

*Вам*

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

---

ПОД РЕДАКЦИЕЙ  
Э.В. ШПОЛЬСКОГО

ТОМ  
XXXIX  
ВЫПУСК 4  
ДЕКАБРЬ

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ  
МОСКВА 1949 ЛЕНИНГРАД

**РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:**

**С. И. ВАВИЛОВ, Д. И. БЛОХИНЦЕВ,  
В. И. ВЕКСЛЕР, С. Т. КОНОБЕЕВСКИЙ,  
Э. В. ШПОЛЬСКИЙ** — редактор

---

«Успехи физических наук» — журнал, посвящённый обзорам современного состояния наиболее актуальных проблем физики и смежных с нею наук. Предназначается для научных работников, аспирантов, студентов-физиков старших курсов, преподавателей.

Выходит 12 раз в год.

**Адрес редакции: Москва, Орликов пер., д. 3**



Иосиф Виссарионович  
СТАЛИН

## УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

### ТОВАРИЩ СТАЛИН—ВЕЛИЧАЙШИЙ УЧЁНЫЙ НАШЕЙ ЭПОХИ

(К СЕМИДЕСЯТИЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ)

Советские люди отмечают славную дату семидесятилетия со дня рождения товарища Сталина новым подъёмом творческой активности. Имя товарища Сталина воодушевляет трудящихся на новые трудовые подвиги во имя построения коммунизма.

Под руководством товарища Сталина в нашей стране осуществлены величайшие преобразования. Впервые на место стихийного процесса встало сознательное управление общественным производством, основанное на прочной базе марксистско-ленинской науки.

Верный соратник Ленина, продолжатель дела Ленина товарищ Сталин является величайшим учёным нашей эпохи, непревзойдённым мастером социалистической революции.

Товарищ Сталин мастерски сочетает теоретическую мощь с практической-революционным опытом рабочего движения. Ещё в ранние годы своей революционной деятельности товарищ Сталин, вслед за Лениным, учил рабочий класс понимать, что революционная наука и революционная практика неотделимы; что «если рабочее движение не соединено с научным социализмом, оно неизбежно мельчает», а с другой стороны, «научный социализм без рабочего движения—пустые слова, которые всегда легко пустить по ветру» (Сталин, Коротко о партийных разногласиях, Соч., т. 1, стр. 114 и 115). Спустя двадцать лет, в классическом труде «Об основах ленинизма» товарищ Сталин пишет: «Теория есть опыт рабочего движения всех стран, взятый в его общем виде. Конечно, теория становится беспредметной, если она не связывается с революционной практикой, точно так же, как и практика становится слепой, если она не освещает себе дорогу революционной теорией. Но теория может превратиться в величайшую силу рабочего движения, если она складывается в неразрывной связи с революционной практикой, ибо она, и только она, может дать движению уверенность, силу ориентировки и понимание внутренней связи окружающих событий, ибо она, и



только она, может помочь практике понять не только то, как и куда двигаются классы в настоящем, но и то, как и куда должны двинуться они в ближайшем будущем» (Сталин, Соч., т. 6, стр. 88—89).

Вся революционная борьба товарища Сталина проникнута этим духом единства революционной практики и теории.

Вместе с великим Лениным, товарищ Сталин создал учение о социалистической революции, раскрыл её движущие силы и резервы, доказал возможность для пролетариата повести за собой основные массы крестьянства, развил далее учение о диктатуре пролетариата, о передовом отряде рабочего класса—коммунистической партии, партии нового типа, об основах её строительства, о её месте в системе диктатуры пролетариата.

Это учение было выработано в ходе разрешения практических задач рабочего движения, оно служило маяком, освещающим практическую деятельность партии, определяло её стратегию и тактику.

В середине двадцатых годов, когда страна заканчивала восстановление промышленности и вступала в полосу перестройки народного хозяйства на новой технической основе, громадное практическое значение получил вопрос о возможности победы социализма в нашей стране. Без решения этого вопроса вся работа по строительству была бы работой без перспектив.

Опираясь на учение Ленина о возможности победы социализма в одной отдельно взятой стране, товарищ Сталин развил это учение дальше, отстоял его в борьбе против презренных врагов рабочего класса—троцкистов и других агентов капитализма, разработал конкретные пути и методы строительства социалистического общества, создал теорию социалистической индустриализации страны и теорию коллективизации сельского хозяйства, раскрыл роль государства при социализме, воодушевил партию, рабочий класс на борьбу за осуществление социализма.

Теоретический гений товарища Сталина, осветивший путь строительства социализма, его несокрушимая воля в борьбе за выполнение научно обоснованного плана привели советский народ к победе. Социализм построен в нашей стране. Товарищ Сталин, творец социализма, выступает как гениальный учёный, великий мастер революционной теории и революционной практики.

Ныне советский народ строит коммунизм на основе научной теории, развитой и поднятой товарищем Сталиным на высшую ступень. Товарищ Сталин доказал, что в такой стране, как наша, имеется полная возможность для построения коммунистического общества даже в условиях капиталистического окружения; установил, что в условиях капиталистического окружения государство при коммунизме не отмирает, а сохраняется, меняя лишь свои функции; разработал пути создания материальной базы коммунизма; открыл и обосновал, что стахановское движение прокладывает путь к коммунизму, ибо содержит в себе зерно такого культурно-технического

подъёма рабочего класса, который ведёт к уничтожению противоположности между умственным и физическим трудом; высоко поднял значение для строительства коммунизма изобилия наряду с материальными и духовных благ, расцвета науки, искусства, расцвета социалистических наций и их культуры; указал на исключительную важность борьбы с пережитками капитализма в сознании советских людей и воспитания их в духе коммунизма; открыл, что критика и самокритика — это особая закономерность и движущаяся сила советского общества, необходимое условие строительства коммунизма.

И ныне, как и в период перехода к построению социализма, товарищ Сталин даёт теоретическое обоснование возможности построения нового, коммунистического общества, указывает практические пути осуществления коммунизма, воодушевляет и организует партию и советский народ в борьбе за коммунизм, выступает как величайший учёный нового типа, наука которого служит практическим целям революционной борьбы трудящихся, даёт им ясность перспективы в труде и борьбе.

В своей революционной деятельности товарищ Сталин опирается на учение марксизма-ленинизма и творчески развивает его дальше. Ещё в работе «Анархизм или социализм», относящейся к 1906—1907 гг., товарищ Сталин творчески развивал основные положения материалистической диалектики. В работе «О диалектическом и историческом материализме» товарищ Сталин обобщил всё то, что дали Маркс, Энгельс и Ленин в учении о диалектическом методе и материалистической теории, поднял на высшую ступень учение диалектического и исторического материализма на основе всего опыта революционного движения.

Товарищ Сталин показал, что внутреннее содержание процесса развития явлений природы и общества состоит в борьбе между старым и новым, между отмирающим и нарождающимся, между отживающим и развивающимся. Положение марксизма о борьбе противоположностей как движущем факторе развития получило в работах товарища Сталина новое конкретное содержание. Огромным вкладом в учение о диалектическом материализме является сформулированный товарищем Сталиным закон о неодолимости нового, нарождающегося, развивающегося. Обобщая опыт истории, богатейший опыт революционной борьбы, товарищ Сталин учит: то, что отживает, — неизбежно должно потерпеть поражение, то, что растёт, развивается, — непобедимо. Раскрыв этот закон, товарищ Сталин дал теоретическое, философское обоснование неизбежности победы рабочего класса, победы социализма над капитализмом. Знание закона неодолимости нового увеличивает энергию трудящихся, укрепляет их волю к борьбе за победу нового, за победу коммунизма. Товарищ Сталин — величайший теоретик марксизма-ленинизма.

На протяжении всей своей деятельности товарищ Сталин ведёт непримиримую борьбу за ленинский принцип партийности в вопросах тео-

рии, беспощадно разит презренных врагов марксизма-ленинизма, показывает, что отступление от марксизма-ленинизма в теории есть измена делу рабочего класса, перебежка в лагерь его классовых врагов.

В классическом труде «История ВКП(б). Краткий курс» товарищ Сталин дал научное обобщение гигантского исторического опыта большевистской партии, на котором учатся большевизму сотни миллионов трудящихся. В этом труде товарищ Сталин с огромной убедительностью показал неразрывную связь между философией марксизма-ленинизма и революционной практической деятельностью большевистской партии.

Марксистско-ленинская материалистическая философия есть единственно правильная теория познания законов развития природы и общества, познания их такими, какими они существуют объективно. Марксизм-ленинизм учит тому, что знание законов развития природы и общества необходимо не для созерцания, а в целях изменения природы и общества, для сознательного воздействия на ход событий, учит их предвидению. «Сила марксистско-ленинской теории,—говорит товарищ Сталин,—состоит в том, что она даёт партии возможность ориентироваться в обстановке, понять внутреннюю связь окружающих событий, предвидеть ход событий и распознать не только то, как и куда развиваются события в настоящем, но и то, как и куда они должны развиваться в будущем» («История ВКП(б). Краткий курс», Госполитиздат, 1946, стр. 339).

Применяя и творчески развивая дальше философию марксизма-ленинизма, мастерски владея знанием законов общественного развития, товарищ Сталин видит далеко вперёд пути развития общества, являет классические образцы научного предвидения.

В период стабилизации капитализма, которую услужливые лакеи капитализма рекламировали как его возрождение, товарищ Сталин указал, что «Октябрьская революция нанесла мировому капитализму смертельную рану, от которой он никогда не оправится больше. Именно поэтому капитализм никогда больше не вернёт себе того „равновесия“ и той „устойчивости“, которыми он обладал до Октября. Капитализм может частично стабилизироваться, он может рационализировать своё производство, отдать управление страной фашизму, зажать временно рабочий класс, но он никогда не вернёт себе того „спокойствия“ и той „уверенности“, того „равновесия“ и той „устойчивости“, которыми он щеголял раньше, ибо кризис мирового капитализма дошёл до такой степени развития, когда огни революции неизбежно должны прорываться то в центрах империализма, то в периферии, сводя к нулю капиталистические заплаты и приближая день за днём падение капитализма» (Сталин, Международный характер Октябрьской революции, Соч., т. 10, стр. 246).

История развития капитализма за последнее двадцатилетие показывает, что этот прогноз товарища Сталина оправдывается с исключительной силой. Ныне трудящимся всего мира всё более становится

ясным, что капитализм не может ликвидировать тяжёлые экономические последствия второй мировой войны, что он не в состоянии избежать нарастающего экономического кризиса, что неистовство империалистической реакции, готовящей новые военные авантюры, есть показатель не силы, а слабости капитализма, свидетельство того, что капитализм смертельно ранен, что он обречён историей.

Ещё в самом начале китайской революции, в 1927 году, когда скептики болтали о её спаде, товарищ Сталин говорил о её перспективах: «Тот факт, что китайская революция не привела ещё к прямой победе над империализмом, этот факт не может иметь решающего значения в смысле перспектив революции. Великие народные революции никогда вообще не побеждают до конца в первом туре своих выступлений. Они растут и укрепляются в порядке приливов и отливов. Так было везде, в том числе и в России. Так будет и в Китае. Самым важным результатом китайской революции является тот факт, что она разбудила от вековой спячки и привела в движение сотни миллионов эксплуатируемых и угнетённых, разоблачила вконец контрреволюционность генеральских клик, сорвала маску с гоминдановских прислужников контрреволюции, укрепила авторитет коммунистической партии среди народных низов, подняла движение в целом на высшую стадию и пробудила новые надежды среди миллионов людей угнетённых классов Индии, Индонезии и т. д. Только слепые и малодушные могут сомневаться в том, что китайские рабочие и крестьяне идут к новому революционному подъёму» (там же, XV съезд ВКП(б), стр. 283).

Оправдалось и это предвидение товарища Сталина: китайский народ в результате подъёма революционного движения разбил контрреволюционную клику гоминдановцев и стоящий за её спиной американский империализм, образовал Китайскую Народную Республику, коренным образом изменил соотношение сил в пользу лагеря мира, лагеря социализма.

Более двадцати лет тому назад товарищ Сталин высказал замечательные идеи о возможных путях развития мировой революции. Подчёркивая тот факт, что при капитализме существуют противоречия не только между трудом и капиталом, но и между отдельными империалистическими государствами, а также между империалистическими странами и колониями, что все эти противоречия углубляются и обостряются наличием великой Республики Советов, товарищ Сталин указывал, что теперь уже неверно думать, будто революция будет развиваться путём равномерного «вызревания» элементов социализма, прежде всего в более развитых, в «передовых» странах: «Вероятнее всего, что мировая революция будет развиваться путём революционного отпадения ряда новых стран от системы империалистических государств при поддержке пролетариев этих стран со стороны пролетариата империалистических государств. Мы видим, что первая отпавшая страна, первая победившая страна уже поддерживается

рабочими и трудящимися массами других стран. Без этой поддержки она не могла бы продержаться. Несомненно, что эта поддержка будет усиливаться и нарастать. Но несомненно также и то, что само развитие мировой революции, самый процесс отпадения от империализма ряда новых стран будет происходить тем скорее и основательнее, чем основательнее будет укрепляться социализм в первой победившей стране, чем скорее будет превращаться эта страна в базу дальнейшего развёртывания мировой революции, в рычаг дальнейшего разложения империализма» (Сталин, Октябрьская революция и тактика русских коммунистов, Соч., т. 6, стр. 398—399). Развязываемые империалистами мировые войны не могут принести капитализму спасения. Напротив, они приводят к изменению соотношения сил в пользу социализма. В 1934 году, указывая, что дело идёт к новой империалистической войне, товарищ Сталин предсказывал, что она «наверняка развяжет революцию и поставит под вопрос само существование капитализма в ряде стран, как это имело место в ходе первой империалистической войны» (Сталин, Отчётный доклад XVII съезду партии, Вопросы ленинизма, 11-е изд., стр. 431).

И этот гениальный прогноз товарища Сталина оправдался с непреклонностью закона: во второй мировой войне от системы капитализма отпал ряд стран народной демократии в юго-восточной и центральной Европе, а также на Востоке.

Товарищ Сталин ясно видел те формы, которые примет в последующие десятилетия борьба между международной революцией и международной реакцией. В беседе с первой американской рабочей делегацией в 1927 году товарищ Сталин говорил: «Нельзя представлять дело так, что рабочий класс одной страны или нескольких стран будет идти к социализму и тем более к коммунизму, а капиталисты других стран будут смотреть на это равнодушно и сидеть сложа руки. Тем более нельзя представлять, что рабочий класс в капиталистических странах согласится быть простым зрителем победоносного развития социализма в той или иной стране. На самом деле капиталисты будут делать всё зависящее от них для того, чтобы задушить такие страны. На самом деле каждый серьёзный шаг к социализму и тем более к коммунизму в той или иной стране неизбежно будет сопровождаться неудержимым порывом рабочего класса капиталистических стран к завоеванию власти и социализма в этих странах.

Таким образом, в ходе дальнейшего развития международной революции и международной реакции будут складываться два центра мирового масштаба: центр социалистический, стягивающий к себе страны, тяготеющие к социализму, и центр капиталистический, стягивающий к себе страны, тяготеющие к капитализму. Борьба этих двух лагерей решит судьбу капитализма и социализма во всём мире» (Сталин, Соч., т. 10, стр. 134—135).

И этот научный прогноз товарища Сталина оправдывается с поразительной точностью. Наша страна на всех парах идёт к комму-

низму. Звериную ненависть питают к ней империалисты, плетущие сети военных заговоров против неё. С любовью и надеждой смотрят на неё трудящиеся капиталистических стран, полные решимости защищать мир и социализм против империалистов. Уже сложились два центра мирового масштаба: центр капиталистический — США во главе с финансовыми монополиями, и центр социалистический — СССР, к которому тяготеют страны народных демократий. Советский Союз делает всё возможное, чтобы предотвратить войну. Он не боится мирного соревнования с капитализмом. Но он не боится и войны, ибо нет никаких сомнений в том, что «если империалисты развяжут третью мировую войну, то эта война явится могилой уже не для отдельных капиталистических государств, а для всего мирового капитализма» (Г. М. Маленков).

Таковы некоторые примеры гениальных научных прогнозов товарища Сталина и их подтверждения в ходе мировой истории. Они показывают непревзойдённую мощь теоретического мышления товарища Сталина, исключительную познавательную силу марсистско-ленинской теории.

Как подлинный муж передовой науки, как мастер диалектики общественного развития товарищ Сталин зорко подмечает новое в общественном движении, что находится ещё в зачаточном состоянии и теряется среди других явлений, но что имеет тенденцию расти, имеет будущее, что следует поддержать.

Так, классическим примером нового в советском обществе является народное движение — социалистическое соревнование и его высшая форма — стахановское движение. Товарищ Сталин всем своим авторитетом поддержал это движение, помог партии и всему народу увидеть в нём метод строительства коммунизма. «Разве не ясно, — говорит товарищ Сталин, — что стахановцы являются новаторами в нашей промышленности, что стахановское движение представляет будущность нашей индустрии, что оно содержит в себе зерно будущего культурно-технического подъёма рабочего класса, что оно открывает нам тот путь, на котором только и можно добиться тех высших показателей производительности труда, которые необходимы для перехода от социализма к коммунизму и уничтожения противоположности между трудом умственным и трудом физическим?» (Сталин, Речь на первом всесоюзном совещании стахановцев, Вопросы ленинизма, 11-е изд., стр. 496). Сталинская оценка стахановского движения глубоко запала в душу трудящихся, превратила социалистическое соревнование во всенародное движение.

Разрешение теоретических проблем, возникающих в ходе борьбы рабочего класса, замечательные предвидения того, «как и куда будут двигаться классы», усмотрение в явлениях современности закономерных черт будущего, глубокая принципиальность, партийность в вопросах теории — всё это характеризует в товарище Сталине гениального учёного нашей великой эпохи.

Товарищ Сталин разрабатывает теоретические проблемы, которые являются жизненно необходимыми для дела рабочего класса, для борьбы за социализм. Какие бы проблемы ни приходилось ему решать — политические, экономические, военные, философские, исторические или другие, — товарищ Сталин всюду двигает вперёд революционную теорию и революционную практику, поднимает науку на небывалую высоту.

Классические труды товарища Сталина развивают марксистско-ленинскую теорию применительно к новой эпохе, эпохе империализма и пролетарских революций, эпохе победы социализма в нашей стране. Они имеют руководящее значение для стран народной демократии, вступивших на путь строительства социализма, они вооружают братские компартии для борьбы за победу коммунизма во всём мире, вселяют в передовых представителях трудящихся всех стран уверенность в победе дела рабочего класса.

Великое движение за мир, охватившее ныне сотни миллионов трудящихся всех национальностей и рас, видит в товарище Сталине несокрушимый оплот мира и демократии.

Имя товарища Сталина объединило вокруг себя огромнейшую и лучшую часть человечества. Товарищ Сталин, продолжатель дела Ленина, гениальный мыслитель рабочего класса, великий зодчий социализма, творец самой демократической Конституции в мире, стал для всего прогрессивного человечества знаменем борьбы за самые насущные права трудящихся на труд, на хлеб, на мир и свободу.

\* \* \*

Великая Октябрьская Социалистическая революция разрушила все барьеры для развития науки, широко раскрыла двери к науке для народа, поставила науку на службу народу.

