризации T приводится в совпадение с q; аналогичным опытом измеряем разность между  $T_q$  и R; она равна

$$\Delta_2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \left[d\left(n_2 - n_0\right) + \left(n_0 - 1\right)\Delta d\right]. \tag{39}$$

Подставляя в уравнения (38) и (39) значения  $(n_1 - n_0)$ ,  $(n_2 - n_0)$  и  $\Delta d$ , данные уравнениями (21) и (36), находим

$$\begin{array}{l} \Delta_1 = adp + bdq \\ \Delta_2 = bdp + adq \end{array} \right\},$$

$$(40)$$

где

$$a = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ C_1 - \frac{v}{E} (n_0 - 1) \right]$$
  
$$b = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ C_2 - \frac{v}{E} (n_0 - 1) \right]$$
(41)

Постоянные *a* и *b* зависят от материала модели и длины волны источника света; они могут быть определены в угловых единицах



Рис. 38. Прибор Фавра (И. Г. А. Братц, Американское бюро заказов)

терферометр построен со всеми предосторожностями, 3) температура комнаты поддерживается постоянной. Фотография интерферометра, имеющегося в Американском бюро заказов, показана на рис. 38.

вращения стеклянной пластинки С при испытании какого-либо эталона на растяжение.

Зная  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$ , *d*, *a*, *b*, можем решить уравнение (40) относительно *p* и *q*. Подобные измерения проводятся от точки к точке по всей пластине. Этим методом можно получить точные значения, если: 1) поверхности модели достаточно плоски и параллельны между собой (материал модели — стекло), 2) поляризационный инТанк <sup>151</sup> дополнил способ интерферометра Фавра так, что он может быть приспособлен для измерения p - q и p + q от точки к точке модели.

# 27. Интерферометрический метод Фабри

В этом методе  ${}^{52}$  обе поверхности модели серебрятся  $(50^0/_0)$  и служат в качестве интерферометрических поверхностей. Пучок параллельного света проходит сквозь модель нормально к ее по-

верхности. Интерференция, имеющая место между лучами, прошедшими сквозь пластину, и лучами, претерпевшими два отражения (рис. 39), наблюдается через анализатор. Луч света, входящий в нагруженную модель, разбивается на две волны р и q, плоско поляризованные в двух взаимно перпендикулярных направлениях.



Рис. 39. Метод Фабри

Каждая из этих волн частично пропускается  $(p_1 \ u \ q_1)$  и частично отражается  $(p_2 \ u \ q_2)$  от второй поверхности. Отраженная волна  $(p_2 \ u \ q_2)$  претерпевает второе отражение (от первой поверхности) и затем выходит из модели в первом направлении вместе с  $p_1 \ u \ q_1$ . Вращая анализатор, можно погасить одну пару лучей, например,  $q_1 \ u \ q_2$ , так как оба эти луча поляризованы в направления интерференция будет происходить между  $p_1 \ u \ p_2$ . Поворачивая анализатор на 90°, можно наблюдать интерференцию между  $q_1 \ u q_2$ .

Этот метод требует анализа каждой точки, так как направление плоскостей поляризации p и q в различных точках модели различно. Поверхности модели в методе интерферометра Фабри должны быть плоскими и параллельными друг другу.

## 28. Метод сходящегося света Гильтчера

Возвращаясь к нашему рассмотрению эллипсоида индексов (§ 8 и рис. 11), мы видим, что существуют две плоскости BOD и BOD' (на рис. 40), содержащие среднюю главную ось OB, которая пересекает эллипсоид по кругам. Нормали OQ и OQ' к этим плоскостям называются оптическими осями, угол между ними 2Q называется углом между оптическими осями. Если разности между главными показателями преломления  $n_a$ ,  $n_b$ ,  $n_c$ малы, как это имеет место в фотоупругости, то можно показать, исходя из геометрических свойств эллипсоида, что:

$$\sin^2 \Omega = \frac{n_a - n_b}{n_a - n_c}, \quad \cos^2 \Omega = \frac{n_b - n_c}{n_a - n_c}.$$
 (42)

Напомним также (§ 8), что какой-либо радиус ON на рис. 11 представляет возможное направление нормали к волне; плоскость,

проходящая через O перпендикулярно к ON, пересекает эллипсонд по эллипсу DE, полуоси которого OD и OE пропорциональны показателям преломления  $n_1$  и  $n_2$  обеих волн, проходящих сквозь двоякопреломляющую среду. Теперь, если  $\theta_1$  (рис. 11) есть угол между нормалью к волне и оптической осью OQ и если  $\theta_2$  угол между нормалью к волне и оптической осью OQ', то можно



Рис. 40. Эллипсоид индексов, показывающий круговые сечения показать, исходя опять-таки из геометрических свойств эллипсоида, что

$$n_1 - n_2 = (n_a - n_c) \sin \theta_1 \sin \theta_2, \quad (43)$$

если разности между показателями малы.

Из уравнения (10) имеем

$$\left. \begin{array}{l} n_{e} - n_{a} = C \left( \sigma_{3} - \sigma_{1} \right) \\ n_{a} - n_{b} = C \left( \sigma_{1} - \sigma_{2} \right) \\ n_{b} - n_{e} = C \left( \sigma_{2} - \sigma_{3} \right) \end{array} \right\}, \quad (44)$$

так что согласно (42), (43), (44) и (9) имеем

$$\sigma_{3} - \sigma_{1} = \frac{\lambda \Delta}{2\pi dC} \frac{1}{\sin \theta_{1} \sin \theta_{2}} \\ \sigma_{2} - \sigma_{1} = \frac{\lambda \Delta}{2\pi dC} \frac{\sin^{2} \Omega}{\sin \theta_{1} \sin \theta_{2}} \\ \sigma_{3} - \sigma_{2} = \frac{\lambda \Delta}{2\pi dC} \frac{\cos^{2} \Omega}{\sin \theta_{1} \sin \theta_{2}}$$
 (45)

Мы только что видели, как можно измерить две величины, стоящие в правой части уравнения (45), кроме  $\Omega$ ,  $\theta_1 + \theta_2$ . Следовательно, если определить эти три угла, то можно получить значения трех разностей главных напряжений. Если одно из трех главных напряжений равно нулю (двухмерное напряженное состояние), то два других определяются из уравнения (45).

Гильтчер измерял  $\Omega$ ,  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , пользуясь сходящимся пучком поляризованного света; эти углы могут быть также измерены употребляющимся в петрографии универсальным вращающимся столиком.

# 29. Метод мембраны

Рассмотрим малую деформацию  $\varepsilon_x$  линейного отрезка *PA* (рис. 41) длины  $\delta x$ , параллельную оси *x*. Перемещение точки *P* в *P'* обозначим через *u*, перемещение точки *A* в *A'* будет равно  $u + \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right) \delta x$ . Следовательно, леформация *PA* равна

$$\mathbf{e}_{x} = \frac{P'A' - PA}{PA} = \frac{\left[\left(\delta x - u\right) + u + \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)\delta x\right] - \delta x}{\delta x} = \frac{\partial u}{\partial x}.$$
 (46)

Аналогично этому деформация  $\varepsilon_y$ , параллельная оси *y*, выражен ная через смещение v в направлении *y*, будет равна:

$$\varepsilon_y = \frac{\partial v}{\partial y}.\tag{47}$$

Для получения соответствующего выражения деформации сдвига  $\gamma_{xy}$  в плоскости x, y рассмотрим изменение угла между смежными сторонами PA и PB элемента этой плоскости (рис. 42). P смещено в P', A в A', B в B'.

Если расстояние по перпендикуляру от P' до PA есть v, то в первом приближении расстояние по перпендикуляру от A' до



Рис. 41. Деформации и смещения вдоль оси х



Рис. 42. Деформация сдвига в плоскости x, y

PA есть  $v + \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right) \delta x$ . Следовательно, синус угла между P'A' и PA равен

$$\frac{\left(v + \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)\delta x\right) - v}{\delta x} = \frac{\partial v}{\partial x}$$

и так как угол мал, то  $\frac{\partial v}{\partial x}$  можно положить равным углу между P'A' и PA. Подобно этому  $\frac{\partial u}{\partial y}$  есть угол между P'B' и PB. Величина  $\gamma_{xy}$  равна суммарному изменению угла между двумя сторонами, т. е.

$$\gamma_{xy} = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}.$$
 (48)

Очевидно, что три компоненты перемещения  $\varepsilon_x$ ,  $\varepsilon_y$  и  $\gamma_{xy}$  не являются независимыми величинами, так как все они могут быть выражены через две компоненты смещения *и* и *v*. Чтобы найти соотношение между нами, диференцируем уравнение (46) дважды по *x*, уравнение (47) дважды по *y*, уравнение (48) один раз по *x* и один раз по *y*. Складывая, получим

$$\frac{\partial^{2\varepsilon} \varepsilon_{x}}{\partial y^{2}} + \frac{\partial^{2\varepsilon} y}{\partial x^{2}} = \frac{\partial^{2} \gamma_{x} y}{\partial x \, \partial y}.$$
(49)

Это выражение известно как уравнение совместности; оно выражает закон, управляющий возможными изменениями компонент перемещений вдоль пластины, или, иначе говоря, дает условие неразрывности материала. Рассмотрим теперь законы, связывающие компоненты напряжений при условии, что усилия, действующие на элемент плоскости *x*, *y*, будут в равновесии. Такой элемент с действующими на



Рис. 43. Напряжения, действующие на прямоугольный элемент в плоскости x, y него усилиями изображен на рис. 43.

Суммируя усилия в направлениях осей *х*, *у*, находим следующие уравнения равновесия:

$$\left. \begin{array}{c} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_x y}{\partial y} = 0\\ \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_x y}{\partial x} = 0 \end{array} \right\}.$$
(50)

Диференцируя первое из уравнений (50) по x, второе по y и складывая их, получим

$$\frac{\partial^2 \sigma_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \sigma_x}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial^2 \tau_{xy}}{\partial x \partial y} = 0. \quad (51)$$

Деформации связаны с напряжением законом Гука [уравнение (5)]. В случае плоского напряженного состояния имеем

$$E \mathfrak{e}_{x} = \mathfrak{o}_{x} - \mathfrak{v}\mathfrak{o}_{y} E \mathfrak{e}_{y} = \mathfrak{o}_{y} - \mathfrak{v}\mathfrak{o}_{x} E \mathfrak{f}_{xy} = 2 (1 + \mathfrak{v}) \mathfrak{r}_{xy}$$

$$(52)$$

Подставляя уравнение (52) в (49) и используя (51), получим

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)(\sigma_x + \sigma_y) = 0.$$
 (53)

Далее из уравнений (17) и (18)

$$(\mathbf{s}_{x} + \mathbf{s}_{y}) = (p + q)$$

имеем уравнения Лапласа

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)(p+q) = 0; \tag{54}$$

последнее уравнение управляет изменением суммы главных напряжений. Ден Гартог<sup>50</sup>, Био <sup>81</sup> и Бинзено и Кох <sup>86</sup> обратили внимание на то, что уравнение (54) совпадает с уравнением мембраны, находящейся под действием сил, приложенных только к ее контуру. Эта аналогия используется следующим образом: в пластинке вырезается отверстие той же самой формы, что и контур модели; по краям отверстия строятся в каждой точке нормали к плоскости, пропорциональные по величине p + q. На это отверстие натягивается мембрана, причем таким образом, чтобы ее ординаты на краях отверстия совпадали с длинами пропорциональных значениям p + q нормалей. Тогда мембрана примет такую форму, что ее ординаты для всех точек отверстия будут также пропорциональны величине p + q в каждой точке. Этот метод легко осуществим и применяется для всех областей вблизи границы модели, для которой p + q может быть заранее определено. Описываемый метод с успехом использовался Вейбелем <sup>177, 178</sup> (рис. 44 и 45) с применением в качестве мембраны





Рис. 44. Модели, применяемые в мембранной аналогии (Е. Е. Вейбель)

Рис. 45. Прибор мембранной аналогии (Университет в Мичигане)

мыльной пленки. Био и Смитс<sup>35</sup>, Мак Гиверн и Суппер<sup>121, 122</sup> употребляли тонкослойную резину.

## 30. Электрический метод

Если значения p - q на контуре известны, то уравнение (54) может быть решено и другим способом.

Известно, например, что распределение потенциала в двумерном электрическом поле подчиняется тому же уравнению. Если вырезать отверстие в металлической пластинке одинаковой с моделью формы и приложить к каждой точке контура электрический потенциал, пропорциональный p + q, то потенциал в точках внутри отверстия будет пропорционален значению p + q в этих точках.

Метод описан Бинзено и Кохом <sup>36</sup>, Био <sup>31</sup>, Малаваром <sup>100</sup> и Мейером и Танком <sup>110</sup>.

# 31. Вычислительный метод

Либман<sup>97</sup> показал, что уравнение Лапласа может быть решено для данных значений на контуре модели методом последовательных приближений. В этом методе сетка, состоящая из системы ортогональных прямых, накладывается на исследуемую область; приближенные значения p + q задаются в каждой точке пересечения линий. Либман указывает, что истинное значение функции в любой точке будет равно среднему из четырех значений в соседних точках пересечения. Этим способом можно шаг за шагом вычислить значения p + q во всех точках области.

Шортли и Веллер<sup>142</sup> изменили метод, желая достигнуть более быстрой сходимости вычисления.

### V. СПЕЦИАЛЬНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА ФОТОУПРУГОСТИ

32. Гидродинамическая аналогия Гудие

Гудие<sup>73</sup> обратил внимание на полную аналогию между картинами фотоупругости и медленного движения вязкой жидкости при двумерном рассмотрении. Изопахи соответствуют линиям постоянной скорости вращения; линии, перпендикулярные к изопахам, соответствуют линиям постоянного гидростатического давления; изохромы соответствуют линиям постоянной величины деформаций сдвига в потоке; наконец, изостаты соответствуют линиям, указывающим ориентацию элементов, имеющих наибольшую деформацию сдвига.

Эта аналогия дает основу для способа решения гидродинамических задач методами фотоупругости.