В советское время организация научно-исследовательского дела получила в нашей стране невиданный размах и новые формы. Академия наук СССР из небольшого, оторванного от практических задач «академического» учреждения реорганизована в мощную ассоциацию научно-исследовательских институтов, штаб советской науки, охватывающий почти всё многообразие научных областей, включая и технику. Перед научными учреждениями поставлена задача «планомерного использования научных достижений для содействия строительству нового социалистического бесклассового общества» (из Устава АН СССР). Большая работа проведена по воспитанию научных кадров в национальных республиках; в десяти союзных республиках организованы и успешно работают республиканские академии. Созданы отраслевые академии — сельскохозяйственная, педагогическая, академия медицины, архитектуры и другие. В промышленности развилась мощная сеть отраслевых научных институтов. Значительно расширилась сеть университетов, особенно в союзных республиках и научно-исследовательских институтов в них. В основу развития

науки, как и всего народного хозяйства, положен государственный план. Армия работников науки насчитывает сотни тысяч людей, из них несколько десятков тысяч высшей квалификации. Свыше трёх с половиной тысяч деятелей науки и техники удостоены звания лауреатов Сталинской премии. В советское время достигла высшего расцвета деятельность учёных, которыми гордится наша страна, — Павлова, Мичурина, Вильямса, Лысенко, Жуковского, Чаплыгина. Крылова, Рождественского, Вавилова, Циолковского, Губкина, Карпинского, Обручева, Баха, Курнакова, Фаворского, Зелинского, Бурденко, Комарова, Марра и многих других.

Расцвет науки в Советском Союзе, её огромные успехи, её рост вширь и вглубь, рост марксистского сознания людей науки неразрывно связаны с именем товарища Сталина. Товарищ Сталин проявляет повседневную заботу о развитии науки, о нуждах людей науки, воодушевляет людей науки. Это он, вместе с Лениным, открыл для науки великого преобразователя природы И. В. Мичурина, поддержал замечательного учёного-изобретателя К. Э. Циолковского, содействовал строительству «столицы физиологической науки» — Колтушей, где расцвела деятельность великого физиолога И. П. Павлова. По инициативе товарища Сталина ныне ведётся исключительное по масштабам строительство научно-исследовательской и учебной базы Московского государственного университета.

Товарищ Сталин рассматривает науку как мощный рычаг в руках государства, позволяющий по-новому преобразовать уровень и темпы развития производительных сил страны. Ещё в 1924 году товарищ Сталин задумывал осуществление плана мелиоративных мероприятий по зоне Самара — Саратов — Астрахань — Ставрополь с целью застраховать сельское хозяйство от случайностей засухи. Ныне этот план превратился в грандиозный план полезащитных лесонасаждений, внедрения травопольных севооборотов, строительства прудов и водоёмов для обеспечения высоких и устойчивых урожаев в степных и лесостепных районах Европейской части СССР. В этом плане, который народ любовно наименовал «Сталинским планом преобразования природы», выражены извечные чаяния крестьянства, страдающего от неурожаев вследствие засухи. В этом плане в невиданных масштабах претворяются в жизнь мечты и достижения корифеев отечественной сельскохозяйственной науки — Докучаева, Вильямса, Лысенко.

От товарища Сталина советская наука получает направляющие указания путей своего развития. По его указанию велась реорганизация Академии наук СССР, создавались новые академии, строились академии и другие научные учреждения в союзных республиках. Почти в самом начале Великой Отечественной войны, в апреле 1942 года, в телеграмме на имя Президента Академии наук СССР товарищ Сталин выражал надежду, «что Академия наук СССР возглавит движение новаторов в области науки и производства и станет центром пере-



довой советской науки в развернувшейся борьбе со злейшим врагом нашего народа и всех других свободолюбивых народов с немецким фашизмом». Вскоре после победы над немецким фашизмом товарищ Сталин поставил перед советской наукой задачу «не только догнать, но и превзойти в ближайшее время достижения науки за пределами нашей страны».

Товарищ Сталин учит людей науки тому, какой должна быть подлинная передовая наука.

Передовая наука служит народу, передаёт ему все завоевания, обслуживает народ не по принуждению, а добровольно, с охотой.

Передовая наука не замыкается в скорлупу монополистов, жрецов науки, а добровольно и охотно открывает все двери науки молодым силам нашей страны.

Люди передовой науки понимают силу и значение установившихся в науке традиций, используют их, но не являются рабами традиций, смело ломают старые традиции, нормы, установки, когда они устаревают и становятся тормозом для движения вперёд.

«Наука, — говорит товарищ Сталин, — потому и называется наукой, что она не признаёт фетишей, не боится поднять руку на отживающее, старое и чутко прислушивается к голосу опыта, практики. Если бы дело обстояло иначе, у нас не было бы вообще науки...» (Сталин, Речь на первом всесоюзном совещании стахановцев, Вопросы ленинизма, 11-е изд., стр. 502).

Ленин и Сталин являют собой образцы мужей науки, которые смело поднимают руку на устаревшие положения науки, неустанно учат тому, чтобы не превращали науку в догму, а принимали её как руководство к действию. Учение Ленина и Сталина о возможности победы социализма в одной отдельно взятой стране, учение товарища Сталина об усилении роли государства при социализме в условиях капиталистического окружения — примеры того, как наши учителя воспринимают марксизм творчески, развивают его в новых условиях, а не превращают в догму.

Постоянное движение вперёд в интересах народа, поддержка того, что имеет будущее, борьба с тем, что тянет назад, — таков необходимый признак передовой науки, так понимает науку товарищ Сталин.

Отсюда вытекает и та оценка роли новаторов производства в науке, которую дал товарищ Сталин: «Бывает и так, что новые пути науки и техники прокладывают иногда не общеизвестные в науке люди, а совершенно неизвестные в научном мире люди, простые люди, практики, новаторы дела» (Сталин, Речь на приеме в Кремле работников высшей школы). К людям,двигающим вперёд науку и технику, товарищ Сталин относит стахановцев, опрокидывающих существующие нормы, установленные известными людьми науки и техники, как устаревшие. Не случайно, что среди лауреатов Сталинских премий за высшие достижения в области науки и техники мы встреча-

ем имена знатных стахановцев нашей промышленности и сельского хозяйства, мастеров высокой производительности труда. Не случайно, что именно в стахановском движении товарищ Сталин увидел пути преодоления противоположности между трудом физическим и умственным.

Неустанно заботясь о том, чтобы люди науки понимали пути общественного развития, чтобы они сознательно и добровольно служили народу, которому принадлежит будущее, товарищ Сталин с особой силой выдвинул перед научными кадрами задачу овладения марксистско-ленинской наукой: «Но есть одна отрасль науки, знание которой должно быть обязательным для большевиков всех отраслей науки, — это марксистско-ленинская наука об обществе, о законах развития общества, о законах развития пролетарской революции, о законах развития социалистического строительства, о победе коммунизма. Ибо нельзя считать действительным ленинцем человека, именующего себя ленинцем, но замкнувшегося в свою специальность, замкнувшегося, скажем, в математику, ботанику или химию и не видящего ничего дальше своей специальности. Ленинец не может быть только специалистом облюбованной им отрасли науки, — он должен быть вместе с тем политиком-общественником, живо интересующимся судьбой своей страны, знакомым с законами общественного развития, умеющим пользоваться этими законами и стремящимся быть активным участником политического руководства страной» (Сталин, Отчётный доклад на XVIII съезде партии, Вопросы ленинизма, 11-е изд., стр. 598—599). Эти указания товарища Сталина советские учёные воспринимают как важнейшее и необходимое условие своей успешной научной деятельности, залог создания передовой науки.

Товарищ Сталин учит людей науки большевистской партийности в науке, непримиримости к врагам марксизма-ленинизма, учит распознавать за якобы научным объективизмом выражение чуждых классовых интересов. Большую помощь оказал товарищ Сталин философам в разоблачении и разгроме враждебного большевизму меньшевистствующего идеализма. Товарищ Сталин вскрыл объективистские ошибки в учебнике Г. Ф. Александрова «История западно-европейской философии», в котором автор выступает «как проповедник беззубого вегетарианства по отношению к философским противникам» (Жданов), в котором марксизм не был представлен как открытие, как революция в философии.

Товарищ Сталин поддерживает всё передовое в науке, направляет её по единственно правильному материалистическому пути. Руководствуясь идеями товарища Сталина, деятели науки разгромили реакционный вейсманизм-морганизм и расчистили путь для процветания передовой мичуринской биологии.

Заслуга советских мичуринцев во главе с Т. Д. Лысенко состоит в том, что они поняли, что борьба между вейсманизмом-морга-

низмом и мичуринской биологией — не «академические» споры, а выражение борьбы между двумя противоположными идеологиями, между идеологиями социализма и капитализма, что это есть борьба между старым и новым, между отживающим и развивающимся.

Они сделали для биологии вывод из учения Ленина и Сталина о связи теории с практикой. Сила мичуринского учения состоит в том, что оно развивалось вместе с развитием социалистического сельского хозяйства, что оно тесно связано с колхозами и совхозами, что оно разрабатывало теоретические проблемы путём решения практически важных задач социалистического сельского хозяйства. Только на почве тесной связи биологической теории и колхозно-совхозной практики и могло вырасти такое мощное передовое учение, как мичуринская биология.

Сила мичуринского учения состоит далее в том, что оно превращает биологию из науки, объясняющей природу, каким был, например, домичуринский дарвинизм, в науку, преобразующую природу. Такое понимание роли науки лежит в основе марксистско-ленинской философии.

Мичуринское учение показало необходимость усиления борьбы со всеми «теориями», которые ставят пределы для познания и переделки природы человеком. Мичуринцы разгромили вейсманистско-морганистские идейки о случайности, которая якобы господствует в биологии; господством в природе случайностей, исключающих закономерность, необходимую связь явлений, идеалисты обосновывают агностицизм, позитивизм в науке, который только констатирует факты, после того как они произошли, а не вскрывает необходимую закономерную связь фактов и не предсказывает их.

Буржуазные идеологи стремятся внушить идеи о бессилии человека перед явлениями природы и общества. Марксизм-ленинизм учит тому, что человек, напротив, способен познать и изменить мир. Товарищ Сталин учит тому, что наука, которая не даёт практической ясной перспективы, силы ориентировки, и уверенности в достижении практических целей, не достойна называться наукой. Наука — враг случайностей. Природа не есть случайное скопление не связанных друг с другом предметов. Товарищ Сталин пишет: «В противоположность метафизике диалектика рассматривает природу не как случайное скопление предметов, явлений, оторванных друг от друга, изолированных друг от друга и не зависящих друг от друга, — а как связанное, единое целое, где предметы, явления органически связаны друг с другом, зависят друг от друга и обуславливают друг друга» (Сталин, Вопросы ленинизма, 11-е изд., стр. 536). Столь же закономерны и явления общественной жизни. Именно на факте существования в явлениях общественной жизни объективных закономерностей, на познании этих закономерностей и основываются гениальные прогнозы товарища Сталина, на этом основана возможность изменения, перестройки общества рабочим классом.

Советская физика по своей идейной вооружённости — самая передовая физика в мире; она руководствуется объективно верной, научной теорией познания, разработанной в трудах Маркса, Энгельса, Ленина, Сталина. Она видит свою задачу в познании свойств объективной природы, в целях её изменения в интересах человека, и знает, что этому познанию нет никаких преград, сколь бы нова ни была исследуемая область природы.

Партия и правительство, товарищ Сталин создали все условия для развития и быстрого прогресса советской физики.

Многотысячная армия советских физиков отвечает на эти заботы подъёмом творческих сил, значительными результатами во всех областях физической науки, поднявшими её на высший уровень.

Американские биржевики и дипломаты ещё недавно строили свои расчёты на то, что собрав в своих лабораториях едва ли не всех физиков Западной Европы и Америки, США оставили далеко позади науку страны социализма в самой актуальной и важной области — в области получения атомной энергии. Но близорукие расчёты поджигателей войны на слабость наших физических наук оказались вдребезги разбитыми: советская наука уже давно овладела атомной энергией.

Советские физики сделали открытия решающего значения в области ядерной физики и физики космических лучей. Они заложили основу современных представлений о структуре атомных ядер; и о ядерных силах, а также основы теории деления атомных ядер; установили экспериментально наличие самопроизвольного деления урана; открыли явление ядерной изомерии и исследовали самые существенные стороны этой проблемы. Советскими физиками сделано важнейшее открытие в космических лучах целого семейства элементарных частиц, имеющих разнообразные массы, вплоть до масс, превышающих массу протона (варитроны); это открытие вынуждает совершенно по-новому подходить к проблеме природы ядерных сил — важнейшей проблеме ядерной физики. Ими установлены взрывы атомных ядер под действием космических лучей, обнаружено наличие в космических лучах узких ливней и частиц, вызывающих взрывы атомных ядер, развиты плодотворные идеи о происхождении космических лучей и каскадная теория ливней, значительно усовершенствована методика исследования космических лучей и ядерных процессов (метод Скобельцына, метод толстослойных фотопластин, автоматическая аппаратура по исследованию космических лучей в верхних слоях атмосферы и т. п.).

Немало выдающихся открытий сделано советскими физиками в области оптики. Так, одним из важнейших открытий в физике XX века является открытие комбинационного рассеяния света; оно имеет большое теоретическое значение для изучения структуры молекул и нашло также широкое практическое применение как мощный метод молекулярного спектрального анализа. Советскими физиками открыто и объяснено явление излучения электронов, равно-

мерно движущихся в среде со скоростью, превышающей фазовую скорость света. Советским физикам принадлежат фундаментальные работы, доказывающие квантовую природу фотоэффекта. Ими же открыты квантовые флюктуации видимого света — одно из наиболее наглядных доказательств корпускулярной природы света. Выдающееся значение имеют исследования советских физиков в области флуоресценции как в газах, так и в конденсированных системах. Исследования флуоресценции в газах и парах не только пролили свет на природу оптического возбуждения атомов и молекул, но и позволили советским же физикам раскрыть механизм элементарных фотохимических процессов. Обширные исследования советской школы физиков в области флуоресценции в растворах и в твёрдых телах имеют выдающееся теоретическое и практическое значение в разработке новых фосфоров для люминесцентных ламп, разработки методов флуоресцентного анализа и т. п. В Советском Союзе впервые открыта сверхтонкая структура оптических спектров, связанная с влиянием ядра на движение электронов.

Весьма важны с практической и теоретической точек зрения выполненные советскими учёными исследования явлений рассеяния света в мутных средах.

Работами советской школы физиков создана обширная новая глава теории колебаний — теория нелинейных колебаний, имеющая выдающийся научный интерес и громадное практическое значение в электротехнике, авиатехнике и в теории автоматического регулирования. В учении о распространении радиоволн советскими физиками также открыта новая глава, благодаря разработке и применению методов радиointерференции, получивших важные практические применения (радиодальномеры, радиоальтиметры, радиointерференционные методы в геодезии и навигации). Советским же физикам принадлежит наиболее строгая теория распространения радиоволн над земной поверхностью.

Исключительно важны работы советских физиков и физико-химиков по кинетике химических процессов. Они разработали теорию цепных реакций, имеющую большое значение для теории горения и взрывов.

Важные работы выполнены и в области физики низких температур, в которой открыт и исследован ряд принципиально новых явлений (сверхтекучесть гелия, «второй звук» в гелии) и дана их теория.

Советские работы по теории магнетизма позволили усовершенствовать электротехнические машины, послужили основой для создания нового вида дефектоскопии — магнитной дефектоскопии металлических изделий.

Большие результаты имеет советская физика в области выяснения механизма молекулярных процессов, происходящих в металлах, стёклах, полимерах и т. п. при их варке или обработке. Эти работы имеют то существенное значение, что они позволяют ускорять и улуч-

шать технологические процессы обработки, создавать материалы с заранее заданными свойствами.

Так, советские физики выяснили природу мартенситных и аустенитных превращений в металлах, исследовали процессы кристаллизации металлов, явления диффузий, а также усталости металлов; эти исследования позволили нашим заводам создать первоклассного качества броню, динамное железо, магнитную сталь, лёгкие сплавы. Исследования советских физиков и физико-химиков помогли нашей промышленности создать синтетический каучук, морозостойкую резину, теплостойкий эскапон, идеально изолирующий стирол, элегаз с высокой электрической прочностью. Созданы и внедрены в практику материалы со сверхвысокой диэлектрической проницаемостью, имеющие важное значение в электро- и особенно в радиотехнике. Разработаны методы управления процессом плавки оптического стекла с заранее заданными оптическими свойствами. Разработаны методики спектрального анализа и аппаратура для экспресс-контроля состава металлических сплавов, ныне широко внедрённого в металлургической и металлообрабатывающей промышленности. В постановке и решении всех этих проблем советские физики прокладывали пионерские пути, далеко двигали вперёд науку и технику.

Передовые позиции занимают советские физики в области приборостроения. Известно, что первые радиолокационные приборы созданы в СССР. В Советском Союзе впервые разработана идея современных ускорителей частиц для ядерных реакций — бетатронов, синхротронов и фазотронов; сконструированы многие приборы нового типа, например анаберрационные (менисковые) оптические системы, радиодальномеры, созданы рекордные по чувствительности вакуумные фотоэлементы, применяемые в звуковом кино, автоматике и телеуправлении, интерферометры для контроля за обработкой поверхностей, наиболее светосильные спектрографы, выпрямители, оригинальные фотоэлектронные умножители, построены ахроматические объективы для ультрафиолетовых микроскопов и разработан метод цветовой трансформации в ультрафиолетовой микроскопии, имеющий важное значение для биологии и металловедения, и т. д. и т. п.

Нет ни возможности, ни необходимости перечислить все достижения советской физики, взращённой советским правительством, партией, товарищем Сталиным.

Можно с гордостью сказать, что советская физика в разработке конкретных физических проблем идёт своими оригинальными путями, что её достижения не единичны, они охватывают широкий фронт всех разделов физики, характеризуют высокий класс советской физики, быстрый и мощный рост её кадров. Советским физикам по плечу теперь любая научная задача, которую могут поставить перед ними партия и товарищ Сталин.

Достижения советских физиков отнюдь не означают, что ими решены все задачи. Товарищ Сталин учит советских людей не заста-

ваться, не довольствоваться достигнутым, неуклонно повышать требования к самим себе. Строительство коммунизма, борьба за мир против поджигателей войны выдвигают перед советским народом все новые огромные задачи. Из этого возникают требования народа, товарища Сталина к людям науки. Необходимо неустанно и непрерывно умножать успехи советской физики. Необходимо со страстью большевиков бороться за выполнение указаний товарища Сталина, за воплощение в жизнь его мудрого учения.

Товарищ Сталин, партия в своих решениях и указаниях по идеологическим вопросам учат советских людей борьбе против безыдейности и аполитичности во всех областях идеологической деятельности, против преклонения перед иностранной буржуазной культурой, против квазиобъективизма, за боевую большевистскую партийность.

Советские физики следуют этим указаниям партии, указаниям товарища Сталина.

Советские учёные помнят о коренной противоположности между прогрессивной, социалистической, и реакционной, капиталистической, идеологиями. Идеология, которой руководствуется конкретная наука, определяет её успехи или неудачи, её поступательное движение вперёд или застой. Передовая марксистско-ленинская философия является основой для невиданного роста нашей науки, для успешного и быстрого решения поставленной товарищем Сталиным задачи — превзойти в ближайшее время достижения науки за пределами нашей страны. Советская физика успешно решает эту задачу. Зарубежная физика в капиталистических странах переживает непрерывный идеологический кризис, её развитие сковывают лженаучные «теории физического познания», во множестве создаваемые буржуазными школами, в которых отрицается существование объективной реальности, ограничиваются возможности познания микроявлений, изучение объективных свойств природы подменяется изучением «процедуры измерения». Зарубежные теоретики протаскивают в физику нелепые антинаучные идеи о том, будто единичные процессы в микромире абсолютно случайны, причинно не обусловлены, чем подрываются самые основы науки.

Советским ли учёным, руководящимся самой передовой теорией марксизма-ленинизма, имеющим все условия для быстрого продвижения физической науки вперёд, достигшим серьёзных успехов во всех её областях, склонять головы перед реакционными зарубежными теориями!

Передовые советские учёные-патриоты исполнены чувства глубокой благодарности товарищу Сталину, который помог рассеять дух низкопоклонства, показать в подлинном величии творческий гений нашего народа, воспитать чувство достоинства советского гражданина.

Однако порок низкопоклонства не изжит ещё полностью у отдельных физиков, кое-кто ещё считает зарубежных теоретиков своим образцом, кое-кто в своих работах из соображений личных симпатий и антипатий готов промолчать о трудах советских учёных, но

отметить имена зарубежных, тем самым объективно нанося ущерб приоритету советской науки. У некоторых людей отдельные достижения зарубежной физики служат основанием для переоценки уровня развития зарубежной физики и недооценки уровня советской физики.

Советские физики, во всей своей деятельности должны проявлять непримиримость и страстность в борьбе с реакционными лжеучениями, должны по всему фронту противопоставлять советскую физику физике буржуазных школ. Нужно помнить, что идеализм в теориях зарубежных физиков — не случайный «довесок» к физической теории, не результат досужей фантазии; идеализм выражается в способе подхода к познанию, к предмету познания — природе, а это означает, что физические идеалисты самые физические теории строят на идеалистической основе. Это обязывает нас тщательно исследовать вопрос о том, что в физических теориях зарубежных школ есть отражение объективных закономерностей природы, а что является (применяя образное выражение Ленина) односторонним превращением отрезка кривой познания в прямую, ведущую в болото идеализма.

Учась у товарища Сталина непримиримости к врагам материализма, советские физики должны разгромить процветающие за рубежом многочисленные реакционные идеалистические школы в физике, показать, что они искажают и затемняют сущность достижений современной физики, являются тормозом на пути её развития.

Назрела необходимость для советских физиков ещё глубже овладеть материалистической теорией познания, осмыслить достижения современной физики с позиций диалектического материализма. Выполнение этой работы позволит глубже оценить эти достижения, охватить их единой целостной теорией, более быстрыми темпами двинуть физику вперёд, поднимет советскую физику на неизмеримо более высокий уровень, улучшит дело подготовки новых кадров.

В нашей педагогической практике, как и в учебниках по физике для вузов, всё ещё имеет место «академический» объективизм, под личиной которого зачастую протаскиваются идеалистические теории познания. Пора уже создать учебники по физике, в которых изложение предмета было бы проникнуто марксистско-ленинским мировоззрением. Речь идёт не об изменениях в учебниках отдельных формулировок или дополнении их оговорками; нужно, чтобы сам предмет физики был изложен в свете ленинской теории познания.

Физика является одним из могучих средств развития производительных сил общества, которые должны достигнуть небывалого размаха при коммунизме, ныне воплощаемом в жизнь советским народом. Советские физики должны ещё активнее включиться в решение практически важных задач народного хозяйства. От этого выиграет и физическая теория, ибо только та теория плодотворна и жизненна, которая родилась в ходе решения практических задач, которая нацелена не на созерцание, а на активное изменение мира. Наличие в некоторых институтах завершённых и не внедрённых в практику



научных работ свидетельствует о всё ещё имеющемся отрыве этих институтов и отдельных учёных от практических задач социалистического строительства, о работе некоторых учёных «на архив». Сила советского учёного — в слиянии его труда с трудом народа. Нужно непрестанно учиться у товарища Сталина тому, как он осуществляет в своей революционной деятельности единство теории и практики.

Советская физическая общественность, учёные советы, научные кафедры и семинары, научная печать должны смелее и шире применять метод большевистской критики и самокритики, развитый в трудах товарища Сталина. Большевистская критика и самокритика должны способствовать преодолению недостатков в развитии советской физики, опасности отрыва от практики, высокомерного отношения к новаторству, стремления установить монополию в науке, свойственные отдельным консерваторам от науки. Она должна разоблачать врагов советской идеологии, помогать отдельным советским физикам преодолевать их шатания в оценке «теорий физического знания», которые фабрикуются зарубежными школами, усилить нашу борьбу с идеалистическими зарубежными теориями в физике. Критика и самокритика поможет советским физикам находить правильные пути в науке, будет способствовать развитию советской физики в целом.

Советская физика находится на подъёме. Об этом свидетельствует рост её конкретных достижений, рост теоретического уровня её кадров. Уже сейчас мы имеем и в ближайшем будущем будем иметь ещё больше попыток по-своему, с позиций диалектического материализма, осмыслить проблемы современной физики. Необходимо оказать товарищескую помощь всякому серьёзному начинанию в этом направлении, обсуждать, а не отбрасывать с порога поиски новых путей только потому, что они идут в разрез с установившимися, часто пришедшими из-за рубежа, традициями, или потому, что они имеют частные недостатки или недоработку. Товарищ Сталин учит нас тому, что наука перестает быть наукой, если она следует традициям и теряет чувство нового. Передовые идеи в советской науке могут и должны развиваться в обстановке поддержки всей советской научной общественности.

Таковы самые общие выводы, которые делают для себя советские физики из учения нашего великого вождя товарища Сталина, из указаний нашей партии.

\* \* \*

Советская наука отвечает на заботы вождя новыми успехами. Усиливается содружество людей науки с передовыми людьми промышленности и сельского хозяйства, дающее замечательные результаты в деле повышения производительности труда. Наши научные учреждения во главе со штабом советской науки — Академией наук СССР — твёрдо встали на путь укрепления связи науки с производством, подчинения научно-исследовательских планов практическим

задачам социалистического строительства. Награждённая ныне орденом Ленина Академия сельскохозяйственных наук имени Ленина, руководимая смелым новатором сельскохозяйственной науки Т. Д. Лысенко, являет собой образец тесной связи деятелей науки с передовыми колхозами, успешно решает правительственные задания по борьбе с засухой, внедрению травопольной системы, развитию животноводства.

Подводя итоги успехам советского народа во всех областях социалистического народного хозяйства и культуры, товарищ Маленков в докладе о 32-й годовщине Великой Октябрьской Социалистической революции отметил и значительные успехи, достигнутые в области науки.

Взращённая товарищем Сталиным советская наука является самой передовой в мире. Наука в капиталистическом мире — будет ли то физика, или медицина, или философия — служит эгоистическим интересам финансовых монополий, делу угнетения народов, делу войны. Советская наука высоко подняла знамя прогресса. Она кровно связана со своим народом; она служит самому благородному делу — делу построения коммунизма, построения счастья народа. «Советская наука, — говорит товарищ Маленков, — направлена на службу делу мира и процветания нашей Родины. Если атомная энергия в руках империалистов является источником производства смертоносных орудий, средством запугивания, орудием шантажа и насилия, то в руках советских людей она может и должна служить могучим средством невиданного ещё до сих пор технического прогресса, дальнейшего быстрого роста производительных сил нашей страны».

Людей советской науки вдохновляет образ Великого Сталина, гениального корифея науки, смело ведущего борьбу против устаревших традиций в науке, прокладывающего дорогу новой, передовой науке, науке, поставленной на службу народу, на построение его светлого будущего. Недаром в Советской стране лучшие люди науки с гордостью носят звание лауреатов Сталинской премии.

Советские учёные не пожалеют своих сил для выполнения любого задания своего любимого вождя.

В знаменательную годовщину — 70-летие со дня рождения товарища Сталина — советские учёные вместе со всем народом с чувством глубокой любви и преданности провозглашают:

— Пусть живёт и здравствует долгие годы на счастье народа наш великий учитель и друг Иосиф Виссарионович СТАЛИН!

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ФИЗИКИ — ЛАУРЕАТЫ СТАЛИНСКОЙ ПРЕМИИ****К 10-летию учреждения Сталинских премий****В. В. Шепель**

Советское правительство, Центральный Комитет нашей партии уделяют огромное внимание развитию науки в нашей стране, проявляют постоянную заботу об учёных. Широкий размах научных исследований в СССР обусловлен самой природой советского общественного строя: основой развития нашего государства является высшее достижение науки — марксистско-ленинское учение. Лишь в условиях социалистического государства учёные могут творить для народа, для его блага и процветания. Цель служения народу, поставленная перед нашими учёными великим корифеем науки — товарищем Сталиным, воодушевляет их на новые творческие успехи, вызывает прилив творческих сил.

Ярким проявлением заботы партии и правительства о наших учёных является учреждение в ознаменование шестидесятилетия товарища Сталина Сталинских премий за выдающиеся научные труды, изобретения и коренные усовершенствования методов производства. За 10 протекших лет было удостоено Сталинской премии 28 научных работ в области физических наук и 30 изобретений, осуществлённых физиками.

\* \* \*

Сталинских премий были удостоены наиболее выдающиеся исследования в области строения вещества и космических лучей.

Интереснейшей в этой области является работа А. И. Алиханова и А. И. Алиханяна, приведшая к открытию новых частиц — вари-тронов. В результате исследования космических лучей на горе Алагёз, на высоте 3250 м, при помощи сконструированного ими особого прибора, названного магнитным масс-спектрометром для космических лучей, Алихановы обнаружили в составе излучения частицы, обладающие разнообразными массами, в том числе и массой, большей, чем масса мезона, и даже большей, чем масса протона.

Эти исследования бесспорно доказали наличие в составе космических лучей на высоте 3250 м частиц, как отрицательных, так и

положительных, с массой в 200, 350, 500, 950, 3400, 8000 и 20 000 раз превышающей массу электрона, которые и были названы варитронами.

Существование варитронов, т. е. целой системы новых частиц, заставляет по-новому рассматривать многие явления в космических лучах и, в частности, меняет взгляды на природу жёсткой компоненты и на механизм её происхождения.

Исследования показали, что в жёсткой компоненте варитроны составляют заметную долю и что представление о жёсткой компоненте, как об однородной, неверно. Возникает также предположение, что мезоны с разными массами появляются в результате постепенного превращения тяжёлых варитронов в более лёгкие. Существование варитронов заставляет также пересмотреть взгляды на природу ядерных сил. Уместно вспомнить по этому поводу, что открытие нового типа элементарных частиц всегда составляло огромное событие для физики, дававшее толчок к открытию и разработке новых областей физического знания.

А. И. Алиханов и А. И. Алиханян были удостоены Сталинской премии также и в 1941 году за выдающиеся исследования по радиоактивности.

В области космических лучей Сталинскими премиями отмечены в этом году работы проф. С. Н. Вернова и в 1946 году работа проф. А. П. Жданова.

С. Н. Вернов является пионером в области изучения космических лучей в самых верхних слоях атмосферы. Важность такого исследования вытекает из того, что одной из актуальнейших и вместе с тем труднейших проблем является изучение природы и свойств первичной космической радиации, попадающей в атмосферу Земли из глубины космического пространства.

На пути изучения этих явлений имеются большие экспериментальные трудности, так как космическое излучение, проникая через толщу атмосферы, претерпевает превращения, сопровождающиеся рядом сложных, не раскрытых в полной мере до сих пор явлений.

С. Н. Вернов с коллективом научных работников осуществил в широком масштабе разностороннее изучение космического излучения в верхних слоях атмосферы, для чего была создана оригинальная аппаратура, могущая работать в условиях переменных температур и автоматически передающая показания наблюдателям на земле.

Эти работы дали весьма существенные и разносторонние материалы о первичном космическом излучении. Так, было установлено, что первичное космическое излучение вызывает «особые» ливневые процессы «взрывного» характера, природа которых остаётся ещё неизвестной. Тщательное изучение «особых» ливней показало, что в составе их рождаются электроны и фотоны, — явление, которое, повидимому, позволяет подойти к раскрытию источника преобладающей в атмосфере «мягкой» компоненты космического излучения. Вопрос о происхождении этой компоненты до последнего времени

оставался неясным. Затем С. Н. Верновым было изучено угловое распределение различных компонент космического излучения в стратосфере. Анализ этих данных приводит к выводу о существовании в первичном излучении как положительных, так и отрицательных частей.

Профессору А. П. Жданову принадлежит интереснейшее открытие нового вида расщепления атомных ядер, вызываемого в некоторых случаях космическими лучами.

При этом А. П. Жданов применил усовершенствованный им метод толстослойных фотопластинок. Этот метод впервые был предложен ленинградским физиком проф. Л. В. Мысовским в 1927 году; в дальнейшем он был разработан А. П. Ждановым и в настоящее время является одним из важнейших экспериментальных методов ядерной физики.

В 1942 году в Казани А. П. Жданов обнаружил на своих пластинках большое число следов действия космических лучей. На этих фотографиях А. П. Жданова видно, как из ядер атомов, например ядер серебра и брома (входящих в состав фотографического слоя), под действием быстрых космических частиц вылетает большое количество частиц, равное числу протонов в данном ядре. Тщательное изучение этих фотографий привело А. П. Жданова к выводу, что в его опытах происходит полный распад атомных ядер на составные частицы под действием космических лучей.

Фундаментальное открытие в области ядерной физики принадлежит молодым советским физикам К. А. Петржаку и Г. Н. Флёрову. Эти учёные впервые наблюдали самопроизвольное (спонтанное) деление ядер урана. Для этого они применили весьма смелые приёмы и разработали методику, позволившую наблюдать само явление и оценить порядок периода полураспада. Петржак и Флёров использовали специальную ионизационную камеру, состоящую из многих пластин, общей поверхностью около  $1000 \text{ см}^2$ , покрытых окисью урана. Большая поверхность понадобилась затем, чтобы наблюдать появление осколков в возможно большем количестве урана.

Авторы пришли к выводу, что время, в течение которого самопроизвольно разделится половина взятого урана, равно  $10^{14} - 10^{15}$  лет.

В прошлом году Сталинской премии удостоен проф. Г. Д. Латышев за экспериментальные исследования по физике атомного ядра.

Г. Д. Латышевым и его сотрудниками разработана точная экспериментальная техника, которая позволила обнаружить новые факты при исследовании гамма-лучей.

Открытие, сделанное Г. Д. Латышевым, состоит в обнаружении так называемых моноэнергетических (монохроматических) позитронов при внутренней конверсии гамма-лучей. Для энергии позитронов внутренней конверсии обычно получается непрерывный спектр. Изучая этот спектр, Г. Д. Латышев обнаружил,

что на обычный непрерывный спектр позитронов накладываются острые пики, принадлежащие позитронам с определённой энергией. Это объясняется тем, что в случае внутренней конверсии гамма-лучей, происходящей в атоме, в котором отсутствуют электроны на одной из оболочек, образующийся при конверсии электрон захватывается одной из этих свободных оболочек, а позитрон испускается, унося определённую энергию.

\* \* \*

Сталинских премий удостоен ряд работ в области оптики, в том числе и выдающиеся теоретические и экспериментальные исследования, и важные достижения технической оптики.

В царской России не было оптической промышленности, не было и специальных оптических институтов. Россия пользовалась преимущественно импортными оптическими приборами. В 1918 году был создан Государственный оптический институт, ставший центром научно-исследовательской и научно-технической работы в области оптики. Крупные работы по оптике развернулись после Великой Октябрьской социалистической революции и в Физическом институте Академии наук.

В настоящее время наша страна полностью обеспечивает себя точнейшими оптическими приборами и аппаратами.

Работы ряда оптиков удостоены сталинской премии.

Президент Академии наук СССР академик С. И. Вавилов дважды удостоен Сталинской премии за научные исследования по оптике. Научные работы академика Вавилова относятся преимущественно к вопросам физической оптики, в особенности к области флуоресценции. Эта область физики была мало исследована, и академику Вавилову, занимающемуся изучением флуоресценции свыше 20 лет, принадлежит в этой области большое число экспериментальных и теоретических исследований.

С. И. Вавилов установил закон, согласно которому выход флуоресценции не зависит от длины волны. Этот закон позволяет раскрыть механизм возбуждения молекулы при свечении. Он же находит практическое применение в лабораториях для измерений интенсивности света, особенно в ультрафиолетовой области спектра. Далее, давно известно явление так называемого концентрационного гашения флуоресценции: начиная с определённой концентрации, яркость флуоресценции уменьшается при дальнейшем увеличении концентрации флуоресцирующего вещества. Теории этого явления не существовало. В последних работах Вавилов дал теоретическое решение этого вопроса. Он установил существование двух отличных по своей природе видов концентрационного тушения флуоресценции в связи с различными в том и другом случае механизмами передачи энергии от одной молекулы к другой.

Важное значение имеют работы С. И. Вавилова, посвященные исследованию поляризации флуоресценции в растворах. Оказалось, что свет флуоресценции, излучаемый сложными молекулами красителей, обнаруживает определённый процент поляризации. Вавилов показал, далее, что эта поляризация существенно зависит от длины волны возбуждающего света, а при некоторых длинах волн даже меняет свой знак. Зависимость степени поляризации флуоресценции от длины волны образует таким образом спектр, чрезвычайно характерный для флуоресцирующей молекулы и позволяющий судить об особенностях её структуры.

Другой цикл работы С. И. Вавилова посвящён визуальному наблюдению квантовых флюктуаций света. В этой области, как и в области изучения флуоресценции, Вавилов является в полной мере пионером. Следует отметить, что сама мысль устанавливать и изучать квантовые флюктуации энергии путём непосредственного зрительного восприятия является весьма замечательной и смелой.

С помощью остроумной и тонкой методики и на основе большого экспериментального материала с несомненностью была доказана прерывистость природы света. Эти работы по визуальному наблюдению квантовой флюктуации и дают новый метод измерения поглощения света в глазных средах в живом глазу, что имеет большое значение для физиологической оптики и учения о зрении.

За все эти исследования С. И. Вавилову была присуждена Сталинская премия в 1943 году.

В 1946 году С. И. Вавилову вместе с его сотрудниками — профессорами П. Н. Черенковым, И. Е. Таммом, И. М. Франком — присуждена первая премия в области физики за открытие и исследование нового явления — особого типа свечения, возникающего в жидкостях при движении в них электронов со скоростью, превышающей фазовую скорость света в данной среде.

Большой принципиальный интерес этого открытия состоит в следующем. Все ранее известные случаи свечения связаны с ускорениями электронов; и считалось, что равномерное движение электронов излучением не сопровождается. Упомянутые учёные доказали наличие излучения у равномерно движущихся электронов при особых условиях.

Центральным моментом теории такого свечения, разработанной Вавиловым, Таммом и Франком, является утверждение, что свечение излучается электронами, движущимися с постоянной скоростью, превышающей фазовую скорость видимого света в данной среде. Смелость этой мысли становится особенно ясной, если учесть, что с появлением теории относительности считалось невозможным движение со скоростями, превышающими скорость света. Но при этом, как указали авторы, не было учтено то обстоятельство, что в материальных средах возможно движение электронов со скоростью, превышающей фазовую скорость.

света в данной среде (но остающейся меньшей скорости света в вакууме, т. е. не противоречащей теории относительности). При таких скоростях равномерное движение электронов сопровождается излучением, которое и было экспериментально обнаружено Черенковым. Механизм возникновения этого свечения аналогичен механизму возникновения акустической волны при движении в воздухе со сверхзвуковой скоростью.