## 33. Гравитационная и термическая аналогия

Био<sup>32-84</sup> показал, каким образом можно исследовать методом фотоупругости задачу о напряжениях, наступающих в теле благодаря действию сил тяжести и от изменения температуры, без фактического воспроизведения объемных сил и нагревания модели.

Напряжения, вызванные собственным весом тяжелого тела, могут быть вычислены из напряжений модели малых размеров той же формы, если к контуру этой модели приложить нормальное давление, меняющееся по линейному закону с толщиной.

Напряжения, вызванные стационарным потоком тепла в полом цилиндре, могут быть найдены исследованием напряжения плоской модели, имеющей форму сечения цилиндра. Эта модель должна быть разрезана по радиусу и образовавшаяся щель должна быть увеличена или деформирована на величину, которая может быть заранее вычислена. Вейбель<sup>179</sup> применил этот метод для случая различных поперечных сечений (см. рис. 46, вкладной лист III). Напряжения в толстом цилиндре при неустановившемся потоке могут быть определены с помощью плоской модели того же поперечного сечения, нагруженного по контуру.

Био и Смитс<sup>95</sup> исследовали этим способом термические и усадочные напряжения в плотинах.

# 34. Трехмерная фотоупругость

В предыдущих главах был описан метод фотоупругости для двумерной задачи. Упомянутые способы не могут быть применены без изменений для изучения трехмерного распределения напряжений, так как в этом случае величина и направление всех трех компонент напряжения изменяются вдоль линии распространения света. Наблюдается только эффект, «проинтегрированный» по всей длине луча; необходимо же исследовать оптические свойства в каждом элементе вдоль пути луча. До сих пор не



Рис. 46. Применение термической аналогии Био (Е. Е. Вейбель)





Рис. 48. Концентрация напряжений вокруг отверстия в растягиваемой полосе (М. М. Фрохт)

были предложены аналитические выражения, связывающие суммарный эффект с состоянием напряжения внутри тела.

Фавр<sup>55</sup> предложил наблюдать оптический эффект напряженного малого кубика, сделанного из фотоупругого материала и заделанного в наиболее интересные точки прозрачной модели, сделанной из материала, для которого оптический коэфициент напряжения равен нулю; однако, экспериментальные трудности. подобного опыта, повидимому, непреодолимы.

Менаже<sup>108</sup> предложил способ, пригодный для ограниченного класса трехмерных задач. Успешное применение метода привело бы к определению напряжений на границах, вызванных силами, приложенными нормально к плоскости пластины. Опыт производится так: на полированную поверхность металла накладывается тонкий слой прозрачного материала, который становится двоякопреломляющим при деформации. Изгиб пластины в ее плоскости вызывает плоское напряженное состояние; происходящее благодаря напряжению двойное лучепреломление измеряется в свете, отраженном от полированной и металлической поверхности. Нам, однако, неизвестны удачные результаты применения этого метода.

Тимби и Гедрик<sup>164</sup> предложили другой способ для анализа напряжений на поверхностном слое. Они приклеивали к поверхности прозрачной модели тонкий слой поляроида. На него наклеивается слой фотоупругого материала. Свет, проходящий через модель, проходит сквозь поляроид так, что эллиптическая поляризация пропадает. Таким образом, через слой, двоякопреломляющего материала проходит только плоско поляризованная световая. волна. Наблюдение выходящего пучка света дает представление о двумерном состоянии напряжения в поверхностном слое.

В 1851 г. Максвелл<sup>104</sup> произвел опыт, который лег в основу многообещающего метода трехмерной фотоупругости. Максвелл сделал пустотелый цилиндр из нагретой желатины и вращал внутреннюю поверхность цилиндра по отношению к наружной (на малый угол около оси цилиндра). При охлаждении в желатине возникло двойное лучепреломление, указывавшее на у пруго е распределение напряжений.

Максвелл не мог объяснить это явление, и опыт был забыт до 1935 г. Солакиан<sup>145</sup>, повторяя опыт Максвелла, нагревал толстый цилиндрический стержень из марблета, прилагая скручивающую пару сил к оси стержня; материал охлаждался при действии пары. После этого цилиндр разрезался на пластинки круглого сечения, которые исследовались в поляризованном свете. Получающаяся картина полос не соответствовала, однако, состоянию напряжений, предсказанному теорией кручения Сен-Венана, на что было указано Хетени<sup>77</sup>.

Оппель<sup>128</sup> сделал подобный эксперимент с образцом тролона. К нагретому образцу прижимался металлический шар; затем образец охлаждался под нагрузкой. Оппель отмечает, что картина, появляющаяся при исследовании пластинок, вырезанных из охлажденного образца, соответствует состоянию упругих напряжений.

Последние эксперименты Хетени (см. § 12) и исследования Куске98 объясняют описываемое явление. При высоких температурах приложенным усилиям сопротивляется упругий нерастворимый скелет. Когда материал охлаждается под нагрузкой, растворимая часть замерзает вокруг деформированного скелета и удерживает деформацию, когда нагрузка снимается. В результате материал находится в состоянии упругой деформации, имевшей место при высокой температуре. Это состояние не нарушается заметным образом при осторожном разрезании модели, так как равновесие между растворимой и нерастворимой частью существует в областях пространства порядка молекулы. Трудность в проведении исследования заключается в том, что в то время как модуль Юнга уменьшается при повышении температуры в отношении 640:1, относительный оптический коэфициент напряжения возрастает только в отношении 26:1. Деформация, нужная для получения большего значения двойного лучепреломления, настолько велика, что значительно изменяет форму модели.

Интерпретация двойного лучепреломления, получающегося в вырезанной пластинке, гораздо сложнее соответствующей расшифровки в двумерном случае. В общем случае главная плоскость оптической симметрии не совпадает с плоскостью среза, так что относительная разность фав не будет мерой разности между главными показателями преломления и, следовательно, не будет пропорциональна разности главных напряжений. Три разности главных напряжений могут быть определены, как показал Гильтчер<sup>81</sup> дополнительными измерениями, для каждой точки срезанного слоя, угла между оптической осью (см. § 8 и 28).

## 35. Специальные случаи трехмерной задачи

Есть несколько случаев <sup>114</sup>, для которых нет необходимости гизмерять три угла Ω, θ<sub>1</sub> и θ<sub>2</sub>.

В наиболее важном из них распределение напряжений имеет плоскость симметрии. Это бывает в том случае, когда модель и система усилий геометрически симметричны по отношению к некоторой плоскости. Плоскость симметрии есть в этом случае плоскость главных напряжений; таким образом относительная разность фаз для слоя, вырезанного по этой поверхности, пропорциональна одной из трех разностей главных напряжений. Плоскость, в которой лежат оптические оси, будет параллельна или перпендикулярна к плоскости симметрии. В последнем случае биссектриса угла между оптическими осями либо параллельна, либо перпендикулярна плоскости среза. Следоваетельно,  $\theta_1 = \theta_2 = \frac{\pi}{2}$ , или  $\theta_1 = \theta_2 = \frac{\pi}{2} - \Omega$ , или  $\theta_1 = \theta_2 = \Omega$ , в зависимости от того, какая плоскость симметрии совпадает с плоскостью среза. Если измерить  $\theta_1$  и  $\Omega$  в дополнение к  $\Delta$ , то можно согласно (45) вычислить три разности главных напряжений.

В призматическом или цилиндрическом стержне, подверженном кручению по Сен-Венану<sup>1)</sup>, одно из главных напряжений в точке стержня будет равно нулю, остальные два равны друг другу и противоположны по знаку. Направление нулевого главного напряжения перпендикулярно к образующей цилиндра, другие два направления главных напряжений образуют угол в 45° с образующей. Это состояние напряжения соответствует двухосному кристаллу с углом между оптическими осями  $\frac{n}{2}$ , так как оптические оси параллельны и перпендикулярны к образующей. Срез стержня нормально к образующей дает разность фаз, равную нулю для нормально падающего луча; однако срез, сделанный под другим углом к образующей, дает разности фаз, из которых можно вычислить главные напряжения. Для вычисления необходимо знать углы θ, и θ<sub>2</sub>, которые нормаль к волне образует с оптической осью. Один из этих углов будет постоянным; он равен углу между осью стержня и нормалью к срезу; другой будет изменяться от точки к точке сечения. Для каждой точки среза надо найти только лишь этот угол θ<sub>2</sub> и разность фаз Δ. Уравнение (45) позволяет непосредственно вычислить главные напряжения, если известны: длина волны λ, толщина вырезанной пластинки d и оптический коэфициент С. Хетени<sup>78</sup> обратил внимание, что срез под углом в 45° дает наибольшее количество полос; надо отметить, однако, что полосы не указывают геометрических мест равных разностей главных напряжений. Необходимо знать угол  $\theta_0$ для каждой точки в срезе под углом в 45°. Угол 6, может быть определен следующим путем: пусть О будет точка на срезе под 45°; для этой точки ищется θ<sub>2</sub>. Нормаль к срезу в точке Ο и линия, параллельная образующей стержня в той же точке О, определяют плоскость, которая пересекает плоскость среза по линии ОА. Пусть ОВ — ось поляризации в срезе в точке О (она определена из системы изоклин обычным путем) и пусть угол AOB = а. Можно показать<sup>114</sup>. что

$$\sin \theta_2 = (1 + \cos 2\alpha)^{\frac{1}{2}}.$$

Подобные формулы пригодны и для сечений, срезанных под другим углом.

36. Определение 5<sub>3</sub>, 5<sub>2</sub> и 5<sub>1</sub> в трехмерной задаче

Гильтчер<sup>81</sup> указал, что, измеряя  $\Delta$ ,  $\Omega$ ,  $\theta_1$  и  $\theta_2$  для достаточного числа различных сечений, можно получить только направления трех главных напряжений и их разности для всех точек, за исключением точек свободного контура. Для определения главных напряжений в общем случае необходимо измерять  $n_a$ ,  $n_b$  и  $n_c$ или применить другие неоптические измерения.

Существует три стандартных метода для измерения главных показателей преломления, но ни один из них, повидимому, не

<sup>1)</sup> Timoshenko, Theory of Elasticity, New York, p. 228, 1934.

удовлетворителен для современных методов исследования фотоупругости в трех измерениях.

В методе Стокса<sup>1)</sup> срез помещается на линейчатую решетку; последняя наблюдается через микроскоп. Вследствие двойного лучепреломления пластинки каждое семейство параллельных линий будет видно в фокусе в двух положениях объектива микроскопа. Три показателя преломления могут быть вычислены из относительных положений фокуса. Однако, фотоупругое двойное лучепреломление так мало, чго этот метод мало применим.

Метод призмы<sup>2)</sup> требует вырезывания малой призмы из модели для каждой точки, в которой необходимо определить напряжения.

Методы полного отражения<sup>3)</sup> очень точны, но они позволяют измерить оптические свойства в поверхностном слое образца. Однако, свойства на поверхности не дают оптических характеристик внутренних точек образца.

Куске<sup>98</sup> заметил, что, нагревая срезанную пластинку и измеряя изменение по толщине, можно получить достаточно данных (вместе с ранее полученными) для вычисления са, са и с.

#### 37. Динамические задачи

Метод фотоупругости применялся при решении трех динамических задач: 1) исследогания постоянного напряженного состояния, 2) исследования периодического изменения напряжений и 3) исследования мгновенного состояния напряжений.

Фрост и Уиткомб<sup>71</sup> исследовали напряжения во вращающемся диске при постоянной угловой скорости. Это — случаи, когда напряжения не меняются во времени.

Исследования периодически изменяющихся напряжений во вращающихся зубчатых колесах были проведены Гаймсом и Бодом<sup>82</sup>. Напряжения в вибрирующих балках изучались Ривилли <sup>136</sup> и Мюрреем 119. На рис. 47 (см. вкладной лист IV) изображена фотография Мюррея консольной балки с колебаниями в 60 периодов в секунду. Мгновенные напряжения, возникающие при ударе, рассматривались Тузи <sup>169</sup>, Тузи и Низида <sup>170</sup>, <sup>171</sup>, Фрохтом <sup>65</sup> и Тувенином <sup>163</sup>. Мюррей <sup>119</sup> указал на трудности, которые встречаются при исследованиях мгновенных состояний напряжения.

38. Области применения метода фотоупругости

Метод фотоупругости был использован при решении широкого класса задач в областях машиностроения, стальных и бетонных конструкций, горного дела, кораблестроения, воздухоплавания, испытания материалов, физических исследований, стекольной промышленности, механики почв и фундаментов, железнодорожного

<sup>1)</sup> Walker, Analytical Theory of Light, p. 225, 1904.

 <sup>&</sup>lt;sup>2)</sup> То же, стр. 230.
 <sup>3)</sup> То же, стр. 242.