Большой интерес представляют работы по оптике лауреата Сталинской премии члена-корреспондента Академии наук СССР И. В. Обреимова. В течение многих лет И. В. Обреимов работал по вопросам методики точного определения показателей преломления и дисперсии оптических стёкол. В результате проведённых исследований он разработал оригинальный и очень чувствительный метод определения указанных величин. Метод основан на применении жидкостей, показатель преломления которых очень близок к погружаемому в них стеклу (иммерсионные жидкости), и на явлении дифракции. Известно, что даже очень незначительные изменения в показателе преломления стёкол делают во многих случаях необходимым пересчёт оптических систем, что в свою очередь вносит ряд изменений и в изготовление оптических деталей. Это чрезвычайно осложняет производство. Применение метода Обреимова позволяет осуществлять контроль над оптическими константами стекла уже в процессе варки его. Появилась возможность в случае необходимости вносить изменения в состав оптического стекла в процессе изготовления и таким образом получать оптическое стекло с исключительно постоянными свойствами.

В последующие годы И. В. Обреимов предложил и осуществил целый ряд новых применений своего метода для решения задач из других областей физики и техники. В частности, его метод с успехом применяется для изучения процессов диффузии, для точного измерения температур (так как показатель преломления зависит от температуры), для контроля хода химических реакций при высоких давлениях.

Профессор Ленинградского физико-технического института Е. Ф. Гросс удостоен Сталинской премии за научные исследования молекулярного рассеяния света и микроструктуры жидкостей и кристаллов.

Вскоре после открытия комбинационного рассеяния советскими физиками Л. И. Мандельштамом и Г. С. Ландсбергом, Е. Ф. Гросс изучил рассеяние в аморфных телах, плавленом кварце, стекле. Эта работа не только впервые показала наличие комбинационного рассеяния в аморфных телах, но имела и большое значение для понимания строения стёкол и аморфных тел вообще.

Дальнейшая работа Е. Ф. Гросса относилась к экспериментальному доказательству существования рассеяния от упругих тепловых волн в твёрдых и жидких телах. Теоретически существование такого



эффекта было ещё значительно раньше предсказано академиком Мандельштамом, а также Бриллюэном. Несмотря на исключительно большие экспериментальные трудности, Е. Ф. Гроссу удалось с несомненностью (и вопреки утверждению некоторых иностранных физиков) показать существование эффекта. Таким образом Е. Ф. Гроссу принадлежит экспериментальное установление нового эффекта.

Большой интерес представляет работа президента Армянской Академии наук В. А. Амбарцумиана, удостоенного Сталинской премии за создание новой теории рассеяния света в мутных средах. Эта работа имеет не только важное теоретическое, но и большое прикладное значение, например, в задаче подводной видимости, видимости при наличии дыма или тумана, рассеяния света в молочных стёклах и т. п. Решение этой задачи представляет огромные трудности, которые и были успешно преодолены автором.

В 1949 году за важные исследования по атмосферной оптике Сталинской премией награждён профессор Военно-воздушной инженерной академии им. Жуковского И. А. Хвостиков.

В области практической спектроскопии следует отметить выдающиеся работы академика Г. С. Ландсберга и группы его сотрудников: С. Л. Мандельштама, Н. С. Свентицкого, Л. М. Иванцова и В. Ф. Смирнова. Г. С. Ландсберг со своими сотрудниками впервые разработал методику широкого применения спектрального анализа к нуждам советской металлургической и металлообрабатывающей промышленности. В результате нескольких лет работы Г. С. Ландсбергу удалось выполнить дело первостепенной важности в области контроля качества металлических сплавов с помощью спектрального анализа. Стоимость количественного спектрального анализа примерно в 7—10 раз дешевле химического, а скорость спектрального анализа приблизительно в 50 раз больше скорости химического.

Важную работу выполнил М. Л. Вейнгеров — профессор Государственного оптического института. Он разработал совершенно новый метод газового анализа; метод основан на звучании газов и паров под действием потока инфракрасных лучей, прерываемого со звуковой частотой. При прерывистом поглощении радиации молекулами происходит периодическое нагревание и охлаждение газа, что влечёт за собой колебание его давления, т. е. порождает звук. Интенсивность звука зависит от того, насколько сильно инфракрасные лучи поглощаются газом. Звук воспринимается микрофоном и порождает ток, ток усиливается ламповым усилителем, выпрямляется и измеряется стрелочным гальванометром. Показания гальванометра связаны с составом исследуемой газовой смеси.

Для экспрессного анализа газовых смесей на этом принципе построены оптико-акустические газоанализаторы; их дальнейшим развитием является спектрофон — прибор, предназначенный для экспрессного количественного анализа многокомпонентных газовых

смесей, а также для исследования инфракрасных спектров поглощения газов.

Научный сотрудник Государственного оптического института Е. М. Брумберг разработал и осуществил новый оригинальный метод микроскопии с помощью ультрафиолетовых лучей. Трудность изучения с помощью микроскопа многих объектов (в частности, подавляющего большинства биологических объектов) обусловлена во многих случаях не столько недостаточной разрешающей способностью микроскопа, сколько недостаточным контрастом препарата в видимом свете. Этот недостаток или полное отсутствие контраста обусловлен отсутствием у препарата полос поглощения в видимой части спектра. Однако те же препараты имеют сильные полосы поглощения в ультрафиолетовой части спектра. Они, следовательно, обладают невидимой глазу резкой и разнообразной «окраской» в ультрафиолете. Исходя из этого, Е. М. Брумберг прежде всего существенно усовершенствовал ультрафиолетовую микроскопию, построив специальный отражательный объектив. Далее, фотографируя препарат в трёх длинах волн в ультрафиолете (с помощью разработанных им специальных фильтров), Е. М. Брумберг воспроизводит затем эти фотографии в условных видимых цветах, сообщая тем самым препарату богатый контраст.

Другой метод, разработанный Брумбергом, — визуальный.

В окуляр ультрафиолетового микроскопа, в плоскости действительного изображения препарата, помещается специальный флуоресцирующий экран, цвет флуоресценции которого резко зависит от длины волны падающих на него ультрафиолетовых лучей. Ввиду того, что цвет флуоресценции чистых веществ не зависит от длины волны возбуждающего света, такой экран можно получить лишь смешением трёх флуоресцирующих веществ с флуоресценцией трёх основных цветов и избирательным поглощением в ультрафиолетовой области. Нетрудно видеть, что на таком экране при освещении препарата одновременно полным ультрафиолетовым спектром (без монохроматора) будем непосредственно получать цветные изображения, подобные тем, которые получаются с помощью цветной фотографии. Действие подобного флуоресцирующего экрана имеет близкую аналогию с действием сетчатки глаза, которая также анализирует падающий на неё световой поток с помощью трёх центров цветовой чувствительности.

Новый метод, предложенный Е. М. Брумбергом, представляет наибольший интерес для медицины, биологии, ботаники, минералогии и металлографии.

В заключение краткого обзора работ по оптике отметим ряд выдающихся изобретений в области оптического приборостроения. К таковым относятся: конструирование акад. В. П. Линником интерферометров, применяемых для контроля точности обработки поверхности; создание Д. Д. Максutowым новых типов анаберрационных

оптических систем (менисковые системы); создание группой научных работников Государственного оптического института А. И. Тудоровским, Г. Г. Слюсаревым, Волосовым, Яхонтовым и другими новых типов аэрофотообъективов; имеющих важное значение для аэрофото-разведки; создание акад. А. А. Лебедевым, В. Н. Вернером и Н. Г. Зиндиным отечественного образца электронного микроскопа, имеющего ряд преимуществ перед другими известными образцами.



В области радиофизики Сталинскими премиями отмечены работы академиков Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси по вопросам теории колебаний и распространения радиоволн.

Распространение радиоволн над поверхностью Земли является одной из фундаментальных проблем радиотехники. Однако, несмотря на всю важность этой проблемы, она была очень мало разработана. Причиной этого прежде всего было отсутствие надёжных экспериментальных методов для исследования центрального пункта всей проблемы, именно вопроса о скорости распространения радиоволн над поверхностью земли.

Л. И. Мандельштам и Н. Д. Папалекси предложили оригинальный и точный метод экспериментального изучения распространения радиоволн, а именно радиоинтерференционный метод. Этот метод позволил прежде всего выяснить вопрос о влиянии Земли на скорость распространения радиоволн. Многочисленные и точные опыты, поставленные под руководством Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси, дали исчерпывающий ответ на этот вопрос. Полученные ими результаты заставили отказаться от некоторых представлений, которые раньше являлись общепринятыми.

Вместе с тем результаты исследований Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси позволили им решить и важную практическую задачу использования радиоволн для измерения расстояний между двумя точками на поверхности земли. Для этой цели Л. И. Мандельштам и Н. Д. Папалекси применили тот же радиоинтерференционный метод. Под их руководством был разработан радиодальномер.

Вторая работа в области радиофизики, отмеченная Сталинской премией, — это работа академика В. А. Фока «Диффракция радиоволн вокруг земной поверхности». Этот труд подытоживает работы В. А. Фока по теории распространения радиоволн у земной поверхности. Они привели к разъяснению и завершению теории «земного луча» и к установлению правильных современных воззрений на распространение волн у плоской земли. Однако практические задачи радиотехники требуют учёта кривизны земли. Только акад. В. А. Фоку удалось дать полное и исчерпывающее решение этой задачи в работе «Диффракция радиоволн вокруг земной поверхности».

\* \*

За работы по физике полупроводников и диэлектриков Сталинские премии присуждены академику А. Ф. Иоффе, члену-корреспонденту Академии наук Б. М. Вулу, а также члену-корреспонденту А. В. Шубникову.

Академик А. Ф. Иоффе является создателем и руководителем научной школы в области полупроводников и диэлектриков.

Сочетая теоретические исследования с техническими применениями, акад. А. Ф. Иоффе и его сотрудники сумели решить ряд важнейших задач. Общая теория свойств полупроводников, развитая в результате изучения механизма проводимости, фотоэффекта, контактных потенциалов и термоэлектродвижущих сил огромного количества полупроводников, позволила найти способы управления свойствами полупроводников.

Академиком А. Ф. Иоффе, или под его руководством, были разработаны: серноталлиевые фотоэлементы с запирающим слоем, нашедшие широкое применение в кинопромышленности и других областях автоматики, мощные выпрямители из сернистой меди (сульфидные) для электросварочных аппаратов, нестареющие селеновые выпрямители и т. д.

В области теории был выяснен механизм электропроводности и влияния примесей, вводимых в полупроводник; выяснен механизм явлений на границе между полупроводниками, обуславливающих выпрямление и фотоэффект в фотоэлементах с запирающим слоем. Была создана подробная теория флуктуаций токов в полупроводниках, приводящих к появлению помех и «шумов»; были изучены термоэлектрические свойства ряда полупроводников и впервые созданы мощные термоэлементы.

Большой интерес представляют также премированные работы проф. Б. М. Вула. Им открыты новые вещества с высокой и сверхвысокой диэлектрической проницаемостью. Диэлектрическая проницаемость, как всякое свойство вещества, зависит от его структуры. За последние десятилетия изучение диэлектрической проницаемости приобрело крупное практическое значение, вследствие широкого применения электроизолирующих материалов. Развитие электро- и, в особенности, радиотехники выдвинуло задачу создания материалов, обладающих специальными свойствами, в частности, высокой диэлектрической проницаемостью.

Практически применявшиеся до последнего времени электроизолирующие материалы обладают диэлектрической проницаемостью, измеряемой несколькими единицами, и только в последние годы удалось ввести в практику материалы, величина диэлектрической проницаемости которых составляет несколько десятков.

Значительная заслуга в разработке таких материалов и внедрении их в производство принадлежит Б. М. Вулу, открывшему, что

титанат бария обладает сверхвысокой диэлектрической проницаемостью, достигающей при комнатной температуре 2000.

• Б. М. Вулом и его сотрудниками изучена зависимость диэлектрической проницаемости титаната бария от температуры в широком диапазоне, включая температуру, близкую к абсолютному нулю, от давления, вплоть до 2000 атмосфер, от напряженности и частоты приложенного электрического поля; обнаружен диэлектрический гистерезис, аналогичный магнитному гистерезису в железе; показано, что титанат бария является новым видом пока ещё весьма редких веществ, обладающих спонтанной электрической поляризацией и называемых сегнето- или ферроэлектриками. До настоящего времени известны четыре сегнетоэлектрика, из которых сегнетова соль обладает спонтанной поляризацией только в интервале температур от  $-20$  до  $+25^\circ\text{C}$ , а остальные три — только при температуре ниже чем  $-150^\circ\text{C}$ . Титанат бария обладает спонтанной поляризацией во всём диапазоне температур ниже чем  $+80^\circ\text{C}$ . Это свойство титаната бария, в сочетании с химической стойкостью, отличающей его от ранее известных сегнетоэлектриков, а также простой способ его получения, впервые открывают возможность создания нового класса материалов, призванных по своим диэлектрическим свойствам занять такое же место среди электроизолирующих материалов, какое железо по своим магнитным свойствам занимает среди металлов.

Член-корреспондент Академии наук СССР А. В. Шубников удостоен звания лауреата Сталинской премии за открытие и исследование нового вида пьезоэлектриков. Известно, что пьезоэлектриками называются такие вещества, на поверхности которых при деформациях появляются заряды. Сюда относятся кристаллы кварца, турмалина, сегнетовой соли и др. Изготавливаемые из таких кристаллов пьезоэлектрики имеют обычно небольшие размеры, что ограничивает область их применения. А. В. Шубников на основании теоретических исследований установил возможность получения неполярных пьезоэлектрических текстур. Как известно, текстурой называется преимущественная ориентация кристаллитов в поликристаллическом агрегате. Для практического осуществления этих текстур А. В. Шубников выбрал сегнетову соль. При быстром охлаждении расплава сегнетова соль образует прочную поликристаллическую массу, состоящую из иглообразных кристаллов. Благодаря этим свойствам для получения пьезоэлектрических текстур оказалось возможным применить и детально разработать простой способ ориентировки микроскопических кристаллов. Для этого расплав сегнетовой соли наносится на поверхность твёрдого тела с помощью обыкновенной кисти прямолинейными штрихами по одному или по двум противоположным направлениям. Искусственный пьезоэлектрик из сегнетовой соли представляет собою полупрозрачную фарфоровидную массу, легко обрабатываемую резцом, шкуркой, напильником и т. д. Из него могут быть приготовлены пьезоэлементы в форме пластинок

любой толщины, а также в виде изделий самой разнообразной формы и величины. Если текстура наносится на поверхность металлического предмета, то он сам может служить в качестве одного электрода элемента; другим электродом может служить наклеенная на свободную поверхность текстуры металлическая фольга или сетка. Обладая пьезоэффектом, большим, чем у кварца, текстура сегнетовой соли может найти себе применение в самых разнообразных областях науки и техники. Любые механические колебания могут быть превращены с помощью текстурного пьезоэлемента в колебания электрические, которые могут быть наблюдаемы и записаны с помощью соответствующих электрических приборов.

С другой стороны, подводимое к текстурному элементу переменное электрическое напряжение вызывает в нём, в силу существования обратного пьезоэлектрического эффекта, механическое колебание. Отсюда само собой напрашивается применение пьезоэлектрических текстур для получения ультра- и инфразвуков, весьма мощных, поскольку размеры пьезоэлементов могут быть очень велики.

\* \*

Сталинские премии были присуждены также ряду замечательных работ в области молекулярной физики.

Прежде всего следует отметить выдающиеся исследования советских физиков в области физики низких температур, выполненные в Институте физических проблем АН СССР.

Академик П. Л. Капица открыл и исследовал новые явления — явления сверхтекучести жидкого гелия. Он показал, что гелий II является жидкостью, не обладающей вязкостью, и, по аналогии со сверхпроводимостью металлов, назвал это свойство сверхтекучестью. В явлении сверхпроводимости мы встречаемся со случаем, когда носители электричества — электроны могут без сопротивления течь сквозь кристаллическую решётку. В сверхтекучести мы имеем атомы, которые могут также без трения двигаться в определённом направлении относительно друг друга. Исследования показали, что вязкость гелия II не превышает  $10^{-9}$  пуаз, т. е. она в 10 тысяч раз меньше вязкости водорода в газообразном состоянии и в десять миллионов раз меньше вязкости воды. Ещё ранее было известно, что гелий II в капиллярах обладает аномально большой теплопроводностью — примерно в миллион раз больше теплопроводности меди. П. Л. Капица показал, что аномально большая теплопроводность гелия II обязана своим происхождением его сверхтекучести. Высокая теплопередача в гелии II объясняется совершенно своеобразными, не свойственными другим жидкостям, конвекционными потоками.

Подробное исследование сверхтекучести гелия II дало богатый экспериментальный материал, на основе которого академик Л. Д. Лан-

дау развил строгую количественную теорию этого явления. Эта работа Л. Д. Ландау, как и работа по теории сверхпроводимости, явилась завершением его научных исследований по фазовым превращениям второго рода, за которые он был удостоен звания лауреата Сталинской премии.

В отличие от фазовых превращений первого рода, например, перехода воды из жидкого состояния в твёрдое или перехода серы из ромбической в моноклиническую, при которых в точке фазового перехода существуют оба состояния вещества, при фазовых переходах второго рода вещество находится только в одном состоянии. При фазовых превращениях второго рода испытывают скачок теплоёмкость, коэффициент теплового расширения и т. п., т. е. первые производные термодинамических величин.

Развитые Л. Д. Ландау методы позволяют выяснить возможность существования фазового перехода второго рода в отдельных конкретных случаях.

В работах по сверхпроводимости Л. Д. Ландау дана картина физической сущности так называемого промежуточного состояния и развита его количественная теория.

Крупнейшим физикам, работавшим в области сверхпроводимости, не удалось обнаружить слоистую структуру экспериментально, и лишь в опытах проф. А. И. Шальникова, благодаря исключительному по тонкости эксперименту, удалось наблюдать её самым непосредственным образом. А. И. Шальников выдвинул предположение, что у поверхности узкой щели в сверхпроводящем шаре слоистая структура ещё не будет вырождаться так сильно, как у наружных поверхностей сверхпроводника, а следовательно, разработав микрометод измерения магнитных полей в этой щели, можно будет непосредственно наблюдать неоднородности поля, обусловленные слоистой структурой.

Такой оригинальный микрометод измерения поля и был разработан Шальниковым. Представление о сложности разработки такого метода можно получить из того, что измеритель должен был дать возможность измерять поле в зазоре порядка 25 микрон при длине измерителя около 0,7 миллиметра. С помощью такого микроизмерителя, который можно было перемещать в щели сверхпроводящего шара, А. И. Шальников обнаружил существование слоёв в промежуточном состоянии, обнаружил зарождение слоистой структуры и исчезновение её при переводе образца в сверхпроводящее состояние путём изменения температуры или изменения магнитного поля.

Теория сверхтекучести гелия II, развитая Л. Д. Ландау, привела к выводу, что гелий II состоит из двух частей: «нормальной» и «сверхтекучей». Отсюда следовало, что в гелии II должно существовать две различные скорости звука. Доктор физико-математических наук В. П. Пешков обнаружил и всесторонне изучил это новое явление — так называемый «второй звук».

По данным В. П. Пешкова скорость второго звука в гелии II при  $1,32^\circ \text{K}$  равна  $19,2 \text{ м/сек}$ , при  $1,70^\circ \text{K}$  —  $20,00 \text{ м/сек}$ , что даёт хорошее совпадение с теорией. Скорость же обычного звука в гелии II равна около  $240 \text{ м/сек}$ . Исследования В. П. Пешкова, удостоенные Сталинской премии, наиболее убедительно доказывают существование в гелии II двух жидкостей: обычной и сверхтекучей.

Большой интерес представляют работы проф. Н. Н. Боголюбова по статистической физике, обобщённые в труде «Проблемы динамической теории в статистической физике».

В этих работах, касающихся вывода кинетических уравнений и уравнений термодинамической статистики при учёте взаимодействия частиц, Н. Н. Боголюбовым впервые были получены кинетические уравнения на основе механики совокупности молекул как для классических, так и для квантовых систем. Были установлены различные формы этих уравнений, имеющие большие приложения в проблемах статистической физики.

В области изучения физики твёрдого тела за достигнутые выдающиеся результаты Сталинская премия была присуждена профессорам Томского государственного университета В. Д. Кузнецову и М. А. Большаниной. Их работы обобщены в капитальном трёхтомном труде «Физика твёрдого тела».

Ни в советской, ни в иностранной литературе по физике твёрдого тела нет другой такой книги, где бы столь подробно, научно и вместе с тем доступно излагалась наука о пластичности и прочности кристаллических твёрдых тел, главным образом, металлов.

Книга проникнута единой идеей и представляет синтез колоссального экспериментального и теоретического материала, накопленного авторами за многие годы.

В области металлофизики Сталинская премия присуждена проф. Г. В. Курдюмову за исследования мартенситных превращений в сплавах.

Эти работы Г. В. Курдюмова подводят итог двадцатилетним работам автора и руководимой им школы по изучению мартенситного превращения в стали и других сплавах. В них даётся глубокий теоретический анализ установленных автором закономерностей этого процесса и излагаются оригинальные представления о его природе.

Большой интерес, который проявляется металловедом к вопросу о природе превращения аустенита в мартенсит, объясняется прежде всего тем, что это превращение лежит в основе закалки стали. Ряд явлений, сопровождающих превращение аустенита в мартенсит, заставлял думать, что это превращение представляет особый процесс, не связанный с образованием зародышей и дальнейшим их ростом. Считалось, что процесс превращения аустенита в мартенсит представляет собой явление атермическое и скорее чисто механическое.

Проведённые Г. В. Курдюмовым исследования привели к коренным изменениям представлений о природе этих превращений. Г. В. Курдюмовым и его сотрудниками было сделано весьма важное открытие



«обратимости» мартенситных превращений. На микрофотографиях с большой убедительностью было показано, как растут с понижением температуры и как постепенно исчезают с повышением её мартенситные иглоочки. Далее, Г. В. Курдюмовым было показано, что установившееся мнение о мартенситных превращениях в сталях, как протекающих мгновенно и незаисимо от температуры, неверно. В действительности уже при температурах  $-50^{\circ}\text{C}$  скорость превращения делается измеримой, сильно уменьшаясь с дальнейшим понижением температуры. При температурах ниже  $-100^{\circ}\text{C}$  изотермическое превращение аустенита в мартенсит можно наблюдать часами.

Многочисленные экспериментальные исследования Г. В. Курдюмова в области мартенситных превращений привели его к созданию новой физической теории этих превращений: эта теория рассматривает мартенситные превращения как фазовые превращения в однокомпонентной системе, подобные аллотропическим превращениям в чистых веществах. Мартенситные фазы, с новой точки зрения, рассматриваются как низкотемпературные кристаллические модификации твёрдого раствора, требующие образования зародышей и их роста.

Значение работы Г. В. Курдюмова ясно из того, что они позволяют по-новому подойти к технологии закалки и отпуска стали и к методам термической обработки (особенно к так называемой «обработке стали холодом»).

За научные исследования по теории жидкого состояния, обобщённые в монографии «Кинетическая теория жидкостей» (1945 г.), Сталинская премия присуждена члену-корреспонденту Академии наук проф. Я. И. Френкелю.

Книга проф. Я. И. Френкеля «Кинетическая теория жидкостей» представляет свод всех работ автора в этой области за более чем двадцатилетний период. Основная идея книги заключается в рассмотрении теплового движения в твёрдых телах и жидкостях.

Изучение реальных кристаллов заставило отказаться от упрощённого представления о них как идеальных кристаллических решётках. Идеи Я. И. Френкеля помогли построить теорию диффузии, электропроводности и плавления. Я. И. Френкель обнаружил в твёрдых телах много свойств, сближающих их с жидкостями.

Немало физиков удостоено премии имени товарища Сталина за выдающиеся изобретения, сыгравшие большую роль в обороне страны и в укреплении её экономической мощи. Проф. А. П. Александров, В. Р. Регель и другие награждены премией за изобретение метода защиты кораблей, проф. А. А. Гершун — за изобретение в области маскировки, Н. Д. Смирнов, К. С. Вульфсон, В. Л. Грановский — за изобретение нового типа тепlopеленгатора; проф. С. Я. Соколов — за изобретение метода ультразвуковой дефектоскопии, проф. П. В. Тимофеев с сотрудниками — за создание оптических приборов, проф. Н. С. Акулов — за применение разработанной им теории ферромагнетизма к дефектоскопии металлов, проф. Т. П. Кравец с сотрудниками — за

разработку новой системы и приборов для определения чувствительности фотоэмульсий, научные сотрудники Н. А. Толстой и П. П. Феофилов — за создание прибора для изучения быстро протекающих физических процессов и др.

\* \*

В настоящей статье кратко освещены работы лауреатов Сталинской премии в области физики. Эти работы показывают высокий уровень советской науки, способной решать любые научные проблемы. Наряду с лауреатами трудится огромная армия советских учёных, инженеров, техников, изобретателей, отдающих свои силы и знания великому делу строительства коммунизма.

Никогда во всей истории человечества наука не играла такой важной роли в жизни общества, как у нас, в стране победившего социализма. Только в социалистическом государстве сбылись мечты многих великих людей науки — творить для народа, для его блага и процветания.

Любые крупные задачи, поставленные перед нашими учёными большевистской партией и Советским правительством, успешно решаются потому, что в нашей стране созданы неограниченные возможности для развития науки, потому, что советские учёные преданы делу партии, потому что они являются неотъемлемой частью советского народа, его армией мысли, армией знания.

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК****РАСПАД И ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ОСТАНОВИВШИХСЯ ЗАРЯЖЕННЫХ МЕЗОНОВ****Г. Б. Жданов****І. ВВЕДЕНИЕ**

Большой интерес, вызываемый за последние 10 лет исследованиями космического излучения, связан прежде всего с тем, что именно приходящая на Землю первичная компонента этого излучения предоставила в распоряжение экспериментаторов наиболее мощное естественное орудие для расщепления атомных ядер и выяснения их свойств. Это обстоятельство могло быть по-настоящему оценено лишь после первых крупных успехов ядерной физики. Напомним, что использование  $\alpha$ -частиц в качестве «естественных» снарядов привело физиков к открытию нейтрона в 1932 г. Высказанная вслед за этим Иваненко<sup>1</sup> гипотеза о протонно-нейтронном строении ядра поставила в порядок дня проблему ядерных сил, т. е. таких специфических взаимодействий между ядерными частицами, которые должны были существенно отличаться от хорошо известных электромагнитных сил. В 1934 г. Таммом<sup>2</sup> и одновременно Иваненко<sup>3</sup> была выдвинута идея описания этих сил при помощи представлений об испускании и поглощении ядерными частицами, нуклонами, каких-то других, более лёгких частиц. Естественно было привлечь для этой цели известные тогда частицы — электрон и нейтрино, — что позволило как будто непосредственно связать проблему ядерных сил с процессом  $\beta$ -распада ядер. Хотя эта гипотеза и потерпела неудачу из-за огромных количественных расхождений с опытом, тем не менее сама идея решения задачи была в дальнейшем с успехом использована Юкавой<sup>4</sup>. Юкава (1935 г.) предположил существование новой частицы, описываемой обобщёнными уравнениями Максвелла и названной им тяжёлым фотоном. Масса тяжёлого фотона  $\mu$  могла быть непосредственно выведена из радиуса действия ядерных сил  $r_0$  (с помощью соотношения  $\frac{1}{r_0} = \frac{\mu c}{\hbar}$ ) и должна была быть близкой к 200 электронным массам. Было предположено также, что  $\beta$ -распад является результатом спонтанного распада тяжёлого фотона на электрон и нейтрино, а тогда неизбежно

следовало заключение и о других свойствах новой частицы — одно-кратном заряде того или иного знака и целочисленном спине, а также и о времени жизни (порядка  $10^{-8}$  сек.) относительно процесса спонтанного распада.

Уже в следующем, 1936 г. в опытах Андерсона и Неддермейера<sup>5</sup> с космическими лучами появились первые данные о существовании заряженных частиц с подобной массой, частиц, названных впоследствии мезотронами, или мезонами \*). В отношении спина новой элементарной частицы положение осталось неясным до сих пор; единственная из имевшихся пока возможностей изучения спина по большим вторичным ливням, создаваемым мезонами большой энергии, позволяет, как показал анализ Беленького<sup>7</sup>, считать нулевой и половинный спин почти равновероятными. С другой стороны, открытое через несколько лет свойство мезонов распадаться в воздухе, правда, с несколько большим временем жизни, чем ожидалось (порядка нескольких микросекунд), явилось, казалось бы, веским аргументом в пользу тождества тяжёлого фотона или «ядерного мезона» с мезоном космического излучения. Однако удостовериться, что вновь открытые частицы действительно имеют прямое отношение к процессам взаимодействия нуклонов и  $\beta$ -распада ядер, можно было лишь после того, как появились экспериментальные факты, во-первых, характеризующие степень взаимодействия мезонов с ядерными частицами вещества и, во-вторых, выясняющие механизм распада мезона. Все эти свойства могли быть достаточно надёжно исследованы лишь на остановившихся мезонах, как это будет видно из дальнейшего.

Однако некоторые сведения были получены и из опытов с проникающей компонентой космического излучения. Перечислим все эти данные, хотя они не всегда достаточно хорошо согласуются между собой и не все имеют прямое отношение к свойствам определённого типа мезонов \*\*):

1) дополнительное или «аномальное» поглощение мезонов в воздухе по сравнению с плотными веществами, а также барометрический и температурный эффекты для жёсткой компоненты, трактуемые как результат спонтанного распада со временем жизни  $1-3$  мсек<sup>8</sup>;

2) дополнительное рассеяние мезонов на ядрах вещества по сравнению с соответствующими расчётами по чисто электромагнитному резерфордовскому рассеянию<sup>9</sup>;

---

\*) Данные 1936 г. показывали лишь, что масса новой частицы имеет промежуточное значение между массой электрона и протона. Тот факт, что эта масса близка к  $200 m_e$ , был впервые установлен в работах других авторов<sup>6</sup> в 1937 г.

\*\*) Следует здесь же указать, что проникающую компоненту отнюдь нельзя отождествлять, как это делалось ранее, с достаточно энергичными мезонами определённого типа. В неё входят, в частности, и протоны.

3) размножение в веществе <sup>10—12</sup> проникающих частиц, возникающих в так называемых «особых ливнях» из свинца, т. е. ливнях взрывного характера, состоящих из электронов и проникающих  $\alpha$ -частиц;

4) целый ряд свойств широких атмосферных ливней, не укладывающихся в рамки каскадной теории и приводящих к гипотезе о ядерно-каскадном происхождении этих ливней с участием, возможно, каких-то ядерно-взаимодействующих мезонов <sup>13—14</sup>;

5) излом степенного спектра жёсткой компоненты при энергиях около  $6 \cdot 10^{10}$  eV, которой возможно объяснить <sup>34</sup> происхождением обычных мезонов за счёт распада короткоживущих мезонов с сильным ядерным взаимодействием.

Для выяснения характера ядерного взаимодействия мезонов большое значение имеют также все исследования явлений генерации мезонов. В частности, предполагавшаяся в обычной теории ядерных сил большая вероятность поглощения остановившихся мезонов ядрами приводит к заключению и о больших эффективных сечениях обратного процесса — непосредственной генерации одиночных мезонов первичной протонной компонентой космического излучения. За последние годы собран большой фактический материал о генерации различных проникающих частиц, однако лишь незначительная часть всех случаев заведомо имеет прямое отношение к «обычным» мезонам с массой  $200 m_e$  и временем жизни 2 мксек. Ограничимся здесь лишь кратким перечислением основных экспериментальных данных:

1) исследования Вернова с сотрудниками <sup>15</sup>, согласующиеся с гипотезой о генерации проникающих частиц со временем жизни 2 мксек за счёт поглощения первичной протонной компоненты космических лучей;

2) многочисленные наблюдения (на высотах до 10 км) случаев генерации упомянутых выше «особых ливней», также содержащих проникающие частицы <sup>16—18</sup>;

3) рождение медленных мезонов в «звёздах», неоднократно наблюдавшееся как в камере Вильсона <sup>19</sup>, так и методом фотопластинок <sup>20</sup>; установлено также, что вообще значительная доля (20—30 %) медленных мезонов со временем жизни 2 мксек на средних высотах атмосферы генерируется с энергиями не выше 100 MeV <sup>21</sup>;

4) «искусственная» генерация мезонов быстрыми протонами и  $\alpha$ -частицами, получаемыми при помощи ускорителей <sup>22, 23</sup>.

К сожалению, при исследованиях перечисленных явлений очень часто можно было сказать о наблюдаемых мезонах лишь то, что это — частицы с массой, промежуточной между электроном и протоном \*). В то же время открытия группы советских физиков под

---

\*) Исключение составляют опыты с ускорителями, которые дали (см. ниже) вообще наиболее точные из известных определений масс мезонов двух типов.

руководством Алиханова и Алиханяна (1946—1947 гг.)<sup>24</sup> показали, что одной этой характеристики совершенно недостаточно для однозначной идентификации частиц. Путём использования метода магнитного анализа в установке типа изображённой на рис. 1, *а* авторам удалось наблюдать целый набор частиц с массами в пределах от 30 до 20 000 электронных масс<sup>25—28</sup>, (см., например, рис. 1, *б*) как с положительным, так и с отрицательным зарядом. При этом были изучены также некоторые другие свойства вновь открытых частиц, названных варитронами.

Определены, в частности:

1) суммарный поток этих частиц, составляющий на высоте 3 км величину порядка 10% от потока жесткой компоненты;

2) пробег, обусловленный, в основном, повидимому, ионизационными потерями и составляющий несколько сот метров воздуха или, соответственно, несколько сантиметров  $\text{Pb}$  у большей части частиц;

3) ионизирующая способность, оказавшаяся в 2—3 раза выше нормальной, что было обнаружено в работах Никитина<sup>29</sup> с пропорциональными счётчиками и является следствием достаточно большой массы варитронов и малого их пробега.

Вопрос о происхождении варитронов попрежнему остаётся невыясненным.

Другая группа открытий связана, прежде всего, с исследованиями остановившихся мезонов методом толсто-слойных фотопластинок. Этот метод, предложенный Мысовским<sup>30</sup> и впервые применённый к мезонам другим советским физиком — А. П. Ждановым<sup>31</sup>, был в последние годы усовершенствован и позволил в настоящее время осуществить регистрацию релятивистских частиц. В 1947—1948 гг. Оккиалини и К. Ф. Поуэлл с сотрудниками установили<sup>32</sup>, что те очень медленные мезоны, которые останавливаются в фотоэмульсии, можно условно разбить на 4 группы: мезоны с массой около  $300 m_e$ , распадающиеся в конце своего пробега на другие короткопробежные мезоны с массой около  $200 m_e$ ; мезоны с массой около  $300 m_e$ , вы-

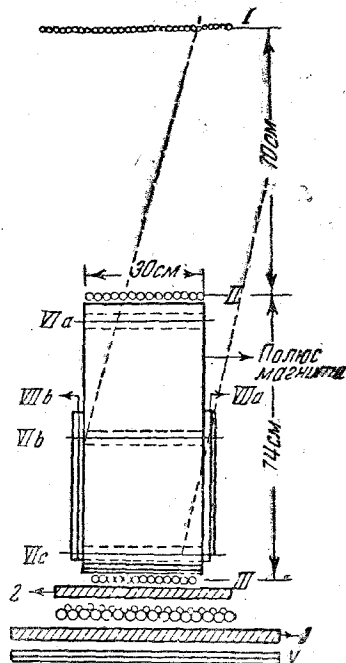


Рис. 1,а. Схема одного из вариантов «масс-спектрографа», применявшегося на Алагезе для исследования масс варитронов. Римские цифры обозначают отдельные группы счётчиков (группы I, II и III давали так называемый «мастер импульс»).

ывающие после остановки ядерные расщепления, и, наконец, последняя группа, состоящая из мезонов с массами в среднем около  $200 m_e$ ,

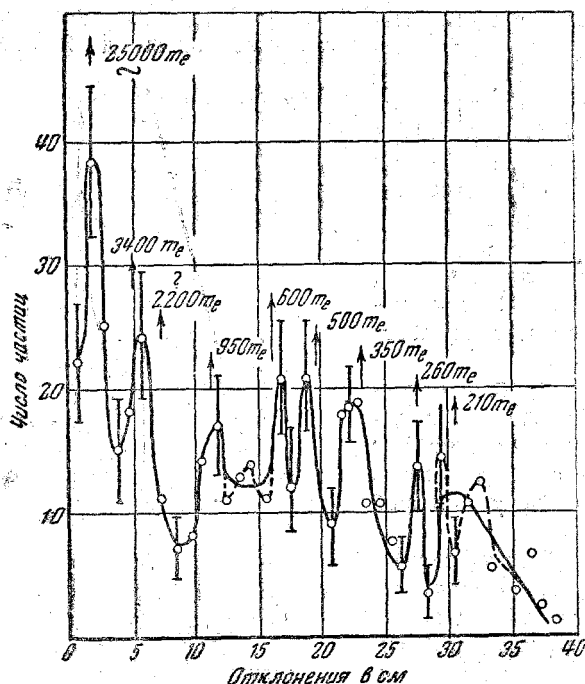


Рис. 1, б. Примерное распределение частиц по их отклонениям в магнитном поле, полученное с помощью прибора, показанного на рис. 1, а. Приведены значения масс, соответствующие различным максимумам на кривой отклонений отрицательных частиц с пробегами от 3,6 до 5,6 см свинца. (Определение массы производилось по максимально возможному значению пробега и значению импульса, отвечающему обрыву данного пика слева.)

расщеплений. Все  $\mu$ - и  $\rho$ -мезоны возникают вследствие распада  $\pi$ - или  $\sigma$ -мезонов и также могут различаться лишь знаками зарядов.

Отложив пока более детальную дискуссию о свойствах указанных мезонов, отметим здесь лишь одно обстоятельство. Первоначальные, весьма неточные определения масс  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов, произведённые методом счёта проявленных зёрен вдоль следов, дали для отношения

след которых оканчивается в эмульсии, не давая вторичных частиц. Как известно, все эти мезоны получили названия соответственно  $\pi$ -,  $\mu$ -,  $\sigma$ - и  $\rho$ -мезонов. Дальнейшие опыты показали, что  $\mu$ -мезоны распадаются с испусканием электронов, как и «обычные» мезоны жёсткой компоненты, поэтому мы и будем в дальнейшем именовать для краткости «обычные» мезоны  $\mu$ -мезонами.