Рис. 47. Фотография полос консольной балки, вибрирующей при 60 колебаниях в секунду (В. М. Мюррей)





Рис. 49. Концентрация напряжений при круговых надрезах в полосе при растяжении (М. М. Фрехт)





Рис. 50. Концентрация напряжений в галтелях консольной балки (Е. Е. Вейбель)





Рис. 54. Напряжения в теле пластины, связанной заклепочным швом



\*\*\*\*

°å

Рис 56 Напряжения в колесе железнодорожного вагона (Р. И. Долан) *I*—втулка, *II*—обод колеса


VII

дела и многих других областях инженэрной и прикладной физики. Литература, по которой можно ознакомиться с приложениями метода фотоупругости в различных областях, приведена ниже:

Арочные мосты <sup>23</sup>, <sup>107</sup>, <sup>127</sup> Мостовые фермы <sup>22</sup> Колеса вагонов <sup>47</sup>, <sup>141</sup> Напряжение в бетоне <sup>98</sup>, <sup>148</sup> Плогины <sup>38</sup>, <sup>41</sup>, <sup>160</sup> Испытания на усталость <sup>131</sup>, <sup>132</sup> Плоские стержни <sup>164</sup> Потоки жидкости <sup>73</sup>, <sup>133</sup>, <sup>139</sup> Зубчатые колеса <sup>57</sup>, <sup>92</sup> Стеклянные изделия <sup>85</sup>, <sup>154</sup>, <sup>155</sup> Различные конструкции <sup>87</sup> Клинья и шпонки <sup>147</sup> Испытание материалов <sup>93</sup>, <sup>101</sup>, <sup>120</sup>, <sup>156</sup> Железобетон <sup>30</sup>, <sup>102</sup> Подпорные стенки <sup>42</sup> Пластины с отверстиями <sup>149</sup> Вращающиеся диски <sup>71</sup> Резиновая промышленность <sup>161</sup>, <sup>162</sup> Винтовые нарезки <sup>74</sup>, <sup>86</sup> Напряжения от усадки <sup>35</sup> Механика почвы <sup>84</sup> Концентрация напряжений 67, 63, <sup>137</sup>, <sup>175</sup>, <sup>176</sup>, <sup>177</sup> Детали машин <sup>35</sup>, <sup>42</sup>, <sup>153</sup>, <sup>159</sup>, <sup>168</sup> Термические напряжения <sup>31</sup>, <sup>32</sup>, <sup>133</sup>, <sup>179</sup> Кручение <sup>77</sup>, <sup>78</sup> Туннели <sup>143</sup> Сварные соединения <sup>46</sup>, <sup>48</sup>, <sup>144</sup>

Некоторые типичные фотографии приводятся на вкладных листах, Рис. 48, 49 и 50 показывают характерную картину распределения напряжения вблизи отверстий и галтелей. На рис. 51 изображен брус при чистом изгибе. На рис. 52 показаны полосы нагруженного звена цепи. Напряжения в зубчатых колесах показаны на



Рис. 57. Прибор полярископ-центрифуга (Р. Б. Буги. 42) 1 – линза, 2 – анализатор, 3 – поляризатор, 4 – вращающаяся коробка, 5 – фотопластинка, 6 – ртутная трубка, 7 – синхронный выключатель, 8 – тахометр, 9 – вольтметр, 10 – контроль мотора, 11 – стробоскопический контроль света

рис. 53. Напряжения в теле пластины, связанной заклепочным швом, даны на рис. 54. Рис. 55 (а) и (с) иллюстрируют исследования мостовых катков. На рис. 55 (а) изображен каток, нагруженный вдоль оси; рис. 55 (b) показывает в увеличенном виде область вблизи приложения сосредоточенной нагрузки. На рис. 55 (с) изображен каток, нагруженный вблизи края.

Фото, полученное при исследовании напряжений в колесе железнодорожного вагона при различных условиях нагрузки, показано на рис. 56.

Интересное приспособление для фотоупругого исследования напряжений, появляющихся в результате действия силы тяжести,

дано Буки, Солакианом и Балдином 42. Модель вращается на центрифуге, благодаря чему на точки модели действуют силы, подобные гравитационным; картина полос наблюдается стробоскопом (рис. 57).

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. R. V. Baud, Schweizer Archiv für angew. Wiss. und Techn., 4. 1-15, 48--53, 1938.
- 2. R. V. Baud, Schweizerische Bauzeitung, 100, 1932.
- 3. E. G. Coker, Gen. Elec. Rev., 23, 870-877, 1920; 23, 966-973, 1920; **24**, 82–88, 1921; **24**, 222–226, 1921; **24**, 455–466, 1921. **4**. E. G. Coker, J. Frank. Inst., **199**, 289–331, 1925.
- 5. E. G. Coker and L. N. G. Filon, A Treatise on Photoelasticity (Cambridge University Press, Cambridge, 1931).
- 6. L. N. G. Filon, Manual of Photo-Elasticity for Engineers (Cambridge University Press, Cambridge, 1936). 7. L. Föppl, Z. techn. Physik, 15, 430–436, 1934. 8. L. Föppl, Der Bavingenieur, 19, 341–345, 1938.

- 9. L. Föppl u. H. Neuber, Festigkeitslehre mittels Spannungsoptik (R. Oldenburg, München u. Berlin, 1935).
- 10. P. Laurent et A. Popoff, Rev. de Métallurgie, **35**, 363-378, 407-424, 448-474, 1938.
- 11. G. Mesmer, Die Messtechnik, 11, 217-221, 238-241, 1935.
- 12. A. Mesnager, Détermination expérimentale des efforts intérieurs dans les solides, Fascicule X du Mémorial des sciences physiques (Gauthier-Villars, Paris, 1929).
- G. Oberti, Rendiconti Seminario di matematico e fisica d. R. Univ. Milano, 6, 217-251, 1932.
- 14. G. Oberti, Indagini sperimentali sulle costruzioni con l'uso dei modelli, Atti, Ricerche e Studi, R. Politecnico di Milano, Hoepli, Milano, 1935.
- 15. G. Oberti, Energia elettrica, 13, 16-23, 1936.
- 16. Photoelastic Journal, New York.
- 17. M. Salvadori, Annali dei Lavori Pubblici, 75, 90-110, 1937.
- 18. V. Tesar, La Technique Moderne, 30, 259-265, 1938.
- 19. E. E. Weibel, Developments in Photoelasticity, S. Timoshenko, 60 th Anniversary Volume (Macmillan Company, New York, N. Y., 1938), p. 257-267.
- 20. I. Arakawa, Proc. Phys.-Math. Soc. Japan, 5, 117-136, 1923. 21. I. Arakawa, Proc. Phys.-Math. Soc. Jaran. 7, 160-180, 1925.
- 22. L. B a e s, L'Ossature Métallique, 5, 457, 1936; 6, 432, 1937.
- 23. L. Baes, La Technique des Travaux, 13, 442, 1937. 24. R. V. Baud, J. Opt. Soc. Am. and Rev. Sci. Inst., 18, 422-437, 1929.

- 25. R. V. Baud, J. Opt. Soc. Am., 21, 119-122, 1931. 26. R. V. Baud, J. Frank. Inst., 211, 457-474, 1931. 27. R. V. Baud and W. D. Wright, J. Opt. Soc. Am., 20, 381-395, 1930.
- 28. R. V. B a u d u. F. T a n k, Schweizerische Bauzeitung, 111, 176-177, 1938.
- 29. L. Bergmann, V. D. I. Z., 81, 878-882, 1937.
- 30. A. H. Beyer and A. G. Solakian, Proc. Am. Soc. Civil Eng., 59, 1121-1132, 1933.

- 1121-1102, 1955. 31. M. A. Biot, Ann. Soc. Sci. Bruxelles, B53, 13-15, 1933. 32. M. A. Biot, Ann. Soc. Sci. Bruxelles, B54, 14-18, 1934. 33. M. A. Biot, J. App. Mech., 2, 41-45, 1935. 34. M. A. Biot, Phil. Mag., 19, 540-549, 1935. 35. M. A. Biot et H. Smits, Bull. Tech., No. 4, p. 10; Bull. tech. de
- l'Union des ing. sortis des Écoles spéciales de Louvain, 1933.
- 36. C. B. Bienzeno and J. J. Koch, Ingenieur Archiv, 4, 384-393, 1933. 37. P. H. Black, Univ. of Illinois Engineering Experiment Station, Bull.
- 288, 1-29, 1936.

- 38. L. Blanjean et F. Temmermann, Soc. roy. Belge des ingénieurs et des industriels, № 9, 823-863, 1937.
- 39. A. V. Blom, Koll. Z., 80, 212-215, 1937.
- 40. J. H. A. Brahtz, Rev. Sci. Inst., 5, 80-83, 1934.
- 41. J. H. A. Brahtz, Proc. Am. Soc. Civil Eng., 61, 983—1020, 1935. 42. P. B. Bucky, A. G. Solakian and L. S. Baldin, Civil. Eng., 5, 287-290, 1935.
- 43. R. B. Carleton, Rev. Sci. Inst., 5, 30-32, 1934.
- 44. E. G. Coker, Engineering (London), 90, 1-4, 1911.
- 45. E. G. Coker, Engineering (London), 129, 465-467, 1930.
- 46. E. G. Coker and R. Russel, Institution of Naval Architects, 5, 1-8, 1933.
- 47. E. G. Coker and M. Salvadori, Proc. Inst. Mech. Eng., 131, 493-512, 1935.
- 48. E. G. Coker and B. P. Haigh, Trans. Roy. Inst. Architects, 77, 193-207, 1935.
- 49. J W. Cookson and H. Osterberg, Physics, 7, 166, 1936.
- 50. J. P. Den Hartog, Z. angew. Math. und Mech., 11, 156, 1931.
- 51. R. G. Edmonds and B. T. McMinn, Trans. Am. Soc. Mech. Eng., 54, 77-82, 1932.
- 52. C. Fabry, C. R., Paris, 190, 457-460, 1930.
- 53. H. Favre, Schweizerische Bauzeitung, 90, 1927.
- 54. H. Favre, Rev. d'Optique, 8, 193 213, 241-261, 289-307, 1929. 55. H. Favre, C. R., Paris, 190, 1182-1184, 1930.
- 56. H. Favre, Rev. d'Optique, 11, 1-21, 1932.
- 57. B. Ferretti, Nuovo Cimento, 15, 77-87, 1938.

- 58. L. N. Filon, Engineering (London), 116, 511-512, 1923.
   59. L. N. Filon, Phil. Mag., 22, 187-206, 1936.
   60. L. N. Filon and H. T. Jessop, Trans. Roy. Soc., London, A223, 89-125, 1923.
- 61. L. Föppl, Sitz. d. math. Naturwiss., Abt. Bayerischen Akad., München, 247-265, 1928.
- 62. L. Föppl, V. D. I. Z., 81, 137-141, 1937.
- 63. P. Frenkel, Travaux architecture-constructions, 19, 33-38, 149-155, 182-187, 1935.
- 64. M. M. Frocht, Trans. Am. Soc. Mech. Eng., 53, 135-153, 1931. 65. M. M. Frocht, Trans. Am. Soc. Mech. Eng., 54, 54-59, 1932.
- 66. M. M. Frocht, J. Frank. Inst., 216, 73-89, 1933.
- 67. M. M. Frocht, J. App. Mech., 2, A67, A68, 1935.

- 68. M. M. Frocht, Mech. Eng., 58, 485-489, 1936.
  69. M. M. Frocht, J. App. Mech., 5, 24-28, 1938.
  70. M. M. Frocht, Proc. of the 5th Intern. Congres for App. Mech., Cambridge, Massachusetts, 1938.
- 71. T. H. Frost and K. F. Whitcomb, Trans. Am. Soc. Mech. Eng., 53, 1-11, 1931.
- 72. A. Goetz, Rev. Sci. Inst., 5, 84, 1934.
- 73. J. N. Goodier, Phil. Mag., 17, 554, 1934.
- 74. S. G. Hall, Univ. of Illincis Engineering Experiment Station Bulletin, № 245, 1932.
- 75. F. C. Harris, Proc. Roy. Soc., London, 106, 718-723, 1924.
- 76. F. C. Harris, and B. R. Seth, Proc. Phys. Soc., London, 48, 477-487, 1936.
- 77. M. Hetényi, Proc. of the 5 th Intern. Congress for App. Mech., Cambridge, Massachusetts, 1938.
- 78. M. Hetényi, J. App. Mech., 5, A149-A155, 1938.
- 79. M. Hetényi, Machine Design, 10, 40-1, 1938.
- 80. W. Herzog u. G. Szivessy, Physik. Z., 38, 129-133, 1937.
- 81. R. Hiltscher, Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, 9, 91 - 103, 1938.
- 82. W. H. Himes and R. V. Baud, Iron and Steel Engineer, 6, 372-**880**, 1929.

- 83. O. J. Horger, J. App. Phys., 9, 457-464, 1938.
- 84. B. K. Hough, Proc. Am. Soc. Civil Eng., 63, 1340-1357, 1937.
- 85. A. W. Hull and E. E. Burger, Rev. Sci. Inst., 7, 98-100, 1936. 86. H. Jehle, Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, 7, 19-30, 1936.
- 87. A. Jona, Aeronautica, 15, 180-193, 1935.
- 8. J. Kuno, Phil. Mag., 12, 503-511, 1931.
  89. J. Kuno, Phil. Mag., 13, 810-824, 1932.
  80. J. Kuno, Phil. Mag., 16, 353-362, 1933.
  91. J. Kuno, Phil. Mag., 19, 457-466, 1935.
  92. J. Kuno, Phil. Mag., 23, 63-64, 1937.

- 93. A. Kuske, Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, 9, 139-149, 1938.
- 94. A. Kuske, V. D. I. Z., 82, 1455-1458, 1938.
- 95. M. v. Laue, Sitz. der Preussischen Akad. der Wiss., Berlin, 21, 377-382, 1931.
- 96. G. H. Lee and C. W. Armstrong, J. App. Mech., 5, 11-12, 1938.
- 97. H. Liebmann, Sitz. der math.-phys. Klasse der Bayerischen Akad., München, p. 385, 1918.
- 98. G. Mabboux, Rev. d'Optique, 11, 501-507, 1932.
- 99. C. W. Mc Gregor, Physics, 5, 140-145, 1934.
- 100. L. Malavard, C. R., Paris, 206, 38-39, 1938.
- 101. H. B. Maris, J. Opt. Soc. Am., 15, 194-200, 1927.
- 102. H. E. Martin, Trans. Liverpool Eng. Soc., 36, 59-98, 1915.
- 103. T. V. Matthew, J. Roy. Tech. College Glasgow, 4, 121-134, 1937.
  104. J. C. Maxwell, Trans. Roy. Soc., Edinburgh, 20, 87, 1850.
  105. G. Mesmer, Z. Tech. Mech. Thermodynamik, V. D. I., 1, 1930.

- 106. A. Mesnager, Ann. des Ponts et Chaussées, 4, 128-190, 1901.
- 107. A. Mesnager, Ann. des. Ponts et Chaussées, 16, 133-186, 1913.
- 108. A. Mesnager, C. R, Paris, 190, 1249, 1930.
- 109. H. Meyer, Ingenieur-Archiv, 7, 273-293, 1936.
- 110. H. Meyer and F. Tank, Helv. Phys. Acta, 8, 315-317, 1935. 111. R. D. Mindlin, Rev. Sci. Inst., 5, 224-228, 1934.
- 112. R. D. Mindlin, J. Opt. Soc. Am., 27, 288-291, 1937.
- 113. R. D. Mindlin, J. App. Mech., 4, A 170-172, 1937.
- 114. R. D. Mindlin, Eighth Semi-Annual Meeting, Eastern Photoelasticity Conference, N. Y., 1938.
- 115. H. Mueller, Physics, 6, 179-184, 1935.
- 116. H. Mueller, Phys. Rev., 47, 947–957, 1935. 117. H. Mueller, Phys. Rev., 52, 223–229, 1937.
- 118. H. Mueller, Z. Krist., 99, 122-141, 1938.
- 119. W. M. Murray, Eighth Semi-Annual Meeting, Eastern Photoelasticity Conference, N. Y., 1938.

- 120. H. Mussmann, Ann. Physik, 31, 121-144. 1938. 121. J. G. Mc Givern and H. L. Supper, J. Frank. Inst., 217, 491, 1934. 122. J. G. Mc Givern and H. L. Supper, Trans. Am. Soc. Mech. Eng., 56, 601-604, 1934.
- 123. J. G. Mc Nally and S. E. Sheppard, J. Phys. Chem., 35, 2498-2507, 1931.
- 124. Masataka Nisida, Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Research, 22, 269-283, 1933.
- 125. H. Neuber, Proc. Roy. Soc., London, 141, 314-324, 1933. 126. H. Neuber, Trans. Am. Soc. Mech. Eng., 56, 733-737, 1934.
- 127. G. Oberti, Energia Elettrica, 13, 578-584, 1936.
- 128. G. Oppel, Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, 7, 240-248, 1936.
- G. Oppel, Nat. Advisory Com. for Aeronautics-Technical Mem., 129. № 824, 1937.
- 130. G. Oppel, V. D. I. Z., 81, 803--804, 1937.
- 131. R. E. Peterson and A. M. Wahl, J. App. Mech., Trans. Am. Soc. Mech. Eng., 57, A 1-A 11, 1935.

- 132. R. E. Peterson and A. M. Wahl, J. App. Mech., 3, A15-A22, 1936.
- 133. H. Poritsky, Physics, 5, 406-411, 1934.
- 134. G. M. Pugno, Atti della Accad. deila Science di Torino, 71, 55-71, 1935.
- 135. G. M. Pugno, Atti della Acad. della Science di Torino, 71, 110-115, 1935.
- 136. Ravilly, Publications scientifiques du Ministère de l'air, Paris, № 120, 1938.
- J. J. Ryan and L. J. Fischer, J. Frank. Inst., 225, 513-526, 1938.
   Ch. Sadron, C. R., Paris, 197, 1293-1296, 1933.
- 139. Ch. Sadron and E. D. Alcock, Guggenheim Aeronautical Laboratory, California Institute of Technology, Publ. № 44, 1934.
- 140. M. Salvadori, Annali dei Lavori Pubblici, 7, 865-879, 1050-1091, 1934.
- 141. M. Salvadori, Ricerchi d'Igegneria, 3, 113-118, 1935.
- 142. G. H. Shortley and R. Weller, J. App. Phys., 9, 334-348, 1938.
- 143. J. E. Soehrens, R. T. Cass and J. E. Sower, Civil Eng., 6, 594—595, 1936.
- 144. A. G. Solakian, J. Am. Welding Soc., 13, 22–29, 1934. 145. A. G. Solakian, Mech. Eng., 57, 767–771, 1935.
- 146. A. G. Solakian, Photoelastic J., 1, 14-17, 1938.
- 147. A. G. Solakian and G. B. Karelitz, Trans. Am. Soc. Mech. Eng., 54, 97—123, 1931. 148. H. Souillot, Tech. des Travaux, 19, 157—159, 1935.
- 149. M. Suquet, Ann. des Ponts et Chaussées, 104, 34-39, 1934.
- 150. F. Tank, Schweizerische Bauzeitung, 104, 45–48, 1935. 151. F. Tank, Helv. Phys. Acta, 9, 611–616, 1936.
- 152. F. Tank, R. V. Baud u. E. Schiltknecht, Schweizerische Bauzeitung, 109, 249-252, 1937.
- 153. F. Tank, R. V. Baud and E. Schiltknecht, Génie civil, 111, 482-483, 1937.
- 154. P. Tarbés, C. R., Paris, 195, 222-224, 1932.
- 155. M. H. L. Tardy, Rev. d'Optique, 8, 59-69, 1929.
- 156. F. Temmermann et L. Blanjean, Ossature métallique, 7, 132--137, 1938.
- 157. V. Tesat, Rev. d'Optique, 11, 97-104, 1932.
- 158. V. Tesar, Ass. Int. des Ponts et Charpentes, 1, 497-505, 1932.
- 159. V. Tesar, Int. Verein. der Brücken- und Hochbau, 4, 543-570, 1936.
- 160. V. Tesar, Ann. des Ponts et Chaussées, 107, 627-662, 1937.
- 161. W. E. Thibodeau and A. T. McPherson, Nat. Bur. Stand. J. Research, 13, 887-896, 1934. 162. W. E. Thibodeau and L. A. Wood, Nat. Bur. Stand. J. Research,
- **20,** 393-409, 1938.
- 163. J. Thouvenin, C. R., Paris, 201, 769-771, 1935.
- 164. E. K. Timby and I. G. Hedrick, Eng. News-Record, 121, 179-181, 1938.
- 165. Z. Tuzi, Inst. Phys.-Chem. Research Japan, 7, 79-96, 1927.
- 166. Z. Tuzi, Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Research Japan, 7, 97-103, 1927.
- 167. Z. Tuzi, Sci. Pap. Inst. Phys.-Chem. Research Japan, 12, 21-69, 1929.
- 168. Z. Tuzi, Sci. Pap. Inst. Phys.-Chem. Research Japan, 16, 140-146. 1931.
- 169. Z. Tuzi, Sci. Pap. Inst. Phys.-Chem. Research Japan. 8, 247-267, 1928.
- 170. Z. Tuzi and M. Nisida, Sci. Pap. Inst. Phys.-Chem. Research Japan, **26**, 277-309, 1935. 171. Z. Tuzi and M. Nisida, Phil. Mag., **21**, 448-473, 1936.
- 172. Z. Tuzi and M. Nisida, Sci. Pap. Inst. Phys.-Chem. Research Japan, **31**, 99—107, 1937.
- 173. R. von Mises, Z. angew. Math.-Mech., 18, 74-76, 1938.

Зак. 3411. Успехи физических наук. т. ХХШ выт 1

- 174. R. von Mises, Über den singulären Punkt zweiter Ordnung im ebenen Spannungsield, S. Timoshenko, 60 th Anniversary Volume (Macmillan Company, New York), p. 147-154.
  175. R. W. Vose, J. App. Mech., 2, A99-A102, 1935.
  176. A. M. Wahl and R. Beeuwkes, Trans. Am. Soc. Mech. Eng., 56, 617-625, 1934
- 617-625, 1934.
- 177. E. E. Weibel, Trans. Am. Soc. Mech. Eng., 56, 637-658, 1934.
- 178. E. E. Weibel, Ass. Int. des Ponts et Charpentes, Mémoires, 3 421-438, 1935.
- 179. E. E. Weibel, Proc. 5th Int. Cong. for App. Mech., Cambridge, Massachusetts, 1938.
- 180. G. Wertheim, Ann. de Chimie et de Phys., 60, 156, 1854.
- 181. H. E. Wessman, Civil Engineering, 8, 614, 1938.

# КРИТИЧЕСКАЯ ТОЧКА

# А. З. Голик, Днепропетровск

Настоящий обзор посвящен явлениям, наблюдаемым в области критического состояния. Эти явления приобретают в настоящее время особенный интерес в связи с новыми взглядами на природу жидкости и, как будет видно дальше, показывают, что современные представления о строении жидкостей могут быть полезны при построении теории реальных газов и паров.

## 1. РАССЕЯНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ

Прежде чем рассматривать рассеяние рентгеновских лучей в критической области, рассмотрим кратко особенности рассеяния рентгеновских лучей в газах и жидкостях. Детальное описание этих явлений можно найти в монографиях В. И. Данилова<sup>1</sup> и Рэндалла<sup>2</sup>.

Наиболее характерной особенностью рассеяния рентгеновских лучей в разреженных газах является их высокая интенсивность при малых углах рассеяния (угол между рассеянным и первичным лучом).

Для одноатомных газов зависимость интенсивности рассеянных лучей от угла имеет вид монотонно спадающей кривой. Характер рассеяния определяется в этом случае лишь строением атома, т. е. распределением в нем электронов.

В многоатомных газах зависимость интенсивности рассеянных лучей от угла носит более сложный характер (кривая обладает несколькими максимумами) и определяется, кроме того, относительным расположением атомов в молекулах.

Наличие на кривой нескольких максимумов есть следствие молекулярной структуры газа.

В жидкостях рассеяние рентгеновских лучей имеет больше сходства с рассеянием в твердых телах, чем в газах. Кривая интенсивности для жидкости совершенно подобна кривой интенсивности для кристаллического порошка такого же вещества, только в первом случае максимумы на кривой несколько размыты. Это сходство кривых рассеяния и породило идею о структуре жидкости. В связи с объяснением картины рассеяния рентгеновских лучей в настоящее время существуют две точки зрения на строение жидкостей.

Согласно первой, разработанной Церкине и Принсом и несколько позже Дебаем, жидкость представляет собой однородную среду, распределение молекул в которой, так же как и в кристаллах, характеризуется надлежащим образом выбранной функцией распределения, дающей вероятность нахождения атомов на заданном расстоянии. Эта теория в последующем была детально разработана рядом авторов<sup>1, 2</sup> (там же литература по этому вопросу).

Вторая точка зрения на строение жидкостей была разработана Стюартом и Маасом. Жидкость в этом случае рассматривается как неоднородная среда, состоящая из областей, внутри которых молекулы находятся в упорядоченном состоянии (сиботактические группы), и областей, внутри которых молекулы находятся в неупорядоченном состоянии. Между этими областями нет резко выраженных границ; с течением времени границы между областями упорядоченного и неупорядоченного состояний могут перемещаться, области упорядоченного состояния переходят в неупорядоченное и наоборот. Следовательно, имеет место своеобразное динамическое равновесие между областями упорядоченного и неупорядоченного состояний. Число молекул, включенных в область упорядоченного состояния, вообще говоря, различно --от нескольких десятков до нескольких тысяч. При обычных температурах та часть молекул, которая находится в неупорядоченном состоянии, составляет небольшую часть их общего числа. Теория Стюарта носит качественный характер; тем не менее, как мы далее увидим, она оказывается весьма полезной для понимания ряда явлений, наблюдаемых как в жидкостях, так и в газах.

Число работ, посвященных исследованию рассеяния рентгеновских лучей вблизи критической точки, очень невелико.

В лаборатории Стюарта Шпенглер<sup>3</sup> изучал рассеяние рентгеновских лучей в этиловом эфире, а Бенц и Стюарт<sup>4</sup>— в изопентане. На рис. 1—6 представлены результаты этих работ. На рис. 1 представлены кривые интенсивности, полученные в изопентане при p = const и переменных v и *T*. По мере возрастания *T* и v кривая интенсивности постепенно меняет свою форму от формы, характерной для жидкости (первая), до формы, характерной для газа (девятая). Однако; критическая точка ничем существенным в семействе этих кривых не выделяется.

Максимум на кривой интенсивности, столь характерный для жидкого состояния, сохраняется при  $T > T_c$ . Аналогичная картина наблюдается и в случае эфира (рис. 2).

При постоянной температуре (выше критической) максимум на кривой интенсивности постепенно уменьшается по мере увеличения v и уменьшения p и, наконец, исчезает (рис. 3, 4). В этом случае критическая точка ничем существенным не выделяется.

При постоянном удельном объеме выше или ниже  $v_c$  (рис. 5, 6) существенных изменений кривой интенсивности при никаких изменении р и Т не происходит.

Таким образом, как в эфире, так и в изопентане, обнаруживаются признаки «жидкой структуры» в области выше критической.

> 3œu**o** n = 44.1

В различных веществах признаки «жидкой структуры» исчезают раньше или позже, но это не основное; важно то, что с точки зрения структуры критическая точка ничем существенным не отличается от ближайших соседних точек.

Интересно отметить, что в случае изопентана максимум на кривой интенсивности



б .5 ٨ 3

θ



Изопентон

p = 37.2

геновских лучей в изопентане при различном объеме и температуре

*Чонизация* 

 $\begin{array}{l} 1-T=20^\circ, \ v=1.6; \ 2-T=\\ =120^\circ, \ v=1.9; \ 3-T=170^\circ, \\ v=2.4; \ 4-T=183^\circ, \ v=2.7; \\ 5-T=190^\circ, \ v=3.0; \ 7-T=200^\circ, \\ v=6.7; \ 8-T=205^\circ, \ v=7.8; \\ y-T=210^\circ, \ v=8.8 \end{array}$ 

Рис.2. Рассеяние рентгеновских лучей в эфире при различной температуре и объеме

 $\begin{array}{c} 1 - T = 25^{\circ}, \ v = 1,4; \ 2 - T = \\ = 184^{\circ}, \ v = 2,2; \ 3 - T = 196^{\circ}, \\ v = 25; \ 4 - T = 200^{\circ}, \ v = 27,2; \end{array}$  $5 - T = 205^{\circ}, v = 32.5; 6 - T = 207^{\circ}, v = 38; 7 - T = 207^{\circ}, v = 45.3$ 

Рис. 3. Рассеяние рентгеновских лучей в изопентане при различном давлении и объеме.