На основании всей совокупности своих данных Оккалини и Поуэля предложили следующую концепцию<sup>20</sup>:  $\pi$ - и  $\sigma$ -мезоны представляют собой одинаковые частицы, но с зарядами разных знаков, генерируемые нейтронно-протонной компонентой в процессах ядерных

масс  $\frac{M_\pi}{M_\mu}$  величину 1,65 и, во всяком случае, существенно большую, чем 1,4. Если учесть, что энергия  $\mu$ -мезона всегда оказывается близкой к 4 MeV, то следует заключить, что при распаде выделяется ещё только одна нейтральная частица; тогда применение законов сохранения энергии и импульса позволяет выразить массу этой нейтральной частицы  $\mu^0$  в долях массы  $M_\mu$  через отношение  $k = \frac{M_\pi}{M_\mu}$ .

При  $k = 1,65$  и  $M_\mu = 200 m_e$  получалось  $\mu^0 = 100 m_e$ , при  $k = 1,4$   $\mu^0 = 60 m_e$ , т. е. во всяком случае нейтральная частица не могла быть такой же лёгкой, как нейтрино.

Как будет видно из дальнейшего, последнее заключение оказалось ошибочным из-за слишком неточного определения масс. Однако гипотеза о существовании в космическом излучении нейтрального мезона или нейтретто получила новое обоснование из анализа совсем других явлений<sup>33, 34</sup>. В частности опыты по исследованию поглощения в атмосфере и плотных веществах компоненты, генерирующей ядерные расщепления, выполненные в 1947—1948 гг. Горбуновым и Чувило<sup>35</sup>, показали, что существуют нейтральные частицы, испытывающие, подобно заряженным мезонам, значительное дополнительное поглощение в воздухе.

Повидимому, это объясняется их свойством спонтанно распадаться, что наряду с отсутствием заряда и является характерным признаком нейтретто.

Последняя группа экспериментальных данных<sup>22, 23, 35</sup> о мезонах нового типа, полученная в 1948 г. при помощи ускорительной методики, явилась, по существу, дальнейшим развитием исследований над  $\pi$ -,  $\sigma$ -,  $\mu$ - и  $\rho$ -мезонами. Применяя в качестве индикаторов те же фотопластинки, исследователи имели в этом случае дополнительные преимущества; во-первых, богатый статистический материал, дающий возможность большой точности в определении масс, и, во-вторых, наличие направленного пучка искусственных мезонов в сильном магнитном поле, что позволяет разделить мезоны обоих знаков. Новый метод исследования очень быстро позволил получить следующие два важных результата:

1) более точное определение масс  $[M_\pi \approx M_\sigma \approx (285 \pm 5) m_e, M_\mu \approx (215 \pm 5) m_e, \frac{M_\pi}{M_\mu} = 1,32 \pm 0,01]$ <sup>36</sup> и, среднего времени распада<sup>37</sup>  $\pi \rightarrow \mu$   $[\tau_\pi = (0,9^{+0,3}_{-0,2}) \cdot 10^{-8} \text{ сек.}]$ ;

2) сильные доводы в пользу первоначальной концепции Поуэлла-Оккиалини о происхождении и природе указанных мезонов.

Однако считать эту концепцию доказанной для космического излучения ещё преждевременно. С одной стороны, вряд ли разумно распространять вывод о двухступенчатом процессе генерации  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов, сделанный для протонов с энергией 350 MeV на про-



тоны с энергиями  $10^9$  —  $10^{10}$  eV, характерными для первичного излучения. Кроме того, известные нам свойства  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов низкой энергии совершенно недостаточны для объяснения упомянутых выше процессов высокой энергии, наблюдаемых в широких атмосферных ливнях и так называемых «особых ливнях» и определяющих собой, повидимому<sup>14</sup>, процессы генерации всей жёсткой и мягкой компоненты космических лучей.

## II. РАСПАД ОСТАНОВИВШИХСЯ МЕЗОНОВ

Для исследования распада остановившихся мезонов применяется в настоящее время три основных метода: метод запаздывающих совпадений со счётчиками, метод камеры Вильсона с различными системами управления и метод фотопластинок. За последнее время используется также метод годоскопа («магнитный анализ»).

### § 1. Метод запаздывающих совпадений со счётчиками

Идея метода запаздывающих совпадений появилась вскоре после упомянутых выше исследований «аномального» поглощения мезонов в воздухе, показавших, что время жизни мезона должно составлять несколько микросекунд, причём было известно как из теоретических предпосылок, так и из анализа фотографий в камере Вильсона (см. ниже), что одним из продуктов распада является электрон с достаточно большим пробегом.

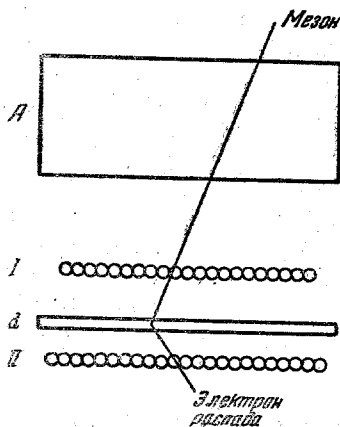


Рис. 2. Схема первой из установок<sup>38</sup>, применявшихся для обнаружения распада остановившихся мезонов.

Для иллюстрации метода запаздывающих совпадений и его особенностей рассмотрим одну из первых установок подобного типа<sup>38</sup> (рис. 2).

Идея опыта состояла в том, чтобы регистрировать распад мезонов, проходящих сквозь счётчики I и останавливающихся в свинцовом фильтре d, по тем заряженным частицам, которые вылетают из d с некоторым запаздыванием и проходят сквозь группу счётчиков II. Задача решалась при помощи специальной радиосхемы для счёта совпадений, которая в одном канале создавала импульс шириной 20 мксек, сдвинутый на 1,5 мксек, а во втором канале — узкий не сдвинутый во времени импульс. Если присоединить все счётчики I к первому каналу, а счётчики II — ко второму, то срабатывание

нумератора в случае перекрытия обоих импульсов будет означать, что разряд в счётчиках *II* запоздал на время от 1,5 до 21,5 *мксек* относительно разряда в счётчиках *I*. Опыты Монтгомери с сотрудниками<sup>38</sup> окончились неудачей, ибо возможная величина «полезного» эффекта оказалась примерно в 10 раз меньше того, что следовало ожидать из оценки числа мезонов, остановившихся в свинцовом фильтре *d*. Однако эта неудача прекрасно иллюстрирует те основные трудности, которые надо преодолеть в данной методике. Прежде всего следует учесть, что, несмотря на свинцовый блок *A* (рис. 2), фильтрующий мягкую компоненту космического излучения, лишь очень малая доля (порядка  $10^{-3}$ ) всех частиц, проходящих через счётчики *I* и *II*, могла относиться к случаю «застывания» мезона в фильтре *d* с последующим испусканием продуктов распада в нужном направлении. Поэтому на искомый «полезный» эффект неминуемо должен был налагаться значительный «фон» от событий двух типов. Во-первых, это были случайные совпадения от прохождения через *I* и *II* двух независимых частиц. Их число при разрешающей способности схемы совпадений, равной  $10^{-5}$  сек., в несколько раз превышало «полезный» эффект от распада остановившихся мезонов. В то же время применявшийся авторами дифференциальный метод исключения случайных совпадений вычитанием эффектов, наблюдаемых при наличии свинцового фильтра *d* и без него, не очень точен, ибо не учитывается влияние фильтра *d* на поток частиц, проходящих через счётчики *II*. Во-вторых, «фон» образовывался за счёт так называемых «ложных» совпадений, вызванных запаздыванием разрядов в самих счётчиках группы *II* при прохождении одной и той же частицы через счётчики *I* и *II* одновременно. Вероятность подобного запаздывания разряда особенно велика в счётчиках, содержащих электроотрицательные газы, а в данном случае применявшиеся счётчики как раз содержали смесь аргона (94%) с кислородом (6%). Конечно, «ложные» запаздывания во много раз меньше для современных счётчиков, не содержащих электроотрицательных газов, однако и до сего времени именно этот эффект определяет собой нижнюю границу (порядка нескольких десятых микросекунды) исследуемых времён распада мезонов.

Из сказанного ясно, почему время жизни мезона  $\tau_0$ , составляющее величину порядка  $10^{-6}$  сек., является наиболее подходящим для исследований методом запаздывающих совпадений: при больших значениях  $\tau_0$  было бы слишком много случайных совпадений, при меньших значениях  $\tau_0$  — слишком много «ложных» запаздываний в счётчиках.

Что касается дальнейших исследований по методу запаздывающих совпадений, то благодаря усовершенствованиям удалось сделать его для целого ряда задач не только наиболее надёжным и точным из всех существующих, но иногда и совершенно незаменимым. Прежде всего, оставаясь в рамках первоначальной идеи совмещения во времени двух сдвинутых друг относительно друга импульсов, удалось

значительно сократить и более точно учесть как случайные, так и «ложные» совпадения. Рассмотрим для примера одну из последних работ в данной области, выполненную автором этих строк совместно с Наумовым<sup>39</sup>. Здесь соотношение между «полезным» эффектом и случайными совпадениями могло быть сделано гораздо более благоприятным за счёт следующих изменений:

1) выбор оптимального интервала регистрируемых запаздываний ( $\Delta t = 1-3$  мксек);

2) замена свинцового фильтра  $d$  графитовым, в котором, как будет изложено в дальнейшем, успевают распадаться не только положительные, но и отрицательные мезоны;

3) замена одиночных групп счётчиков I или II на группы двойных совпадений (рис. 3) и применение такой радиосхемы, которая обеспечивает фактическое выключение её частицами, одновременно проходящими через все группы счётчиков (за счёт достаточно большого «мёртвого времени» каналов). Кроме того само по себе

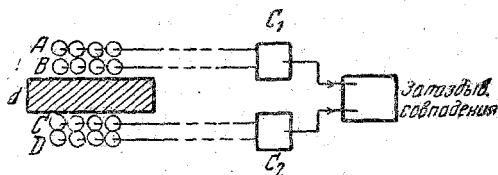


Рис. 3. Схема установки для регистрации остановившихся мезонов по их распаду<sup>40</sup>. Установка регистрирует совпадения  $C_1$  от счётчиков А и В, совпадения  $C_2$  от счётчиков С и D, а затем совпадения  $C_2$ , запаздывающие относительно  $C_1$ .

определение и учёт числа случайных совпадений делаются более точно и без затраты какого-либо дополнительного времени на контрольные опыты с убиранием фильтров. Для этого достаточно регистрировать на двух нумераторах кроме совпадений двух нормально сдвинутых импульсов от разных ветвей установки  $C_1$ ,  $C_2$ , ещё совпадения при дополнительном сдвиге одного из этих импульсов на время порядка 10 мксек. Во втором случае суммарная ширина импульсов, определяющая разрешающую способность схемы, а следовательно, и число случайных совпадений, остаётся неизменной, в то время как число регистрируемых актов распада уменьшается во много раз за счёт экспоненциального закона этого распада и практически выпадает из расчёта.

Для точного учёта «ложных» совпадений можно использовать конфигурацию счётчиков, изображённую на рис. 4, а. Оказывается, что при существующем «мёртвом времени» каналов радиосхемы в данной конфигурации запаздывающие совпадения вызываются почти исключительно эффектом запаздывания разряда в центральной группе счётчиков при прохождении одной частицы через все три группы.

Исследования, выполненные с помощью подобной установки, показали, что наилучших результатов можно добиться со счётчиками, содержащими в качестве наполнителя этилен (в смеси с аргоном), хотя и обычно применяемые в работах американских авторов спиртовые счётчики уже могут дать удовлетворительные результаты.

Наконец, для ряда исследований с данной методикой важно бывает узнать действительное число остановившихся мезонов по числу зарегистрированных электронов распада, т. е. определить эффективность установки. С этой целью производится количественное сравнение наблюдаемого числа запаздывающих совпадений с кривой поглощения жёсткой компоненты, определяемой в той же установке обычным методом «телескопа», т. е. методом незапаздывающих совпадений.

Для того чтобы не просто зарегистрировать явление распада мезона, но и проследить, каков закон этого распада во времени, метод запаздывающих совпадений был несколько усложнён так, чтобы по возможности точнее (с точностью порядка 0,05 мксек) отмечать промежуток времени между прохождением первичного мезона через одну систему счётчиков и прохождением соответствующего электрона распада через другую систему счётчиков. Эта задача решается либо путём фотографирования соответствующих импульсов на одной и той же развёртке осциллографа совместно с фотографированием калибровочной кривой<sup>40</sup>, либо введением специального радиотехнического устройства, которое даёт в результате наложения указанных двух импульсов некоторый результирующий импульс, зависящий (например, по своей амплитуде) от расстояния во времени для двух начальных импульсов. Последний метод был впервые применён в 1942 г.<sup>41</sup>, и с его помощью удалось получить наиболее точные из существующих кривых распада во времени мезонов в различных веществах (алюминий, латунь, свинец). Соответствующая усреднённая кривая (рис. 5, б) достаточно хорошо совпадает с экспонентой

$f(t) = e^{-\frac{t}{\tau_0}}$ , с константой  $\tau_0 = 2,15 \pm 0,07$  мксек для

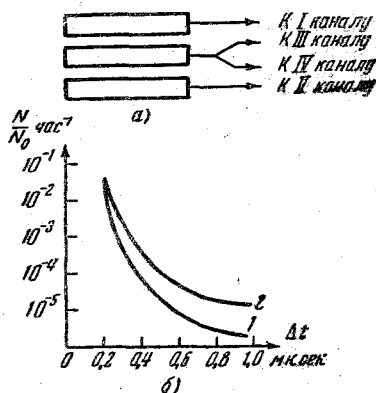


Рис. 4, а). Схема контрольного опыта по определению числа «ложных» совпадений<sup>39</sup>. Запаздывания  $N$  (в долях полного потока частиц через установку,  $N_0$ ) регистрируются для каналов радиосхемы III и IV по отношению к импульсам в каналах I и II. б). Зависимость чисел «ложных» совпадений от минимально допустимого времени запаздывания  $\Delta t$ . Кривые 1 и 2 относятся к счётчикам различного типа.

времени  $t$  от 1 до 10 мксек, и лишь в начальном участке она искажается эффектом запаздываний разрядов в счётчиках. Экспоненциальный характер процесса, одинаковый для всех веществ, свидетельствует о том, что наблюдается действительно процесс спонтанного распада мезонов, при котором вероятность процесса не зависит ни от времени, протекшего после остановки мезона в веществе, ни от природы этого вещества, и является характерной кон-

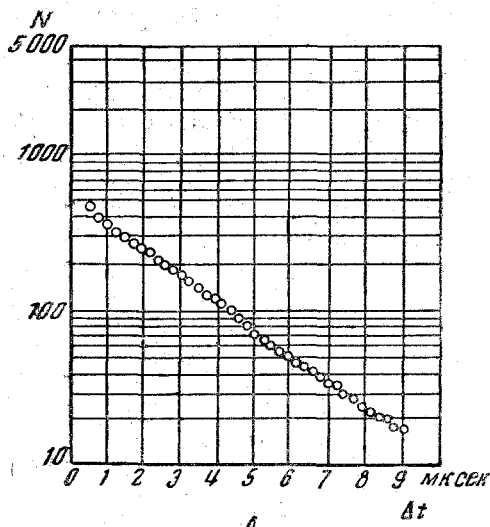
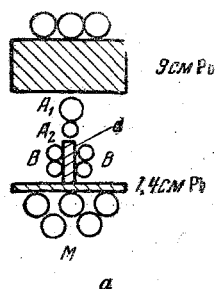


Рис. 5, а). Схема установки для исследования закона распада остановившихся мезонов во времени<sup>41</sup>. Установка регистрировала запаздывания  $\Delta t$  разрядов в счётчиках B по отношению к антисовпадениям (L, A<sub>1</sub>, A<sub>2</sub>, —M). б). Одна из полученных авторами дифференциальных кривых распада.

стантой для основной части мезонов, входящих в состав жёсткой компоненты космического излучения.

По поводу полученного закона распада следует сделать несколько замечаний. Во-первых, зависимость распада от времени всегда одинакова лишь для мезонов, покоящихся относительно наблюдателя. Как показали опыты по «аномальному» поглощению движущихся мезонов более или менее фиксированной энергии, для движущихся мезонов оказывается справедливым релятивистский закон преобразования времени  $t = t_0 \sqrt{1 - \beta^2}$ , а это означает, что при сохранении экспоненциального характера распада время жизни  $\tau$  изменяется в зависимости от скорости движения  $v = \beta c$  по закону  $\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ , где  $\tau_0 = 2,15$  мксек. Этот факт является в настоящее время хотя и не очень точным, но зато наиболее непосредственным подтверждением выводов специальной теории относительности. Во-вторых, зависимость распада от времени, вообще говоря, не зависит от вещества только для положительных мезонов. Как будет видно из дальнейшего (раздел III), отрицательные мезоны с определённой

вероятностью «погибают» и за счёт другого альтернативного процесса, вызванного взаимодействием с ядерными частицами, а это приводит к тому, что в лёгких веществах их распад ещё играет заметную роль, но фактическое время жизни может уменьшиться в большое число раз. В итоге для реально существующей смеси положительных и отрицательных остановившихся мезонов кривая распада во времени уже не является экспонентой, хотя и может быть с некоторой погрешностью «подогнана» под экспоненту; так, например, Тихо<sup>42</sup> для распада в алюминии получил значение  $\tau_0 = 1,78$  мксек, что побудило его в своё время высказать предположение об изменении  $\tau_0$  с высотой места наблюдения (данные Нересона и Росси<sup>41</sup>, усреднённые для Al, латуни и Pb, относились к уровню моря, данные Тихо — к высоте около 4 км). Что касается реальной зависимости от высоты места наблюдения, то она могла быть связана с примесью мезонов, имеющих другое, хотя и не очень отличное (иначе они не могли быть замечены данной методикой) время жизни. Для проверки этой возможности Росси с сотрудниками<sup>43</sup> специально измерили на разных высотах вплоть до 10 тысяч метров соотношения числа актов распада для четырёх интервалов времени:

$$\Delta_1 t = 0,9 - 2,7 \text{ мксек};$$

$$\Delta_2 t = 2,7 - 4,5 \text{ мксек};$$

$$\Delta_3 t = 4,5 - 6,3 \text{ мксек};$$

$$\Delta_4 t = 6,3 - 8,1 \text{ мксек}.$$

Результаты Росси, представленные на рис. 6, показывают, хотя и с не очень хорошей точностью, что время жизни от высоты, повидимому, не зависит, а следовательно, примесь мезонов с несколько иными временами жизни представляется маловероятной. (Этот вывод, однако, не имеет места для возможных распадов со временами  $\tau_0 \leq 10^{-7}$  сек. и  $\tau_0 \geq 10^{-4}$  сек.)

Последний вопрос, который имеет большое значение для всей методики запаздывающих совпадений, состоит в том, насколько время жизни  $\tau_0$  является специфическим именно для обычных мезонов с массой  $200 m_e$ , и не встречается ли среди других вновь открытых типов мезонов точно таких же времён жизни. К сожалению, сказать что-либо окончательно на этот счёт пока нельзя; некоторые данные, полученные с помощью камеры Вильсона и методом магнитного анализа, будут приведены ниже.

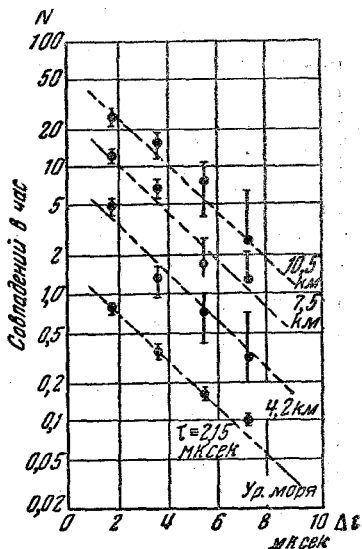


Рис. 6. Дифференциальные кривые распада остановившихся мезонов на разных высотах<sup>43</sup>.