 $\begin{array}{l} 1-v=3,0,\ p=45,9;\ 2-v=\\ =3,7,\ p=41,4;\ 3-v=4,0,\\ p=40,6;\ 4-v=5,0,\ p=\\ =39,2;\ 5-v=6,7,\ p=37,2 \end{array}$ 

сохраняется дольше, чем в случае эфира, в котором он исчезает вблизи v<sub>c</sub>, несмотря на то, что дипольный момент молекулы эфира значительно больше, чем у изопентана.

### 2. КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Исследование спектра рассеянного света вблизи критической производилось Г. С. Ландсбергом и Ухолиным 5, 6, 7. точки Ими был изучен спектр воды и метилового спирта. В обоих



случаях были получены сходные результаты, находящиеся в полном соответствии с исследованиями, описанными в предыдущем параграфе.

В табл. 1 и 2 приведены результаты этих работ; они сводятся кратко к следующему. Для воды по мере увеличения температуры





Рис. 4. Рассеяние рентгеновских лучей в эфире при различном давлении и объеме Рис. 5. Рассеяние рентгеновских лучей в эфире при постоянном объеме Рис. 6. Рассеяние рентгеновских лучей в изопентане при постоянном объеме

характерная для жидкости полоса в спектре рассеянного света постепенно суживается и смещается в область более высоких частот. При переходе через критическую область полоса продолжает сужаться, но не исчезает.

При плотности  $\delta = 0,096$  (давление около 135 *ат*) наряду с полосой появляется резкая линия  $\Delta v = 3.646 \ cm^{-1}$ , характерная для пара при низких давлениях (для изолированных молекул).

При плотности  $\delta = 0,055$  (давление около 100 *ат*) полоса практически исчезает и остается только слегка уширенная линия  $\Delta v = 3.646 \ cm^{-1}$ . При дальнейшем изменении плотности спектр почти не изменяется.

Аналогичные результаты получены и для метилового спирта. Разница только в том, что в случае метилового спирта линия появляется еще в жидкой фазе при  $T = 190^{\circ}$  и  $\delta = 0,577$ , выступая наряду с полосой. «Изолированные молекулы» в метиловом спирте появляются значительно раньше, чем в воде.

Таким образом и в спектре рассеянного света критическая точка также ничем существенным не выделяется.

### Таблица 1

Комбинационный спектр воды и пара в зависимости от температуры и плотности. Возбуждающие линии  $v_1 = 27388 \ cm^{-1}, v_2 = 27353 \ cm^{-1}, v_3 = 27293 \ cm^{-1}$ 

### Таблица 2

Комбинационный спектр метилового спирта в зависимости от температуры и плотности. Возбуждающие линии  $v_1 = 27388 \, cm^{-1}$ ,  $v_2 = 27353 \, cm^{-1}$ ,  $v_3 = 27293 \, cm^{-1}$ 

T° C	6	Δν c <b>m</b> -1	Примечание	T°C	ò	$\Delta v c m^{-1}$	Примечание
60 130 260 300 320 350 350 350 350 330 310 250	0,98 0,93 0,86 0,78 0,70 0,66 	$\begin{array}{c} 3 \ 448 \\ 3 \ 497 \\ 3 \ 524 \\ 3 \ 520 \\ 3 \ 528 \\ 3 \ 530 \\ 3 \ 530 \\ 3 \ 530 \\ 3 \ 530 \\ 3 \ 530 \\ 3 \ 530 \\ 3 \ 530 \\ 3 \ 646 \\ 3 \ 646 \\ 3 \ 645 \\ 4 \ 3 \ 629 \\ 3 \ 653 \end{array}$	Критическое состояние Полоса Линия Линия, полоса отсутствует	20 50 100 140 190 260 220 200 190	0,78 0,76 0,71 0,66 0,57 0,27 0,07 0,04 0,03	$\begin{array}{c} 3 \ 402 \\ 8 \ 427 \\ 3 \ 473 \\ 3 \ 507 \\ 3 \ 535 \\ 3 \ 670 \\ \hline 3 \ 672 \\ \left\{ \begin{array}{c} 3 \ 672 \\ 3 \ 684 \\ \left\{ \begin{array}{c} 3 \ 672 \\ 3 \ 684 \\ \left\{ \begin{array}{c} 3 \ 672 \\ 3 \ 684 \\ \left\{ \begin{array}{c} 3 \ 672 \\ 3 \ 684 \end{array} \right. \right\} \end{array} \right.$	Критическое состояние, линия

### З. ИЗМЕНЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ВЕЩЕСТВА ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Новые исследования изменения плотности вещества вблизи критической температуры были предприняты канадскими физикохимиками около 10 лет тому назад. Еще в 1904 г. Тайхнер<sup>8</sup>, а затем в 1912 г. Траубе<sup>9</sup> обнаружили, что в критической точке с исчезновением мениска не исчезает разность плотности между теми фазами вещества, которые занимают области, ранее занятые жидкостью и паром. Тогда эти явления не привлекли к себе внимания.

В последующем Маасом и его сотрудниками эти исследования были повторены<sup>10,11</sup> и расширены. Ими было показано, что различие в плотности вещества в той области сосуда, где находилась ранее жидкость, и той области, где до исчезновения мениска находился пар, не исчезает при температурах выше критической. Механическое перемешивание не приводило к исчезновению этой разности плотностей. Был исследован ряд веществ: этилен, диметиловый эфир, пропилен, и эффект оказался общим, хотя для различных веществ имел различную величину.

По мере увеличения температуры (выше критической) разность плотностей уменьшалась и достигала нуля при некоторой вполне определенной температуре. При обратном следовании, при охлаждении, изменение плотности шло иным путем: кривая плотность — температура при охлаждении не совпадала с той, которая была получена при нагревании.

На рис. 7, который является типичным, показаны результаты, полученные для этилена. Кривая А представляет изменение плотности вещества при нагревании. При температуре  $T_c$  мениск исчезает. При охлаждении изменение плотности идет по кривой В.



Рис. 7. Изменение плотности этилена в зависимости от температуры вблизи критической точки Восстановление мениска происходит теперь уже в точке е, после чего плотность жидкости быстро возрастает по мере охлаждения (кривая C).

При повторном нагревании и охлаждении все точки цикла полностью воспроизводятся.

Процесс может быть прекращен в любом месте, и наличные фазы вещества сохраняются сколь угодно долго, если T = C.

Если нагревание прекратить ранее  $T_d$  и начать охлаждать вещество, то получается кривая, все точки которой лежат внутри области, очерченной кривыми A, B, C.

Механическое перемешивание, если оно не сопровождалось расширением или сжатием вещества, не уничтожает разности плотности.

Если выбрать произвольную точку на кривой A и подвергнуть вещество небольшим, чередующимся нагреваниям и охлаждениям, следующим друг за другом, то плотность вещества стремится к более низкому значению, лежащему либо на кривой B, либо на кривой C. Аналогичный эффект вызывает переменное расширение и сжатие. Если манипуляции прекратить, плотность остается неизменной сколь угодно долго. Были также измерены диэлектрическая постоянная и теплоемкость состояний вещества, представляемых различными точками кривых A, B, C. Они оказались также различными.

Таким образом, все описанные здесь явления в полном соответствии друг с другом свидетельствуют не только о наличии в жидкости структуры, отличной от той, которая характеризует газ, но и о том, что эта структура, характеризующая жидкость, не исчезает, вообще говоря, в критической точке.

Области упорядоченного состояния остаются существовать в газах при плотностях, достаточно больших. Вблизи критической точки происходят весьма сложные процессы разрушения (или восстановления) элементов «жидкой структуры», существующих в некотором интервале наряду с изолированными молекулами.

Силы, обусловливающие появление упорядоченных областей, очень сильно зависят от среднего расстояния между молекулами и непосредственно не связаны с дипольными моментами последних.

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. И. Данилов, Рассеяние рентгеновских лучей в жидкостях. (монография). Серия проблем новейшей физики, вып. 32, ОНТИ, 1935.
- R and a 11, The diffraction of X-rays and electrons by amorphous so-lids, liquids and gases, London, 1934.
   S p e n g l e r, Phys. Rev., 46, 698, 1934.
   B e n z anb Stewart, Phys. Rev., 46, 703, 1934.

- 5. Ландсберг, Известия Академии наук СССР, серия физическая, № 3, 373, 1938. 6. Ухолин, ДАН, 16, 403, 1937. 7. Ландсберги Ухолин, ДАН, 16, 399, 1937.

- 8. Теісhner, Ann. d. Phys., 13, 595, 1904. 9. Traube, Ann. d. Phys., 8, 267, 1904. 10. Maas, Chem. Rev., 23, 17, 1938 (здесь же литература). 11. Maas and Geddes, Phyl. Trans., A, 236, 303, 1937.

# ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

### УСЛОВИЯ ПОЛУЧЕНИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ1

Получение мощных ионных пучков в настоящее время в связи с работами по атомной физике имеет настолько большое значение, что этот вопрос был подвергнут детальному теоретическому <sup>1</sup> и экспериментальному исследованию.

Требования, которым должен удовлетворять хороший источник ионов, вообще говоря, многочисленны и частично противоречат одно другому. Прежде всего необходимо, чтобы источник был мощным. В то же время совершенно обязательно, чтобы получаемый поток нонов был приблизительно параллелен. Если возможно получить пучок ионов с постоянным сечением в области, где происходит ионизация, то уже весьма трудно получить пучок с большой плотностью вне этого пространства. Другим важным условием является постоянство пучка, который не должен менять своей интенсивности в течение весьма длительных промежутков времени. С другой стороны, источник должен допускать возможность плавной и воспроизводимой регулировки интенсивности пучка в широких пределах. Далее крайне необходимо, чтобы в пучке отношение числа ионов к числу атомов было как можно выше. Это, вообще говоря, требует интенсивных ионизирующих электронных потоков. В том случае, когда работают с протонами, крайне существенно, чтобы отношение числа протонов к числу молекулярных водородных ионов было как можно больше. Наконец, весьма желательно иметь ионные пучки, однородные в отношении скорости частиц, иметь по возможности меньший расход мощности в источнике ионов и возможно более низкое напряжение, высасывающее ионы из области ионизации.

В реферируемой работе<sup>1</sup> рассмотрению подвергается прежде всего процесс ионизации, поскольку он определяет собой, с одной стороны, концентрацию ионов вообще и с другой, — концентрацию ионов нужного рода. При этом рассматривается лишь ионизация электронными ударами как наиболее эффективный метод. Здесь, очевидно, должна быть учтена зависимость эффективного сечения ионизации от энергии электронов, а также детали процесса, поскольку, например, в случае молекулярного водорода образование ионов  $H_1$ <sup>+</sup> является преимущественно вторичным процессом, причем первичный процесс состоит в образовании атомного водорода (непосредственное образование  $H_1$ <sup>+</sup> из  $H_2$  мало вероятно, хотя и возможно).

Наиболее вероятной первичной реакцией является такая:

$$H_2 + e \rightarrow H_1 + H_1 + e,$$

для которой по вычислениям Мэсси и Мора<sup>2</sup> максимум эпс ионизации, соответствует ~ 15 V. Однако, поскольку при столь низких напряжениях в большинстве случаев не представляется возможным извлечь все ионы из области ионизации, то здесь приходится итти на компромисс.

Задача извлечения возможно большего числа ионов в направленный аучок представляет собой задачу о положительном пространственном

заряде. Для необходимой для полного извлечения ионов разности потенциалов  $V_e$  между электродами, ограничивающими область ионизации, в первом приближении получается выражение

$$\sigma(V_b+V_e)=\left(\frac{m}{M}\right)^{1/2}\cdot\frac{2v}{\pi\gamma\,pl},$$

где  $V_b$  — энергия, с которой поступают в это пространство ионизирующие электроны, *m* и *M* — массы электрона и иона, *p* — давление газа, *l* — расстояние между электродами,  $\sigma$  и v — константы. Величина ( $V_b + V_e$ ) имеет порядок сотен вольт.

На основании произведенного анализа условий работы источника ионов и исследования рабочих характеристик новейших источников, использующих дуговой разряд при низких давлениях, авторы приходят к выводу, что эти источники работают в условиях, не позволяющих использовать все ионы для образования направленного пучка ионов. С другой стороны, эта работа послужила руководством при разработке новых типов источников ионов.

Н. Хлебников, Москва

### ЛИТЕРАТУРА

1. L. P. Smith and G. W. Scott, Phys. Rev., 55, 946, 1939. 2. N. Massey and F. Mohr, Proc. Roy. Soc., A 135, 258, 1932.

### ИСТОЧНИК ФОКУСИРОВАННОГО ПУЧКА ИОНОВ ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ <sup>1</sup>

На основании теоретического определения величины потенциала, необхолимого для полного удаления ионов из ионизационного пространства, о чем говорилось в предыдущей заметке, был построен мощный источник ионов, пригодный для работы с любым газом, могущим быть ионизованным электронами (при условии, конечно, что газ не нарушает работу оксидного катода, являющегося источником электронов).

Интересными чертами этой ионной пушки являются: способ подачи газа в ионизационное пространство, отличающийся тем, что газ протягивается через всю длину камеры, в которой он подвергается бомбардировке электронами, а также применение термоэлектронного катода цилиндрической формы (эмитирующая поверхность — внутренняя поверхность цилиндра), который, несмотря на свою компактность, позволяет получать большие токи (до 600 mA, что соответствует 2,2 А/см<sup>2</sup>), а также получать в ионизационном пространстве сфокусированный электронный пучок. Ток накала такого катода составлял 12—13 А и разность потенциалов между катодом и анодом — не более 800 V. Автор полагает, что данная ионная пушка является наиболее простой и эффективной из всех ранее описанных приспособлений того же типа<sup>2</sup>.

С помощью этой пушки удавалось получать сфокусированные пучки водородных ионов с силой тока до 4 mA. Масспектрографический анализ пучка водородных ионов показал, что содержание протонов в нем может колебаться в пределах от 5 до  $80^{0}/_{0}$  в зависимости от давления газа, энергии ионизирующих электронов, а также от величины электронного тока. Содержание  $He^{++}$  ионов в пучке ионизированного гелия оказалось порядка  $5^{0}/_{0}$  от полной интенсивности пучка.

При пучках большой интенсивности фокусировка ионного потока оказывается затруднительной, так как пучок сильно расходится вследствие взаимного отталкивания ионов. Верхним пределом легко осуществимой фокусировки является сила тока пучка, равная примерно 100 µA.

Н. Хлебников, Москва

#### ЛИТЕРАТУРА

1. G. W. Scott, Phys. Rev., 55, 954, 1939.

2. L. P. Smith and G. W. Scott, Phys. Rev., 51, 1025, 1937; 53, 677, 1938-

# ОБНАРУЖЕНИЕ ОТДЕЛЬНЫХ ИОНОВ, ЭЛЕКТРОНОВ И ФОТОНОВ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОННОГО УМНОЖИТЕЛЯ

Разработанные Л. А. Кубецким, П. Т. Фарнсвортом и В. К. Зворыкиным электронные умножители находят себе применение, главным образом, в качестве индикаторов весьма слабых потоков первичных электронов. В СССР эти приборы с успехом применяются при спектрофотометрических исследованиях, в звездной фотометрии, для контроля концентрации растворенных веществ в окрашенных растворах в некоторых производствах и т. п. Иначе говоря, у нас вошли в практику исключительно приборы, в которых первичный электронный поток создается действием света, т. е. фотоэлектронные умножители. Между тем возможности использования электронных умножителей этим далеко не исчерпываются. В США, например, недавно была сделана интересная и успешная попытка применить этот прибор в качестве индикатора отдельных элементарных частиц — положительных ионов, электронов и квантов  $\gamma$ -лучей <sup>1</sup>.

Возможность обнаружения отдельных элементарных частиц определяется порогом чувствительности электронного умножителя. Этот параметр умножителя зависит от собственных помех, создаваемых прибором, и не определен в достаточной мере универсально. Для фотоэлектронных умножителей обычно принимают за порог чувствительности тот световой поток, который дает на выходе прибора сигнал, равный сигналу темнового тока, т. е. сигналу при отсутствии освещения.

Темновые токи умножителей складываются из нескольких составляющих, а именно:

1) омические утечки в выходной цепи умножителя (в цепи коллектора);

2) холодная электронная эмиссия электродов;

3) так называемая «ионная обратная связь», явление, заключающееся в том, что (при недостаточно высоком вакууме, в частности за счет наличия паров щелочного металла) поток электронов производит ионизацию в области последних каскадов, а образовавшиеся положительные ионы выбивают новые электроны с предыдущих каскадов;

4) так называемая «оптическая обратная связь», когда бомбардировка последних каскадов электронным потоком вызывает на них световые явления и этот свет освобождает электроны на фотокатоде или на первых. каскадах;

5) термоэлектронная эмиссия фотокатода или эмиттеров.

В то время как факторы 1), 2), 3) и 4) сравнительно легко могут быть устранены путем соответствующих конструктивных изменений (улучшение изоляции коллектора, надлежащее расположение электродов, предотвращающее образование больших градиентов электрического поля и препятствующее движению положительных ионов и световых квантов от последних каскадов к первым), фактор 5) имеет более принципиальный характер, так как определяется термоэмиссионными константами материалов эмиттеров и в особенности фотокатода. В фотоэлектронных умножителях с кислородно-серебряно-цезиевыми катодами при комнатной температуре ( ~ 20° C) порог чувствительности не может быть сделан, вилимо, ниже 10<sup>-9</sup> люменов. При понижении температуры катода до — 30° C удавалось достигнуть порога в 10<sup>-11</sup> люменов.

В соответствии с этим в умножителе, предназначенном для обнаружения отдельных элементарных частии, в качестве эмиттирующего материала был выбран бериллий, подвергнутый действию кислорода (воздуха). Этот материал обладает высокой работой выхода (~4 V) и в то же время большим коэфициентом вторичной эмиссии (до 3 при 300 V)<sup>2</sup>.

Другим достоинством бериллиевых эмиттеров является очень высокий выход вторичных электронов на один положительный ион (протон), могущий достигать восьми<sup>3</sup>.

По своей конструкции умножитель (с 11 каскадами) принадлежал к типу электростатических умножителей. Схема устройства его показана на рис. 1, где изображено также и расположение всей установки для счета элементарных частиц. Особенностью конструкции являлась весьма тщательная изоляция коллектора [устранение фактора 1)]. В результате темновой ток не мог быть обнаружен с помощью гальванометра чувствительностью в 5.10-10 А/деление шкалы. Вакуум в умножителе поддерживался более высокий, чем 10<sup>-6</sup> *мм* Hg. Питание осуществлялось через делитель напряжения, соединенный с стабилизированным выпрямителем системы Ивенса 4.

В рабочих условиях (330 V на каскад) с этим умножителем (при протонном пучке) получалось общее усиление в 105 раз [2 · 10-9 A, 100 keV протонов на первом каскаде и 200 иА (электронов) на коллекторе], что, при выходе в 8 электронов на 1 протон на первом каскаде, дает для следующих каскадов с, равное от 2 до 3. Выход умножителя был связан с входным каскадом линейного лам-

пового усилителя. Входное сопротивление последнего равнялось 10<sup>3</sup> Ω.

К выходу усилителя был присоединен осциллограф, отмечавший импульсы в тех случаях, когда магнитное поле было отрегулировано так, что в умножитель могли поступать ионы, образовавшиеся в источнике ионов. Так как число этих импульсов путем уменьшения электронного тока з источнике ионов могло быть доведено до нескольких в минуту, то, очевидно, они создавались отдельными ионами.



Рис. 1.

Этот прибор был прокалибрирован по камере Вильсона на протонах и а-частицах. В дальнейшем он был применен для счета ионов с массами Фт 1 (H<sup>+</sup>) до 32 (O<sub>2</sub><sup>+</sup>), при их энергии от 50 до 20000 eV, для электронов с энергиями от нескольких сот до 6 000 eV, а также отдельных у-квантов. Автор в особенности подчеркивает одно ценное свойство этого нового счетчика элементарных частиц, состоящее в весьма малом числе импульсов за счет фона.

Эта удачная попытка создания счетчика отдельных элементарных частиц, основанного на принципе электронного умножителя, не является первой. В 1938 г. Бэй 5 опубликовал свои опыты в этом направлении, не давшие удовлетворительных результатов. Причиной неудачи в этом случае явилось то, что не был взят надлежащий материал для эмиттеров. Бэй работал с умножителем, имевшим электроды, обработанные цезием. Это привело к наличию больших темновых токов и необходимости погружать прибор в жидкий воздух. При этом удавалось ослабить фон только до 40 электронов в минуту. Бэю принадлежит также и первая попытка применить другие материалы для эмиттеров: он пытался воспользоваться никелевыми электродами, покрытыми оксидом бария.

Н. Хлебников, Москва

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. J. S. Allen, Phys. Rev., 55, 966, 1939.
- J. S. Allen, Inf. Rev., 55, 300, 1905.
   H. Bruining and J. H. De Boer, Physica, 6, 473, 1937; Н. С. Хлеб-ников, Журнал технич. физики, 8, 994, 1938.
   J. S. Allen, Phys. Rev., 55, 336, 1939.
   D. Franz, Par. Sci. Instr. 5, 271, 1024.
- 4. R. D. Evans, Rev. Sci. Instr., 5, 371, 1934.
- 5. Z. B a y, Nature, 141, 284, 1011, 1938.

# РЕНТГЕНО-СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МОЗАИЧНОЙ СТРУКТУРЫ ЕСТЕСТВЕННЫХ И ДЕФОРМИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Большие достижения в области рентгеновской спектроскопии за последнее время позволяют с успехом применять этот метод для выяснения ряда вопросов, связанных со структурой реальных кристаллических тел и механизмом их деформации.

Как известно, мозаичная структура реальных кристаллов приводит к расширению области отражения от них рентгеновских лучей, так что фактически наблюдаемое значение полуширины максимума отражения значительно превосходит величину, подсчитанную в предположении идеального совершенства кристалла. Баковский и Далейжек в ряде работ пытались оценить влияние мозаичной структуры кристаллов на степень разрешения дублета К<sub>а</sub>. В этих исследованиях выбирались различные соотношения между расстояниями от кристалла до кассеты и щели спектрографа.

В последней работе Баковский<sup>1</sup>, допуская, что отклонение ориентации отдельных блоков от нормальной следует кривой ошибок Гаусса, получил (в случае соблюдения условий брэгговской фокусировки) для величины расширения линий, связанной с мозаичностью кристалла, значение г, вычисляемое по формуле:

$$\varepsilon = 2s \sin \Delta \sigma \cos \theta. \tag{1}$$

При этом Баковский пренебрегает глубиной проникновения рентгеновских лучей в кристалл по сравнению с длиной отражающего участка на его поверхности.

В формуле (1) є — расширение линии; *s* — расстояние отражающего блока от центра кристалла, измеренное в плоскости кристалла;  $\Delta \sigma$  — угол мозаичности;  $\theta$  — угол Брэгга.

Величина *s* для значений  $\theta \gg \Delta \sigma$  связана с радиусом кривизны кристалла и углом падения на него рентгеновских лучей соотношением

$$s = \frac{R \sin \Delta \sigma}{\sin \theta}$$
(2)

и, значит,

$$\varepsilon = 2R \,(\sin \Delta \sigma)^2 \operatorname{ctg} \theta \simeq 2R \,(\Delta \sigma)^2 \operatorname{ctg} \theta. \tag{3}$$

Подсчет показывает, что если расстояния от кристалла до кассеты и щели равны между собой, то величина є для NaCl не превышает 20/0 собственной ширины линии, равной по данным Алиссона 2 0,58 XE. Таким образом при симметричном расположении кассеты и щели спектрографа по отношению к кристаллу мозаичная структура последнего проявляется весьма слабо. В случае несимметричного расположения, осуществляемого, например, в спектрографах Зеемана или работающих по принципу клина, дело обстоит иначе. В этих условиях удается получить рентгенограммы, вид которых в сильной мере зависит от степени совершенства кристалла. Баковский указывает, что при расположения кристалла на расстоянии 3 м от шели, а кассеты в непосредственной близости от него возможно получить рентгенофотографию поверхности.

Используя несимметричный метод Зеемана, Далейжек и Клейн<sup>3</sup> мерили ширину линии Ад К<sub>а</sub> после отражения от кальцита. Общая ширина линии оказалась равной 11<sup>".</sup> Вычитая отсюда ширину Ад К<sub>а</sub> (0,28 XE = 9,5"), измеренную Алиссоном, авторы, следуя Хауту<sup>4</sup>, вычислили расширение линии, происходящее благодаря мозаичности ( $W_c$ ) структуры кальцита; это расширение равно 1,5" (по Гауссу 5,6"). При этом геометрические условия опыта позволяли отражать рентгеновские лучи от участков поверхности кристалла, не превышающих 1,5 · 10<sup>-2</sup> мм. В таблице 1 приведены данные для ряда других веществ, полученные упомянутыми авторами тем же методом. Величина собственной ширины линии К<sub>а</sub> Си принималась равной 0,3 ХЕ (0,28 по Алиссону).

Описанный метод может быть применен к изучению последствий пластической деформации соответствующих кристаллов. Исследование сравнительного совершенства поверхностей плоских свежесколотых кристаллов NaCl и кристаллов, подвергнутых изгибанию по цилиндру радиусом 20 см, проведено в работе Бозорта и Хаворта<sup>5</sup>. Авторы отражали

Вещество	Порядок отражения	Общая ширина линии	Расширение линии W <sub>c</sub> , вычисленное по Хауту	Расширение линин W <sub>c</sub> . вычисленное по Гауссу				
$\begin{array}{c} CaSO_4 \\ CaSO_4 \\ NaCl \\ SiO_2^{-1} \\ CaCO_3 \end{array}$	2 3 1 1 1	1,6 XE 1 . 2 . 0,5 . 0.8 .	$\begin{vmatrix} 1,3 \text{ XE} = 35'' \\ 0,7 &= 29'' \\ 1,7 &= 62'' \\ 0,2 &= 8,9'' \\ 0,5 &= 17'' \end{vmatrix}$	$\begin{array}{c} 1,57 \text{ XE} = 41'' \\ 0.95  & = 29'' \\ 1.98  & = 7.7'' \\ 0.40  & = 18'' \\ 0.70  & = 26'' \end{array}$				

рентгеновские лучи сначала от поверхности плоского кристалла и наблюдали расщепление дублета Ка на расстоянии 1 м от кристалла. Получающийся рефлекс микрофотометрировался поперек полосы. Провал в кривой интенсивности между максимумами а, и а, достигал 670/о от максимального значения интенсивности а1. На основании этих кривых авторы оценивают разброс углов мозаики величиной 30". Это указывает на значительную степень совершенства поверхности спайных кусков NaCl. подвергнутых исследованию. Фотометрирование рефлекса изогнутого кристалла, полученного в фокусе, показало, что интенсивность отражения от изогнутого кристалла превосходит соответствующие значения для плоского кристалла в 30 раз, а величина интегрального отражения в 2,2 раза. Рассмотрение отраженной линии позволяет установить неоднородность изгиба. По данным авторов наблюдаемая величина интенсивности составляет лишь 60% той, которая получилась бы, если бы все точки изогнутого кристалла одинаково отражали максимальную величину интенсивности.

Автор этой статьи совместно с Гогоберидзе<sup>1)</sup> сделал попытку провести исследование явлений, сопровождающих изгиб реальных кристаллов в специально сконструированном для этой цели спектрографе, работающем по Иогану. Радиус кривизны изогнутого кристалла 470 мм. Это позволяет изгибать без грубого нарушения поверхности ряд кристаллов, в том числе и каменную соль<sup>2)</sup>. Кристалл изгибался в специальном устройстве, представляющем собой две пришлифованные по заданному радиусу пластинки, прижимающиеся друг к другу четырьмя винтами. Изгибание кристаллов производилось в самом спектрографе.