Помимо изучения закона распада мезонов во времени метод запаздывающих совпадений может дать и уже дал некоторые важные сведения о природе и свойствах продуктов распада. В этой области он является весьма важным дополнением к исследованиям с камерой Вильсона и не только с точки зрения вспомогательной аппаратуры для управления камерой, но и с точки зрения получения достаточно-го статистического материала.

Как и в опытах с камерой Вильсона, здесь прежде всего представляется возможность исследования заряженных продуктов распада.

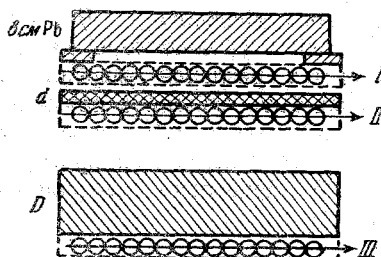


Рис. 7. Схема установки для исследования распада мезонов методом запаздывающих совпадений (Жданов и Хайдаров<sup>44</sup>). Мезоны, останавливающиеся в фильтре  $d$ , регистрируются счётчиками  $I$ , заряженные продукты распада — счётчиками  $II$  и  $III$ .

С этой целью естественно было заняться изучением поглощения продуктов распада в различных веществах. Одна из установок, предназначенных для подобных исследований и принадлежащая автору этих строк<sup>44</sup>, изображена на рис. 7<sup>\*</sup>). В этой установке верхняя группа счётчиков ( $I$ ) регистрирует мезоны, останавливающиеся затем в фильтре  $d$ , а электроны распада регистрируются на совпадениях двумя группами счётчиков ( $II$  и  $III$ ) с фильтром  $D$  между ними. Изменение толщины фильтра  $D$  и его состава позволяло, во-первых, выяснить, действительно ли заряженные продукты распада испытывают большие радиационные потери, как это полагается,

для электронов с энергиями в десятки MeV, и, во-вторых, проверить, можно ли согласовать кривую поглощения этих электронов с предположением о единой их энергии, равной в точке распада 50 MeV, как это следовало из общепринятых представлений. Соответствующие экспериментальные кривые поглощения в свинце (кривая 1) и графите (кривая 2) приведены на рис. 8, причём масштабы по оси абсцисс приведены в обоих случаях к толщинам вещества, эквивалентным с точки зрения ионизационных потерь.

Что касается существенной роли неионизационных потерь для продуктов распада, то это обстоятельство наглядно иллюстрируется уже чисто качественным сопоставлением обеих экспериментальных кривых поглощения между собой. Количественное сравнение кривых 1 и 2 показывает, что возможная доля частиц, обладающих только ионизационными потерями (и, следовательно, массами выше 3—5

<sup>\*</sup>) Исследования с подобной методикой были за последнее время выполнены так же другими авторами<sup>45, 46</sup>, причём полученные данные, относящиеся все к уровню моря, хорошо согласуются с изложенными ниже результатами для высоты около 4 км.

электронных масс), составляет в общем числе заряженных продуктов распада не более 20—25%. Эта оценка позволяет заключить, что при условии однотипности механизма всех распадных процессов с данным временем жизни продуктами распада в условиях данной ме-

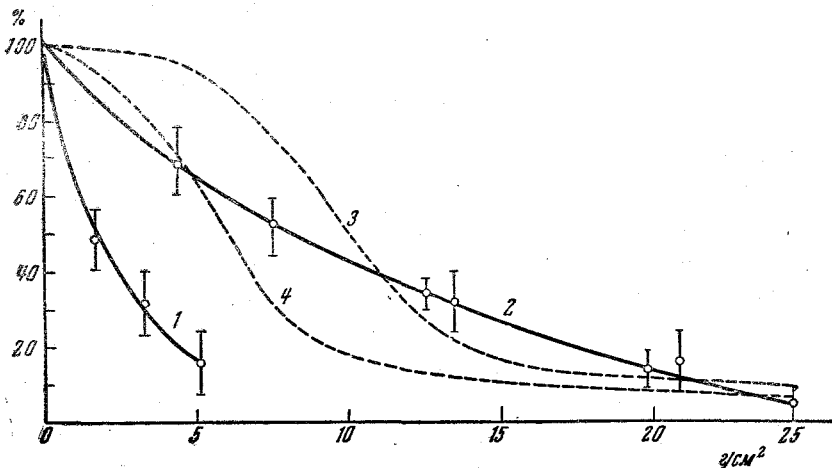


Рис. 8. Кривые поглощения заряженных продуктов распада мезонов в фильтре  $D$  установки, показанной на рис. 7. 1 — экспериментальная кривая поглощения в свинце, 2 — экспериментальная кривая поглощения в графите, 3 — расчетная кривая поглощения в графите,  $E_0 = 50$  MeV, 4 — расчетная кривая поглощения в графите,  $E_0 = 25$  MeV.

тодики по крайней мере в основном являются электроны, а не какие-либо лёгкие мезоны \*).

Перейдём теперь к ответу на второй вопрос — об энергии заряженных продуктов распада; оказывается, даже в том случае, если всё это — электроны с энергией 50 MeV, кривая поглощения имела бы отнюдь не ступенчатый, но довольно размытый характер, связанный не только с наличием определённого углового распределения этих электронов, но и с целым рядом процессов, усложняющих характер их поглощения в веществе, даже таком лёгком, как графит.

Для того, чтобы рассчитать кривые поглощения электронов определённой энергии и, следовательно, определённого среднего пробега, требуется помимо углового распределения (принимаемого естественно изотропным, поскольку речь идёт о распаде остановившихся ча-

\*) Данная методика отличается, в частности, от метода толстослойных фотопластинок тем, что она не в состоянии обнаружить наличие промежуточных, быстрораспадающихся продуктов первоначального распада, имеющих малые пробеги в веществе.



стиц) учесть ещё пять факторов, ведущих к «размытию» кривой поглощения. Ограничимся здесь перечислением этих факторов:

1) флуктуации пробегов, связанные с резерфордовским (многократным) рассеянием электронов;

2) рассеяние (в основном одиночное) на большие углы, выводящее электроны за пределы телесного угла, определяемого расположением счётчиков II и III на рис. 7;

3) флуктуации пробегов, связанные с радиационными потерями;

4) эффект конверсии фотонов тормозного излучения в электроны;

5) аннигиляция движущихся позитронов, составляющих около половины всех продуктов распада.

Результат подобного расчёта приведён в виде кривой (3) на рис. 8, где дана для сравнения также расчётная кривая (4), соответствующая поглощению электронов распада с начальной энергией 25 MeV.

Как видно из сопоставления с экспериментальной кривой (2), последнюю можно удовлетворительно объяснить только в том случае, если допустить, что энергетический спектр электронов распада не ограничивается какой-либо одной энергией, но размыт в пределах от 45—55 MeV по крайней мере до 15—25 MeV\*). При этом графическое вычисление средней по спектру энергии электронов распада по экспериментальной кривой 2 в сопоставлении с кривыми 3 и 4 даёт величину 30—35 MeV.

Полученные данные о характере спектра электронов распада невозможно согласовать с принятым ранее представлением о распаде мезонов (имеющих, как известно<sup>47, 74</sup>, в своём большинстве массу, несколько превышающую  $200 m_e$ ) на две частицы, в частности электрон и нейтрино. С другой стороны, этот вид спектра легко можно объяснить с точки зрения распада на три частицы — электрон и две нейтральные. В частности, если такими нейтральными частицами являются нейтрино, то при учёте законов сохранения энергии и импульса легко показать, что электроны должны иметь максимальную энергию, равную  $\frac{1}{2} \mu c^2$ , т. е. около 55 MeV. При анализе более сложной возможности, состоящей в распаде на электрон, нейтрино и нейтральный мезон или нейтретто с массой  $\mu^0 (\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \mu^0)$ , для определения максимальной энергии электронов в спектре  $E_{\text{макс}}$

\*) Строго говоря, единой энергии  $E_0$  электронов распада не должно было быть уже вследствие своеобразного «доплеровского» эффекта для отрицательных мезонов, движущихся вблизи атомного ядра на соответствующих  $K$ -оболочках. Однако, как показали соответствующие расчёты<sup>48</sup>, обусловленное этим эффектом относительное «размытие» энергий электронов при распаде на электрон и нейтрино имеет величину около  $\frac{Z}{137} E_0$ , т. е. около 2 MeV в случае графита ( $Z = 6$ ).

также можно воспользоваться законами сохранения энергии и импульса, согласно которым

$$E_{\text{макс}} = \frac{\mu c^2}{2} \left[ 1 - \left( \frac{\mu^0}{\mu} \right)^2 \right], \quad (1)$$

где  $\mu$  и  $\mu^0$  — соответственно массы первоначального мезона и нейтретто. При этом значению  $E_{\text{макс}} = 45 \text{ MeV}$  соответствует масса  $\mu^0 \approx 70$ , и таким образом, все значения масс нейтретто от 0 до  $70 m_e$  при данном методе определения  $E_{\text{макс}}$  можно считать одинаково возможными.

Что касается общего вида электронного спектра при распаде по схеме  $\mu \rightarrow e + \nu + \mu^0$ , то он был впервые вычислен из довольно естественных предположений в работе Горовитца с сотрудниками<sup>49</sup>, несколько обобщивших обычную теорию  $\beta$ -распада. При этом оказалось, что средняя энергия электронов в спектре  $\bar{E}$  должна лежать в пределах  $(0,6-0,7) E_{\text{макс}}$ , а «размытие» спектра, характеризуемое величиной  $\Delta E = \sqrt{(\bar{E})^2 - (E^2)}$ , составляет около  $0,2 E_{\text{макс}}$ . И то и другое свойства спектра хорошо согласуются как с приведёнными выше результатами, так и с данными камеры Вильсона, изложенными ниже.

В связи с вопросом о механизме распада весьма актуальной являлась проверка того, что участвующие в нём несомненно нейтральные частицы не есть фотоны. Это важно также и для подсчётов той энергии, которая передаётся при распаде мезонов равновесной мягкой компоненте космических лучей. Как известно<sup>8</sup>, экспериментально последний вопрос до сих пор ещё не решён сколько-нибудь удовлетворительно; хотя сейчас и стало уже совершенно ясно<sup>50</sup>, что по крайней мере на средних и больших высотах эта энергия явно недостаточна для объяснения всей наблюдаемой мягкой компоненты, тем не менее правильно оценить долю равновесной компоненты представляется в ряде случаев весьма существенным.

Попыткам обнаружения фотонов, испускаемых при распаде, было посвящено три работы. В первой из них<sup>51</sup> с помощью установки, схематически изображённой на рис. 9, сравнивалась частота двух событий: с одной стороны, запаздывающий (по отношению к счётчикам А) разряд одной из групп счётчиков В или С и, с другой стороны, одновременный разряд счётчиков В и С с запаздываниями в тех же пределах ( $\Delta t = 0,6 - 5,3 \text{ мксек}$ ). Измерения показали, что события второго типа регистрируются примерно в 65 раз реже, чем события первого типа, и целиком могут быть объяснены случайными совпадениями, а не

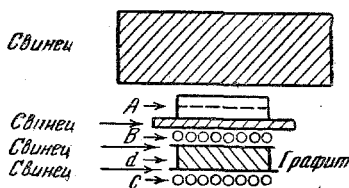


Рис. 9. Схема установки для обнаружения запаздывающих фотонов (вместе с электронами) при распаде мезонов<sup>51</sup>. Регистрировались совпадения (В, С), запаздывающие относительно совпадений (А, В) на время  $\Delta t = 0,6 - 5,3 \text{ мксек}$ .

испусканием электрона и фотона (в противоположных направлениях) при распаде мезона.

Следующая работа<sup>52</sup>, в которой, исследовался распад уже не в графите, а в латуни (т. е. только для положительных мезонов вместо мезонов обоого знака, как будет ясно из дальнейшего), привела к столь же отрицательному результату, но с большей полнотой. Достоинствами этих измерений (см. схему установки на рис. 10) являлись: более широкий интервал исследуемых запаздываний (от 1,2 до 8,0 мксек), большая и притом количественно оценённая вероятность конверсии в свинце фотонов, регистрируемых группами счётчиков *D* и *E*, и, наконец, лучшая статистическая точность измерений, связанная с тем, что запаздывающие фотоны могли регистрироваться независимо от электронов. В результате этих из-

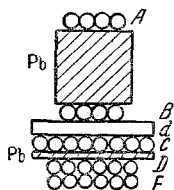


Рис. 10. Схема установки для обнаружения запаздывающих фотонов от остановившихся мезонов<sup>52</sup>. Регистрировались антисовпадения (*D*, *E*, —*C*), запаздывающие относительно совпадений в счётчиках (*A*, *B*) на время  $\Delta t = 1,2 - 8,0$  мксек.

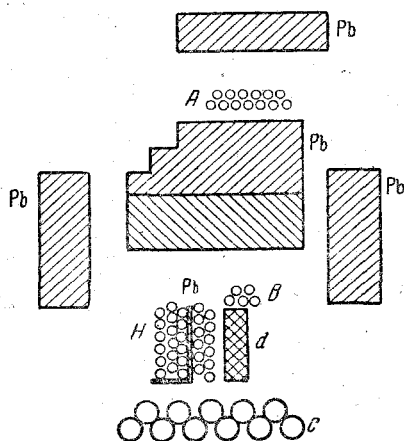


Рис. 11. Схема установки, с помощью которой исследовалась возможность испускания фотонов при остановке мезонов в железном фильтре (*d*)<sup>54</sup>. Антисовпадения (*A*, *B*, —*C*) играли роль запускающего мастер-импульса, остальные группы счётчиков — годоскопические.

мерений авторы смогли с уверенностью отвергнуть возможность того, что в каждом акте распада мезона (со средним временем жизни 2 мксек) испускается фотон с энергией не менее 15 MeV. С другой стороны, указанные фотоны могли бы появиться не непосредственно в акте распада, а за счёт вторичного двухфотонного распада участвующих в процессе нейтральных мезонов со временем жизни не выше  $10^{-10}$  сек. Поэтому изложенный результат делает маловероятным также участие в распаде достаточно тяжёлого ( $\mu^0 \geq 60 m_e$ ) нейтретто с целым спином. Действительно, теория предсказывает<sup>53</sup> для таких частиц весьма большую вероятность спонтанного двухфотонного распада при условии достаточно сильного взаимодействия с нуклонами, подчиняющимися уравнению Дирака.

Наконец, третья работа на ту же тему, принадлежащая Пиччиони<sup>54</sup>, также показала отсутствие протонов при распаде положительных мезонов, остановившихся в железе, независимо от времени жизни для этого процесса. С этой целью установка (рис. 11) была дополнена небольшим годоскопом из пяти групп счётчиков *H*, который позволял более надёжно установить направление движения фотона и тем самым исключить случайные совпадения. Снова отрицательный результат опыта позволил автору сделать заключение об отсутствии фотонов не только при распаде, но и при процессах захвата мезонов, о чём будет упомянуто ниже в связи с дальнейшим изложением.

## § 2. Метод камеры Вильсона

По сравнению с методом, изложенным выше, исследования с камерой Вильсона страдают одним основным недостатком: рабочий объём камеры обычно не позволяет использовать для исследования остановившихся в нём мезонов сколько-нибудь значительных количеств вещества и тем самым сильно ограничивает возможное число наблюдаемых случаев распада. Так, например, при средних размерах камеры (диаметр около 30 см) её рабочий объём можно перегордить пластинками с общим эффективным количеством вещества порядка 100 г; в то же время для установок со счётчиками в методе запаздывающих совпадений удаётся без труда исследовать распад мезонов на площадях порядка нескольких тысяч квадратных сантиметров и, следовательно (при тех же толщинах слоёв, что и в камере), при эффективных количествах вещества до 10 кг. Если учесть, что на уровне моря в каждом грамме вещества останавливается около 0,05 мезона в час<sup>21</sup> и лишь часть из них даёт следы электронов распада, пригодные для измерений энергии, то становится ясным, почему число исследованных случаев распада в пластинках камеры Вильсона до самого последнего времени ограничивалось одним-двумя десятками \*). Число фотографий, показывающих распад мезона в газе камеры Вильсона, ещё меньше — оно измеряется единицами, причём время жизни мезона было установлено всего лишь в единственном случае<sup>55</sup>. В то же время почти в каждой из работ, выполненных по методу, изложенному выше, случаи распада регистрировались тысячами, без чего невозможно было бы достаточно точно изучить законы распада во времени для разных веществ и мезонов разного знака. Вторая, уже не принципиальная, особенность большей части исследований с камерой Вильсона, особенность, которая может считаться и недостатком и преимуществом, в зависимости от постановки задачи, состоит в том, что при наблюдении всего трека электрона распада внутри камеры нельзя зарегистрировать промежуток времени,

\*) Исключение представляет лишь недавняя работа<sup>65</sup>, в которой получено 75 треков электронов распада.

в течение которого произошёл распад. Это означает, с одной стороны, невозможность надёжного отождествления распадающегося мезона с «обычным» мезоном (по его константе распада), а при исследованиях с пластинками — просто значительную вероятность случайного совпадения двух генетически не связанных событий; с другой стороны, отсутствие фиксированных интервалов запаздываний электрона относительно первичного мезона позволяет надеяться обнаружить процессы распада любых мезонов независимо от их времени жизни, лишь бы имелись заряженные продукты распада с достаточно большим (для определения энергии и природы частиц) пробегом.

Последней из трудностей в применении камеры Вильсона, хотя также непринципиальной, является трудность одновременного определения энергии и массы продуктов распада: поскольку максимальные значения пробегов электронов распада составляют около 20 г лёгкого вещества (см. рис. 8), то совместить измерения кривизны и пробега, как правило, не представляется возможным и приходится пользоваться тем или иным способом определения энергии частиц, заранее предполагая, что все они — электроны.

Несмотря на всё это, исследования с камерой Вильсона обладают и рядом бесспорных преимуществ. Не говоря уже о том, что они дают наглядную картину каждого элементарного акта, представляется возможность знать не только знаки зарядов и энергию частиц, первичной и вторичных, но и их массы и притом не в среднем, а в каждом случае отдельно (хотя получить все указанные величины одновременно практически невозможно).

Приступая к обзору результатов исследований распада методом камеры Вильсона, следует разделить их на несколько групп в зависимости от конкретных особенностей методики и поставленных задач.

Первым по времени явился ряд результатов (начиная с фотографии, опубликованной в 1938 г.<sup>56</sup>), относящихся к распаду в газе камеры Вильсона. При этом вплоть до 1947 г. вообще не возникало сомнений в том, что процесс согласуется с представлением о распаде мезона на электрон и нейтрино. Две фотографии<sup>57,58</sup>, на которых были вполне надёжно зафиксированы случаи распада мезона в газе свидетельствовали, что мезон действительно может распадаться с испусканием одной быстрой заряженной частицы; при этом масса мезона согласовалась с обычной величиной  $200 m_e$ , известной из других определений массы<sup>47</sup>, а энергия электрона не противоречила представлению о распаде этого мезона на электрон и нейтрино.

В более поздних опытах подобного рода удалось наблюдать случай «аномального» распада мезона. В 1947 г. на высоте около 9 км получено две фотографии распада положительного мезона, повидимому в газе камеры (аргон), с испусканием позитронов с энергией в пределах 21—28 MeV<sup>59,60</sup>. При этом массы первичных мезонов определялись весьма неточно, но в одном из случаев значение массы, близкое к  $100 m_e$ , почти исключалось. Аналогичная картина распада

наблюдалась в 1948 г.<sup>61</sup>, но уже на высоте около 4 км и с энергией позитрона около 15 MeV.