В фокусе удается наблюдать хорошо расщепленный дублет K<sub>a</sub> Си при отражении от кристаллов, достаточно совершенных. Однако, если снимать рентгенограмму за или перед фокусом установки, то, как показал опыт. сплошного размытия изображения не происходит. Снимок приобретает специфический вид, представляя собой полосу, расслоенную на большое

<sup>2)</sup> Бозорт и Хаворт изгибали свои кристаллы под водой.

<sup>1)</sup> Сообщение на научном коллоквиуме, июнь 1938 г. ЛИИ (готовится к печати).

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

число резко очерченных линий в случае кристаллов слюды и NaCl и несколько иной вид для гипса. Ввиду большой разрешающей силы подобного устройства и большой интенсивности изображения, превос-ходящего иногда, по Бозорту, в 30 раз интенсивность отражения от плоского кристалла, оказывается возможным судить об изменениях в кристалле, связанных с различными механическими воздействиями на него. На снимках, полученных от изогнутой слюды, нам удавалось наблюдать различное по величине расщепление вдоль полосы. При этом отдельные из наблюдающихся рефлексов иногда бывали сдвинуты друг относительно друга по вертикали. Подобную картину легко объяснить, если допустить, что при изгибе в кристалле образуется ряд блоков, повернутых друг относительно друга на небольшие углы. Существенно отметить, что лаузграммы, снятые с таких кристаллов в распрямленном и изогнутом состоянии, практически совпадают, так что, повидимому, при изгибании не происходит заметного изменения в кристаллической решетке образцов. Принимая предположение о блочной структуре изогнутых кристаллов, в согласии со взглядами Кошуа, Баковского и ряда других, можно охарактеризовать взаимное положение образующихся блоков углами в вертикальной и горизонтальной плоскостях. Положение плоскости блока определяется этими данными однозначно лишь в случае, если поверхности блоков и после изгиба остаются плоскими. Повидимому, при изгибе некоторых кристаллов это предположение не оправдано. Взаимное смещение блоков в горизонтальной плоскости определяет расщепление полосы, то же в вертикальной — величину вертикального смещения штрихов друг относительно друга. Величина горизонтального расщепле ния і связана с углом о соотношением

$$l = \frac{2r}{\sin\theta} \operatorname{ctg} \frac{\psi}{2}.$$

Угол, характеризующий степень некомпланарности отдельных блоков а, вычисляется по формуле

$$\operatorname{tg} \alpha \sin \theta = 2 \sin \frac{\varphi}{2},$$

где в — угол Брэгга, q — угол между лучами, отраженными от двух смещенных блоков в плоскости, содержащей оба эти луча.

При этом справедливо следующее соотношение между синусами углов отражения двух лучей, лежащих в плоскостях, угол между которыми α:

$$\sin \theta = \sin \theta' \cos \alpha$$
.

Величина ф находится из вертикального смещения линий на рентгенограмме и расстояния от кристалла до изображения. Согласно подсчетам величина 180- и колеблется от 5' до 40', а угол а доходит в некоторых случаях до 1°30'. В очень высоких порядках (до восьмого) иногда удается наблюдать более тонкое расщепление полосы, по всей видимости обязанное естественной мозаичной структуре кристалла.

Параллельные оптические и рентгенографические съемки поверхности кристалла подтверждают предположение о наличии поворотов, сопровождающихся сильным нарушением решетки на границе между двумя повернутыми блоками.

Э. Е. Вайнштейч, Ленинград

114

лс

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Backovsky, J. d. Physique, 11, 471, 1938.
- 2. Allisson, Phys. Rev., 44, 63, 1933.
- Doleysek, Nature, 139, 886, 1937.
   Hoyt, Phys. Rev., 32, 477, 1932.
- 5. Bozorth et Haworth, Phys. Rev., 53, 538, 1938.

### новые приборы

Новый микрофотометр — спектропроектор сконструирован на заводе «Электроприбор» в Ленинграде инженерами Г. П. Илларионовым и Н. В. Габлиным. В этом микрофотометре селеновый фотоэлемент заменен трубкой Кубецкого. Благодаря компенсации темнового тока трубки возможно фотометрирование малых интенсивностей. Прибор может служить не только для фотометрирования, но и для проектирования увеличенного изображения спектра.

Новая модель монохроматора для ультрафиолета до 2000 Å разработана в ГОИ В. Г. Пономаревым. Прибор сконструирован в основном по типу кварцевого монохроматора Бауш и Ломб. Существенное нововведение представляет замена кварцевых призм сильвиновыми. Эти призмы защищены от влаги воздуха посаженными на оптический контакт кварцевыми пластинками толщиной 1 мм. Такой выбор призм значительно уменьшает стоимость прибора.

Монохроматор обладает ахроматическими кварцсильвиновыми объективами (хроматизм которых все же не устранен полностью). Конструкция щели — симметричная.

К прибору прилагается камера, благодаря чему он может быть использован также в качестве спектрографа. Линейная дисперсия от 3 345 Å до 2 138 Å — 43 *мм* при светосиле 1:4,5.

Новый вид нечувствительного игольчатого клатана разработан Ф. Столманом и П. Крюгером (университет в Иллиойсе) для целей поддержания нужного давления в циклотроне.

Вакуумным затвором служит покрытый жирной смазкой конус. Игла "ращается при помощи обычного шпунтового соединения, пригнанного до нескольких тысячных долей дюйма. Сама игла представляет собой сужающуюся книзу стальную шпильку длиной 2<sup>1</sup>/<sub>2</sub> дм. и толщиной <sup>1</sup>/<sub>4</sub> дм., притертую к отверстию. У основания отверстия сделано уширение днаметром <sup>8</sup>/<sub>8</sub> дм. и глубиной <sup>1</sup>/<sub>4</sub> дм. Это расширение заполняется алюминиевым припоем, а затем рассверливается сверлом <sup>1</sup>/<sub>4</sub> дм. Игла элжна быть хорошо отшлифована и вставлена настолько туго, чтобы цержаться в припое. Такой клапан требует 30 полных оборотов от за-«рытого положения для получения нужного давления в циклотроне, 5 то время как обычные клапаны дают это давление при открытии и <sup>а</sup> <sup>1</sup>/<sub>4</sub> оборота.

Новая кювета для измерения поглощения в инракрасной области сконструирована Г. Рэндаллом из физичекой лаборатории Мичиганского университета для работы с органическими жидкостями. Вместо обычно применяющихся для создания непроницаемости цементных или резиновых прокладок Рэндалл применил ртуть. Кювета разборная, состоит из двух пластинок NaCl или KBr, между которыми кладется алюминиевая или платиновая прокладка, определяющая толщину слоя жидкости. В обеих пластинках профрезерованы кольцевые глубокие пазы, которые при сборке кюветы накладываются друг на друга и образуют канал, заполняемый ртутью через отверстие в верхней пластинке. При сборке кюветы пластинки прижимаются друг к другу с помощью винтов (лля равномерного давления проложены резиновые прокладки). Ртутный запор оказывается достаточно надежным, чтобы удержать жидкость даже при пользовании вакуумным спектрографом. Кювета имеет также преимущество надежной чистки.

А. Комарова, Москва

81

# **БИБЛИО**ГРАФИЯ

Вульф А. А., Сборник упражнений по теории электромагнитного поля, стр. 219, цена 7 руб. Гос. издательство литературы по вопросам связи и радио, Москва, 1939.

Рецензируемая книга представляет собой собрание 99 задач с весьма подробными решениями. Почти для каждой задачи проводится решение двумя или даже тремя различными способами.

Книга А. А. Вульфа предназначена для лиц, изучающих курс теорни электромагнитного поля по программе высших технических учебных заведений связи. Это обстоятельство нашло свое отражение в специфическом подборе задач.

Насколько нам известно, ни у нас, ни за границей сборник задач по теории электромагнитного поля не издавался. Небольшое собрание задач дано в виде приложения к курсу теории электричества Абрагама; наиболее тщательно и в наибольшем количестве задачи из области теории электромагнетизма подобраны в непереводившемся на русский язык классическом курсе Джинса. В этих двух книгах, однако, решение задач предоставляется читателю: большей частью указывается лишь ответ задачи или намечается путь решения. Острая нужда в достаточно обширном по числу задач сборнике к курсу теории электромагнетизма не разрешена книгой А. А. Вульфа. Автор поставил перед собой цель показать на ряде примеров способы решения задач теорни поля, оставив незаполненным столь значительный пробел в научной литературе по вопросам электромагнитного поля, как отсутствие задачника.

Распределение материала по объему в рецензируемой книге весьма неравномерно. Из общего объема в 219 стр. постоянным полям уделено 180—190 стр. Следовало бы поэтому изменить соответствующим образом заглавие книги. Электростатике уделено 140 стр., т. е. примерно <sup>2</sup>/<sub>3</sub> объема книги. Целый ряд важнейших вопросов теорин поля не затронут вовсе (например, индукция в линейных проводниках), решению задач методом вектор-потенциала уделено лишь 3 стр. Изложенные на стр. 179—219 разделы — электромагнитное поле, вектор Пойнтинга, уравнения Максвелла, вектор-потенциал. как это следует из сопоставления перечия разделов и отведенного на них объема, не могут дать и не дают учащемуся никакого представления о методах решения соответствующих задач. Эти страницы могут быть почти незаметно удалены из книги, без ущерба для ее содержания.

Таким образом мы рассматриваем книгу А. А. Вульфа как сборник упражнений, посвященный электростатике (стр. 3—143) и вычислениям в разных системах единиц (стр. 144—179).

В отделе электростатики 33 страницы посвящены полю уединенной сферы, наиболее элементарной проблеме электростатики. В своих вычислениях автор утомительно подробен. Все выкладки проделываются до

мелочей (например, на стр. 8 следующая цепь равенств:  $\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 E) = 0$ ,

$$\frac{d}{dr}(r^2 E) = 0, r^2 E = C, E = \frac{C}{r^2}$$
 (I. T. J.).

БИБЛИО**Г**РАФИЯ

Математическое изложение автора без ущерба для понимания среднего студента могло быть сжато в два раза. Приведение на этих 33 страницах решения уравнения div  $E = 4\pi\rho$  является, по нашему мнению, излишним: учащийся, несомненно, должен иметь представление о решении задачи при помощи диференциальных уравнений для потенциала, поэтому естественно продемонстрировать ему применение этого уравнения к более просто решаемой задаче; что же касается уравнения div  $E = 4\pi\rho$ , то с его применением студенту, безусловно, не придется встречаться, и потому этот метод решения излагать не имеет смысла.

Остальные 76 страниц раздела электростатики вакуума посвящены вычислению поля одного и двух цилиндров. Изложение страдает теми же недостатками: излишне детальное вычисление, решение задачи кроме простого способа вторым — сложным способом, не имеющим практического значения.

Даже в этом, наиболее подробно изложенном, разделе сборника опущен ряд важнейших методов решения задач (метод изображений, конформного отображения), и здесь автор не дает учащемуся полного обзора методов теории поля. Совершенно очевидно также, что на 219 стр. за счет лаконизации математического языка объем излагаемого материала мог бы быть значительно увеличен.

• Разделы «диэлектрики» н «вычисления в разных системах единиц» страдают теми же недостатками, но в несколько меньшей степени. Наш педагогический опыт, однако, позволяет усомниться в необходимости введения громоздкой систематики, используемой автором в главе «Системы единиц».

Ряд частных вопросов, рассматриваемых для упомянутых проблем, не следовало бы ставить: например, зачем доказывать (задача 33) для частного случая общее положение, что интеграл  $\int E_I dI$  не зависит от

пути интегрирования, или (задача 15) доказывать, что векторы типа f(r) rсуть потенциальные векторы, если известно, что гоt f(r) r = 0. Здесь же уместно заметить, что автор не пользуется при вычислениях векторным анализом. Для курса теории поля это — фундаментальный недостаток. В некоторых задачах (например, 82—83) автор недостаточно останавливается на пределах применимости упрощенных решений.

Следует особо отметить чрезвычайно тяжелый и нелитературный, чтобы не сказать больше, язык автора. Приведем несколько цитат (стр. 29): «Три потока через три грани будут сопровождаться знаком минус»; (стр. 110) «... принимают для молекулы  $p = \beta E$ , а для 1 *см*<sup>3</sup> диэлектрика делают P = k E»; (стр. 61) «... разница только в том, что (4) написано в комплексной форме, где видны слагающие по осям вещественной и мнимой, (13) же написано в символической форме, когда видны модуль и аргумент комплексного выражения», и т. п. на каждой странице.

Мы считаем в целом книгу А. А. Вульфа неудачной. Вследствие полного отсутствия аналогичной литературы, книга, очевидно, найдет широкое распространение. Известную пользу студенту она все же принесет. При переиздании, если таковое последует, сборник упражнений по теории электромагнитного поля А. А. Вульфа должен быть фундаментально переработан.

А. Китайгородский, Москва

# АННОТИРОВАННЫЙ СПИСОК НЕПЕРИОДИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ ПО ФИЗИЧЕСКИМ НАУКАМ,

ВЫШЕДШЕЙ С 1 НОЯБРЯ ПО 15 ДЕКАБРЯ 1939 г.

а) Книги и брошюры

1. Алексеев С. С., Элементарный курс цветоведения, 2-е перераб. изд., 132 стр., 77 рис. в тексте и на вклейках, 6 таблиц в красках, Гос. изд-во «Искусство», М. — Л., 1939, ц. 4 р. 50 к., переплет 1 р. 59 к., тираж 5000.

Содержание (по главам): І — Физические основы цвета (9—50), II — Работа глаза (51—85), III — Восприятие цветов (87—124). Второе издание отличается от первого рядом дополнений, сжатостью изложения, несколько иным отбором и расположением материала и значительно развитым теоретическим истолкованием тех цветовых явлений, о которых идет речь в книге.

2. Белькинд Л. Д., проф., д-р (редактор), Словарь светотехнических терминов на русском, немецком, английском и французском языках (Wörterbuch der deutschen, russischen, englischen und französischen lichttechnischen Terminologie, herausgegeben von Prof., Dr., Ing. L. D. Belkind), 548 стр., ГОНТИ, Главная редакция технических энциклопедий и словарей, М., 1939, ц. 15 р., переплет 2 р., тираж 6000.

**3. Бухгольц Н. Н.**, Основной курс теоретической механики, часть первая, Кинематика, статика, динамика материальной системы, изд. 4-е стереотипное, 352 стр., 359 черт., ОГИЗ, 1°ос. изд-во технико-теоретической литературы, М. — Л., 1939, ц. 5 р. 75 к., переплет 1 р. 50 к., тираж 20 000.

4-5. Бухгольц Н. Н., Лямин И. И., Метелицын И. И., Курс теоретической механики, часть первая, Статика, 140 стр., 186 фиг.; часть вторая, Кинематика, 132 стр., 173 фиг. (Военная воздушная ордена Ленина академия РККА вм. Жуковского). Гос. изд-во оборонной промышленности, М. – Л., 1939, ц. 5 р. + 4 р. 75 к. (в переплетах), тираж 10 000. 6. Гаузнер С., Покровский В., Сборник задач по весам

6. Гаузнер С., Покровский В., Сборник задач по весам (учебно-методический материал), 52 стр., 43 фиг. (Комитет по делам мер и измерительных приборов при СНК СССР), «Коммерприбор», М., 1939. без цены, тираж 300 (стеклографировано).

без цены, тираж 300 (стеклографировано).
7. Жуков И. И., проф., Авсеевич Г. П., доц., Болтунов Ю. А., доц., Днепров Г. Ф., асс., Пронина М. З., доц., Практикум по физической химии, часть І, под общей редакцией проф., д-ра И. И. Жукова, 188 стр., 42 рис. (Ленинградский государственный университет), Издание ЛГУ, Л., 1939, ц. 7 р. 50 к., тираж 3000.

Содержание (по разделам): І — Определение плотности пара и его молекулярного веса по методу В. Мейера (5—12), ІІ — Криоскопия и эбуллиоскопия (13—31), ІІІ — Упругость пара (32—44), ІV — Внутреннее трение жидкостей (45—50), V — Коэфициент распределения (51—60), VI — Молекулярная рефракция (61—71), VII — Калориметрия (72—86), VIII — Скорость химических реакций (87—103), IX — Числа переноса (104—112), Х — Электропроводность электролитов (113—136), XI — Электродвижущие силы (137—161), XII — Концентрация водородных ионов и электрометрическое титрование (162—180).

8. Литвин А. М., Теоретические основы теплотехники, Техническая термодинамика и теория теплопередачи, под редакцией Я. М. Рубинштейна, 320 сгр., 228 фиг., 3 номограммы на вклейках, ГОНТИ, Редакция энергетической литературы, М. — Л., 1939, ц. 7 р., переплет 1 р. 50 к., тираж 8000.

Автор преследовал задачу наряду с объяснением физической стороны излагаемых законов ввести изучающего во все те теплотехнические расчеты, которые составляют содержание последующих специальных курсов. Он стремился по возможности полно изложить термодинамическую сторону паросиловых установок. Содержание (по главам): І — Рабочее тело и основные расчеты с ним (9-61), II — Законы термодинамики и их приложение (62-169), III — Циклы тепловых двигателей (170-225), IV — Основные случаи теплопередачи. Теплопроводность (226-245), V — Теплообмен соприкосновением (246-279), VI — Теплообмен излучением (280-297), VII — Теплообменный аппарат (298-308).

9. Михельсон В. А., Физика, Том І, Механика, акустика, молекулярная физика, Изд. 10-е, полностью переработанное под общей редакцией акад. Н. Д. Папалекси, 455 стр., 250 рис., ОГИЗ, Гос. изд-во технико-теоретической литературы, М. — Л., 1939, ц. 6 р. 25 к., переплет 1 р. 50 к., тираж 50 000.

Глава VII «Движение жидкостей» написана Н. Н. Андреевым, глава VIII «Колебания и волны» С. Н. Ржевкиным и В. С. Нестеровым, а глава IX «Акустика» С. Н. Ржевкиным и В. В. Фурдуевым. Остальные главы переработаны Н. Н. Андреевым, П. Н. Беликовым, В. М. Манцевым и А. С. Предводителевым.

10. Ноздровский С. А., Общая теория и методика расчета измерительных приборов, 320 стр., 77 фиг., Гос. изд-во оборонной промышленности, М. — Л., 1939, ц. 8 р. 50 к. (в переплете), тираж 5 000.

В первой части (4—155) содержатся основные сведения из метрологии и исследование принципиальных уравнений и методических погрешностей приборов; далее рассматриваются основные элементы приборов и классификация их, приводятся краткие сведения из общей теории погрешностей и, наконец, подробно рассматриваются инструментальные погрешности при статических измерениях. Выводы иллюстрируются конкретными примерами из различных отраслей приборостроения. Во второй части (156—245) рассматривается теория колебаний и исследуются инерционные погрешности при замерах количественных факторов как кратковременно протекающих непериодических явлений, так и периодических. В третьей части (246—283) приводится методика расчета измерительных приборов на нескольких примерах. Приложения к книге содержат выводы принципиальных уравнений рассматриваемых приборов.

11. Раковский А. В., проф., член-корр. Академии наук СССР, Курс физической химии, 544 стр., 221 фиг., Гос. научно-техническое изд-во химической литературы, М., 1939, ц. 12 р. 25 к., переплет 1 р. 50 к., тираж 15 000.

От «Введения в физическую химию» того же автора книга отличается не только объемом; ряд параграфов написан заново. Содержание ее (по отделам): 1 — Учение об агрегатных состояниях (15—64), II — Элементы термодинамики (65—126), III — Строение вещества (127—196), IV — Из учений о твердых телах (197—231), V — Учение о растворах (232—263), VI — Химическое равновесие (264—346), VII — Электрохимия (347—448), VIII — Химическая кинематика и катализ (449—515).

### б) Публикации институтов и университетов

1—7. Бюллетень Комиссии технической терминологии, под редакцией акад. С. А. Чаплыгина и Д. С. Лотте (Академиянаук СССР), Изд-во Академии наук СССР, М. — Л., тираж 1 000.

Вып.	XIII,	Терминология вакуумной техники, 16 стр., 1938, ц. 75 к.
Bыn.	XV,	Терминология термодинамики, 122 стр., 1937, ц. 5 п.
Вып.	XVII,	Терминология радиотехники, 23 стр., 1937, ц. 1 р.
Вып.	XX,	Терминология теории механизмов, часть 1, Стру-
	,	ктура и классификация механизмов, 31 стр., 50 рис. на 2 вклейках, 1938, ц. 1 р. 50 к.
Вып.	XXII,	Терминология электровакуумных приборов, 23 стр., 1938 и 1 р.
Вып.	XXIV,	Терминология теории механизмов, часть 2, Кинема-
		тика механизмов, часть 3, Динамика механизмов, 16 стр., 3 рис., 1938, ц. 50 к.
Вып.	XXVIII,	Терминология теоретической механики, часть 7, Динамика, 45 стр., 1939, ц. 2 р.

Все выпуски содержат введения, терминологию на русском» французском, немецком и английском языках и определения предлагаемых терминов, а некоторые сверх того еще и списки условных обозначений, классификацию терминов и их алфавитные указатели и транслитерацию фамилий иностранных авторов.

8. Труды Военно-механического института, 359 стр. с фиг. (Военномеханический институт), Л., 1939, ц. 25 р., тираж 1 000.

Среди статей: А. П. И ванов, Оптико-стробоскопический и рентгено-стробоскопический методы исследования динамических явлений в машинах на их рабочем ходу (100—109), А. Н. Макаров, Применение покровных лаков при изучении механической прочности металлов (110—121), Л. У. Мальц, К вопросу о коэфициенте расхода при истечении жидкостей через отверстия (122—139), А. П. Ефлеев, Обтекание круговых сегментов идеальной несжимаемой жидкостью (140—152), Н. Д. Сергиевский, О формулах для расчета кривых брусьев на чистый. изгиб (232—234).

9. Труды Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии, Выпуск 20 (36), Микроманометры. Анемометры, Сборник статей аэрогидрометрической лаборатории, под редакцией А. Н. Доброхотова, 120 стр. с фиг., ОГИЗ, Гос. изд-во техникотеоретической литературы, Л. — М., 1939, ц. 5 р., тираж 600.

Содержание: Е. Ф. Долинский и А. С. Бурневский, Образцовый микроманометр типа Прандтля (4—21), А. А. Часовников и Н. И. Белик, Методы испытаний микроманометра типа Chattock (22—36), К. Н. Васильев, Исследование термоэлектрического анемометра (37—54), К. Н. Васильев, Об измерении термоэлектрическим анемометром малых скоростей воздушного потока (54—62), А. А. Сыйко и К. Н. Васильев, Механические свойства чашечных анемометров (62—105), К. Н. Васильев, К вопросу об определении расходов жидкости, протекающей по трубам значительного диаметра и несущей взвешенные частицы (105—119). 10. Ученые записки Горьковского государственного университета, Выпуск 7, Отв. редактор проф. В. Д. Семенов, 160 стр. с фиг., ГОНТИ, Редакция химической литературы, Л. — М., 1939, ц. 6 р., тираж 1000.

Среди статей: И. А. Коршунов, Теплоты образования сульфитов цинка и кадмия из элементов (48 — 94), С. И. Дьячковский, Коллоидно-химические покрытия металлов (102—113), С. И. Дьячковский, Метод определения толщины гальваностегического покрытия (113—118), Е. Е. Верзилов, К теорни гетерополярного кристалла, Вычисление энергии кристаллической решетки с учетом вандерваальсовского взаимодействия ионов (118—121), А. Е. Брюханов, О кристаллографических закономерностях аллотропических превращений  $\alpha - \gamma$  в железе (122—130), Н. А. Семенов, Исследование механических свойств стекла простого и закаленного (131—159).

С. А. Шорыгин, Москва

# ПОПРАВКА

В заметке «Новые фотоэлементы», напечатанной в вып. 1, т. XXII «Успехов физических наук» мною была допущена неточность, а именно, ошибочно указано: «в группе полупроводников Ленинградского физико-технического института, руководимой Ю. П. Маслаковцем...». В действительности руководителем группы полупроводников ЛФТИ является акал. А. Ф. Иоффе, а не Ю. П. Маслаковец, который возглавляет лишь лабораторию фотоэлементов с запирающим слоем, входящую в состав этой группы.

Н. С. Хлебников

Успехи физических наук, т. XXIII, вып. 1. Государственное издательство технико-теоретической литературы. 1940 г. Издат. № 23.

Редактор Э. В. Шпольский. Техн. редактор О. Залышкина. Корректор Н. Певцова. Сдаво в набор 16/II 1940 г. Подписано к печати 7/VI 1940 г. Формат 60×92/16. Объем: 3,25 бум. листов, 6,5 печ. листов, 6,24 авт. листов, 7,2. учетн.-авт. листов, 97 400 тип. знаков в бум. л. текста и 21 000 тип. зн. вклейками. Тираж 2550+25 огд. отт. Уполн. Главлита № А-23178. Бумата Вишерской ф-ки. Заказ 3411. Цена книги 5 руб.

4-я типография ОГИЗ'а РСФСР треста "Полиграфкнига" им. Евг. Соколовой. Ленинград, пр. Красных Командиров, 211.

# огиз 🙀 рсфер ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ "ГОСТЕХИЗДАТ"

Москва, Метростроевская, 1

Поступила в продажу новая книга:

МАКСВЕЛЛ ДЖ. К. — РЕЧИ И СТАТЬИ.

Пер. под ред. В. Ф. Миткевича

("Классики естествознания")

Стр. 227.

Ц. в пер. 6 р.

Кроме статей, переведенных и изданных Маракуевым в 1901 г. ("О действии на расстоянии", "Молекулы", "Атом", "Притяжение" и "Эфир"), в сборник включены следующие впервые публикуемые на русском языке работы Максвелла:

О соотношении между физикой и математикой.

Значение эксперимента в теоретическом познании.

О математической классификации физических величин.

Фарадей.

О "Соотношении физических сил" Грова.

О динамическом доказательстве молекулярного строения тел.

Герман Людвиг Фердинанд Гельмгольц.

Строение тел.

ПРОДАЖА В КНИЖНЫХ МАГАЗИНАХ И КИОСКАХ КОГИЗ'а. НАЛОЖЕННЫМ ПЛАТЕЖОМ (БЕЗ ЗАДАТКА) ВЫСЫЛАЕТ: "ТЕХКНИГА-ПОЧТОЙ", Москва, Рыбный пер., 2, пом. 26.

# СОДЕРЖАНИЕ

В. Г. ХЛОПИН	Ctp.
Памяти Льва Владимировича Мысовского (некролог)	2
<u>Л. Э. ПРОКОФЬЕВА-МИХАЙЛОВСКАЯ</u>	
Развитие метода фотоупругости в СССР	13
Р. МИНДЛИН	
Изучение напряжений методом фотоупругости	16
А. З. ГОЛИК	
Критическая точка	67
ИЗ ТЕКУЩЕЙ ИНТЕРАТУРЫ	
Условия получения интенсивных конных пучков. — Источник фокусиро- ванного пучка конов водорода и гелия. — Обнаружение отдель- ных конов, электронов и фотонов с помощью электронного умно-	

	жителя	(Н	Х леб	Нин	0B)	• •	•	٠	•	•	٠	٠	٠	•	٠	•	٠	•	٠	•	٠	•	•	٠	/4
Рентг	СНО-СПСК Туры ас	TPOC	KON	N460		N	18T	0 <b>Д</b>	ы	N		10/	10 a	ai	BH	i N	801	8.11 NR	141 (3	101	i ( E	ןד: <i>R</i> /	)yı aŭi	{ /	
	штейн						••• •		πµ		•					•	•			•	•		•	•	78
Новые	приборг	ы (А	. Ka	мар	ова	).	•										•								81

# **БИБЛИОГРАФИЯ**

Вульф А. А., Сборник упражнений по теории электромагнитного поля (А. Китайгородский).	82
Аннотированный список непериодической литературы по физическим	84

) . 11