Более многочисленны наблюдавшиеся рядом авторов случаи распада в пластинках, помещённых в камере Вильсона, причём в одних

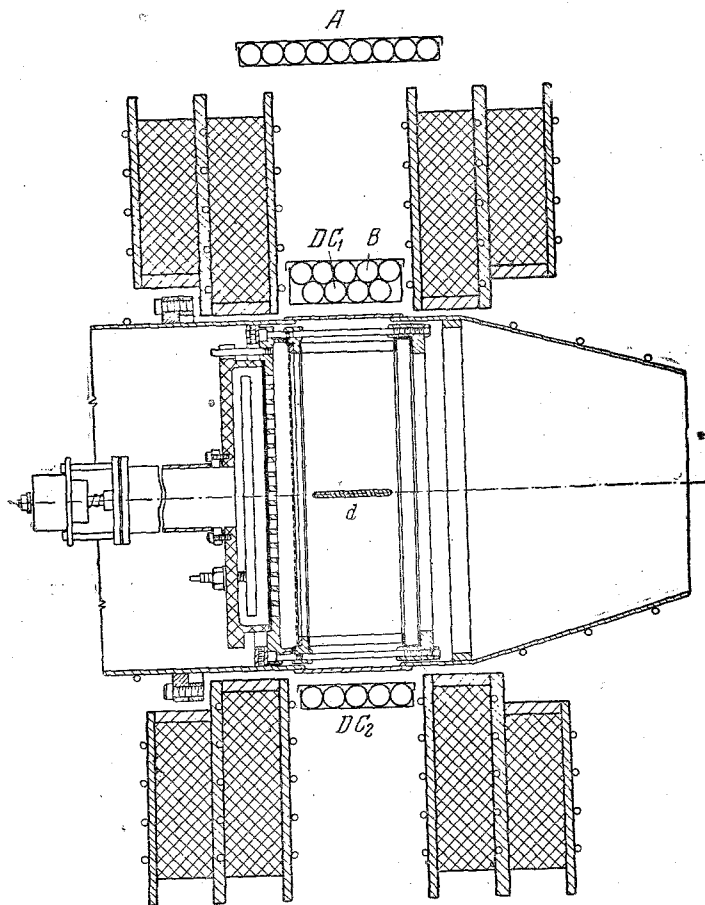


Рис. 12. Схема камеры Вильсона, применённой для исследования энергий электронов распада. Мезоны, останавливающиеся в камере и пластинке  $d$ , регистрируются «телескопом» ( $A, B$ ), электроны распада (запаздывающие на время  $\Delta t = 0,7 - 4,7$  мксек) — счётчиками  $DC_1$  или  $DC_2$ .

работах<sup>62, 63</sup> энергия электрона определялась из анализа его рассеяния (вычисление угла отклонения в нескольких тонких пластинках), а в других опытах<sup>64, 65</sup>, — по радиусу кривизны трека в магнитном поле. Только в одной из работ<sup>55</sup>, относящихся к последнему случаю,

камера Вильсона управлялась запаздывающими совпадениями с интервалом возможных запаздываний  $\Delta t = 0,7 - 4,7$  мсек. Схема соответствующей установки показана на рис. 12, где счётчики  $A$  и  $B$  предназначены для регистрации мезонов, останавливающихся в алюминиевой пластинке (6 мм Al) или вообще внутри камеры, а счётчики  $DC_1$  и  $DC_2$  — для регистрации электронов распада. Интересно отметить, что в отличие от других исследований здесь почти все случаи распада согласуются с прежними представлениями о единой энергии электронов распада, близкой к 45 MeV. Наиболее полными

из всех исследований распада в камере Вильсона являются, однако, результаты последней работы, выполненной на уровне моря с помощью камеры Вильсона, свободно падающей в магнитном поле 7250 гаусс

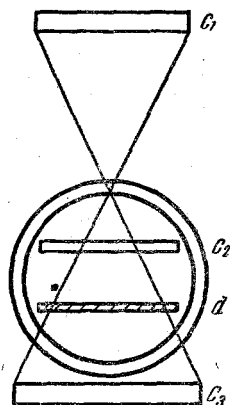


Рис. 13. Схема камеры Вильсона, применявшейся для исследования спектра электронов распада  $^{65}$ . Камера управлялась антисовпадениями ( $C_1$ ,  $C_2$ , —  $C_3$ );  $d$  — пластинка (2 г/см<sup>2</sup> графита), предназначенная для поглощения мезонов.

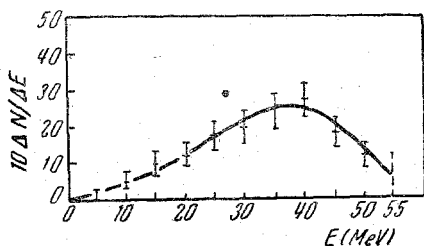


Рис. 14. Энергетический спектр электронов распада, полученный в установке, показанной на рис. 13. По оси ординат нанесены числа электронов, приходящихся на энергетический интервал 10 MeV.

(схему установки см. на рис. 13)  $^{65}$ . В этой работе удалось определить энергию электронов для 75 случаев распада мезона в графитовой пластине, стенках или газе камеры. В отдельных случаях определялась также масса мезона, оказавшаяся в согласии со значением 210—215  $m_e$ , обычно принимаемым сейчас в качестве наиболее точного. Полученный в работе спектр электронов распада представлен на рис. 14. Авторами вычислена кроме того средняя энергия электронов распада, близкая к 34 MeV, и масса мезона  $\mu$  [равная  $(217 \pm 4) m_e$ ] в том предположении, что в распаде участвует два нейтрино\*).

\*) Если, наоборот, задаться значением массы мезона  $\mu = (215 \pm 5 m_e)$ , то из верхней границы спектра электронов  $E_{\text{макс}} = 55$  MeV следует, что максимально допустимая масса  $\mu^0$  любой из нейтральных частиц, участвующих в распаде, не может превышать 30  $m_e$  [см. уравнение (1)].

Наконец, в последнюю группу опытов можно условно отнести те, в которых распад мезона происходил вне камеры Вильсона. В одной работе, выполненной с установкой, изображённой на рис. 15<sup>65</sup>, ставилась совсем новая задача — оценить массы тех мезонов, которые распадаются в фильтре  $d$  в интервале времён 1—10  $\mu\text{сек}$ . При этом счётчики 1, 2 и 3 вместе с камерой Вильсона в магнитном поле служили для регистрации падающих на  $d$  мезонов с определённым интервалом пробегов и измеренными по кривизне треков значениями импульсов; счётчики 4 ре-

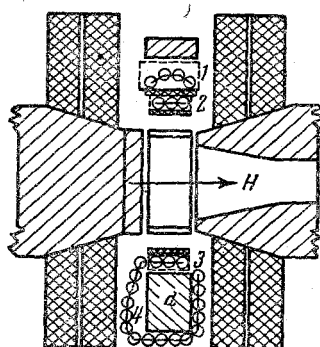


Рис. 15. Схема камеры Вильсона, применённой для исследования масс и знаков мезонов, распадающихся в различных веществах (фильтр  $d$ ) со временем жизни около 2  $\mu\text{сек}$ . Камера управлялась разрядами в счётчиках 4, запаздывающими на время  $\Delta t = 1 - 10 \mu\text{сек}$  относительно совпадений (1, 2, 3).

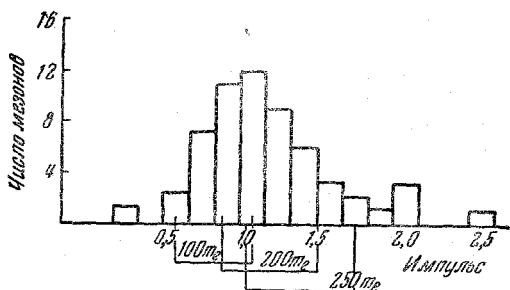


Рис. 16. Спектр импульсов мезонов, полученный в установке показанной на рис. 15, для случая распада отрицательных мезонов в графите. На графике отмечены интервалы допустимых значений импульса для мезонов с массами 100, 200 и 250  $m_e$ .

гистрировали электроны распада. Примерное распределение мезонов по импульсам в одной из серий опытов приведено на рис. 16, где даны также пределы значений импульсов, допустимые в данной установке для частиц с массами соответственно 100, 200 и 250  $m_e$ . Как видно из рис. 16, на уровне моря основная часть по крайней мере тех мезонов, которые распадаются со временем жизни 2  $\mu\text{сек}$ , имеет массы, близкие к 200  $m_e$ . К сожалению, большой процент (около 15%) случайных и «ложных» запаздывающих совпадений лишает возможности ответить на вопрос, в какой мере запаздывающие совпадения могут вызываться мезонами с массами, лежащими вне указанных выше пределов 100 и 250  $m_e$ . В связи с этим можно сослаться также на работу<sup>67</sup>, в которой с помощью одной камеры Вильсона регистрировался факт распада и измерялся пробег мезона, а импульс измерялся в вышерасположенной камере с магнитным полем. Оказалось, что все пять явно выраженных случаев распада положительных мезонов в свинцовых пластин-



ках нижней камеры давали значения масс, согласующиеся со значением  $200-220 m_e$ . Наконец, ещё в одной работе<sup>68</sup>, схема установки которой приведена на рис. 17, камера Вильсона управлялась мезонами,

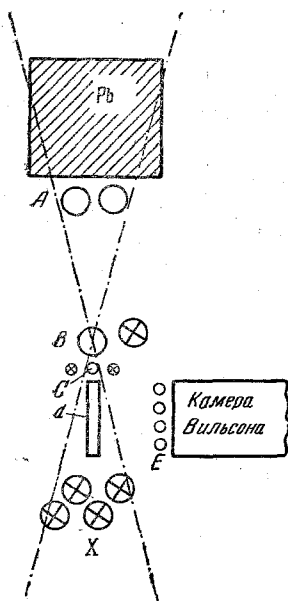


Рис. 17. Схема установки с камерой Вильсона, в которой исследовались энергии электронов от распада мезонов в графитовой пластине  $d$ <sup>68</sup>. Камера Вильсона управлялась от антисовпадений (A, B, C, E, —X).

останавливающимися в графитовой пластинке  $d$ , а энергии электронов распада определялись по числу пройденных ими алюминиевых пластинок в камере (знаками  $\oplus$  отмечены группы счётчиков, включённые по схеме антисовпадений). Были измерены энергии трёх электронов распада, равные соответственно 13, 18 и 50 MeV. Авторы считают, что в их установке, повидимому, «отсеивается» заметная доля электронов, вылетающих из  $d$  в направлении камеры только из-за того, что энергия их меньше 14 MeV и не позволяет преодолеть стенок всех приборов.

Особо следует отметить те весьма немногочисленные случаи, когда в камере Вильсона удавалось, повидимому, наблюдать распадные процессы с участием как нейтральных, так и заряженных мезонов с массами, явно отличающимися от  $200 m_e$ . В одной из этих работ<sup>69</sup> авторы утверждают, что в нескольких случаях ими был обнаружен процесс распада на электрон и позитрон нейтрального мезона с массой от 13 до  $24 m_e$ , входящего в состав проникающей компоненты космического излучения. В другой работе<sup>70</sup>, связанной с исследованием частиц в проникающих ливнях, повидимому, наблюдался один случай

распада нейтрального мезона с массой от 500 до  $1600 m_e$  на положительный и отрицательный заряженные мезоны и один случай распада положительного мезона с массой около  $1000 m_e$  на нейтральный и более лёгкий положительный мезон. Как будет показано ниже, подобные редкие события удалось зарегистрировать и с помощью других методов исследования.

### § 3. Метод фотопластинок

В настоящее время, после того как разработка высокочувствительных фотоэмульсий<sup>71</sup> позволила надёжно регистрировать релятивистские частицы, метод фотопластинок стал весьма сильным конкурентом камере Вильсона в исследованиях интересующих нас

процессов с остановившимися мезонами. Особенно эффективен он в тех случаях, когда в конце мезонного трека появляются вторичные частицы с короткими пробегами порядка сотен микрон эмульсии, что соответствует пробегам, исчисляемым метрами газа в камерах Вильсона с нормальным давлением. В этих случаях можно получить почти полное представление об элементарном акте, измерив массы и углы вылета всех заряженных частиц. Правда, в отличие от камеры Вильсона определение знаков заряда частиц, как правило, исключено, ибо для получения необходимых отклонений, отличных от явлений рассеяния, потребовались бы слишком сильные магнитные поля, значительно превышающие те 15 000 гаусс, которые лимитируются обычно магнитным насыщением железа. Однако этот недостаток, который практически несуществен, например в опытах с «искусственными» мезонами, компенсируется значительным преимуществом по сравнению с камерой Вильсона — во много раз большим эффективным временем наблюдения. Последнее особенно ценно для явлений с короткопробежными частицами, когда теряются почти все преимущества камеры Вильсона в смысле использования той или иной системы управления.

Помимо возможности собрать большой статистический материал, преимущество непрерывного наблюдения, характерное для фотопластинок, позволяет почти избежать специфических трудностей метода камеры Вильсона, связанных с некоторой неопределённостью в знании абсолютного и относительного эффективного времени наблюдения для частиц с разной ионизацией. Это, в свою очередь, создаёт возможность надёжного определения частоты изучаемых явлений и потоков останавливающихся мезонов, если только принять меры <sup>72</sup> к достаточному уменьшению влияния фоторегрессии, т. е. постепенного ослабления скрытого изображения следов. Следует учесть, что по сравнению с камерой Вильсона фотоэмульсия представляет значительно меньше возможностей в выборе желаемого и притом однородного по химическому составу вещества, в котором происходят изучаемые процессы. Однако за последнее время и в этом направлении имеются новые достижения на пути использования слоистых фотоэмульсий <sup>73</sup>.

Закончим общие замечания о методе оценки точности измерений в опытах с фотопластинками по сравнению с камерой Вильсона. Так, например, статистическая обработка данных по рассеянию мезонов, остановившихся в фотоэмульсии, позволяет получить точность определения массы около 10% (см. ниже), в то время как аналогичное по частоте случаев исследование масс мезонов в камере, выполненное Фреттером, даёт по оценке Брода <sup>74</sup> точность около 2%. При определении энергий отдельных электронов распада оба метода дают в общем одинаковые точности (порядка 10%), хотя принципы определения энергии совершенно различны: в камере Вильсона исследуется обычно кривизна в магнитном поле или пробег в веществе (комбинировать и то и другое удаётся в данном случае редко); в

случае фотопластинок вычисляется средний угол резерфордовского рассеяния.

Переходя к обзору исследований по распаду мезонов, выполненных методом фотопластинок, начнём с одной из последних по времени работ<sup>71</sup>, в которой удалось наблюдать около 100 мезонов, остановившихся с испусканием в конце пробега слабо ионизирующей релятивистской частицы. Авторы считают, что все эти вторичные частицы (так называемые  $\eta$ -частицы) суть электроны, а все первичные — обычные  $\mu$ -мезоны с массой  $200 m_e$ , составляющие основную часть жёсткой компоненты. В подтверждение своего, пока недостаточно обоснованного мнения они указывают, что в 9 из этих 100 случаев наблюдавшиеся  $\mu$ -мезоны, в свою очередь, представляли собой продукты распада более тяжёлых остановившихся мезонов ( $\pi$ -мезонов), о которых речь будет идти ниже. Типичная для подобного последовательного распада картина представлена на микрофотографии рис. 18. Анализ рассеяния электронов вдоль трека, видимого в эмульсии зачастую на протяжении порядка тысячи микрон и более, позволил авторам в 20 случаях определить импульсы электронов в точке их рождения. Типичные значения электронных импульсов в энергетических единицах составляли, например,  $15 \pm 3$ ;  $20 \pm 5$ ;  $38 \pm 6$ ;  $42 \pm 2$ ;  $48 \pm 6$  MeV. Эти цифры вполне подтверждают тот непрерывный характер спектра, который следует приписать электронам распада на основании данных, полученных методами запаздывающих совпадений и камеры Вильсона. Более того, авторы работы надеются с помощью дальнейших измерений методом фотопластинок установить форму этого непрерывного спектра, что представляется весьма существенным для суждения о механизме распада.

Остановимся теперь более подробно на распаде  $\pi$ -мезонов, открытых<sup>75</sup> и исследованных в течение последних двух лет именно методом фотопластинок. Уже в первых исследованиях<sup>32</sup> авторы обратили внимание на две характерные особенности подобного процесса: при превращении более тяжёлого остановившегося мезона в более лёгкий отношение масс (измеряемое всегда со значительно большей точностью и надёжностью, чем масса отдельной частицы) остаётся всегда одинаковым в пределах значений 1,3—1,6; кроме того пробег вторичной частицы ( $\mu$ -мезон) всегда постоянен и близок к 600  $\mu$ , что соответствует энергии  $\mu$ -мезона около 4 MeV. Дальнейшие исследования<sup>76</sup> с определением масс отдельных частиц по их рассеянию дали следующие значения масс тяжёлого ( $M_\pi$ ) и лёгкого ( $M_\mu$ ) мезона:  $M_\pi = (260 \pm 30) m_e$ ;  $M_\mu = (205 \pm 20) m_e$ . Приведённые значения получены из анализа всего 20 случаев, но, как будет показано ниже, они вполне согласуются с другими, более точными данными, относящимися к «искусственным» мезонам. Тот факт, что энергии  $\mu$ -мезонов всегда одинаковы, означает, очевидно, что наблюдаемый распад  $\pi$ -мезона всегда происходит после потери последним практически всей своей кинетической энергии и

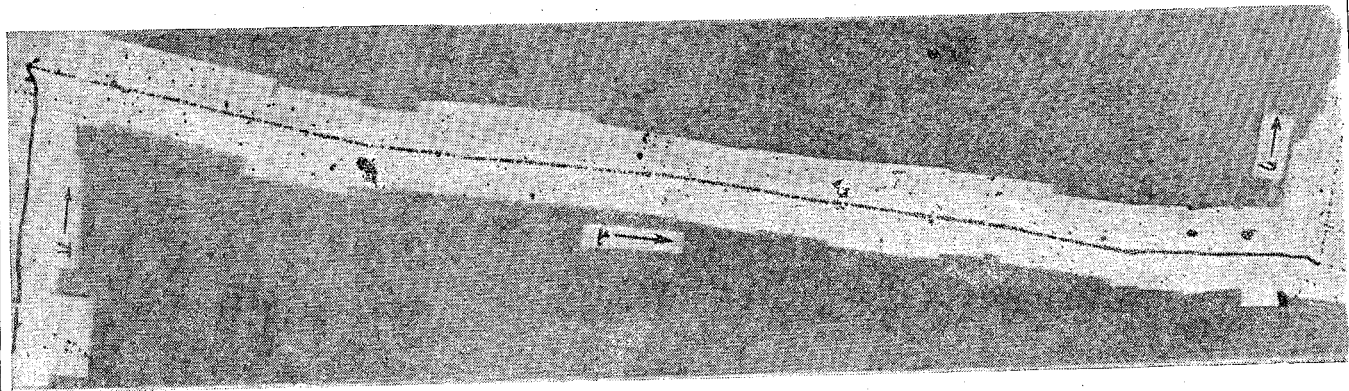


Рис. 18. Микрофотография, иллюстрирующая последовательный распад  $\pi$ - и  $\mu$ -мезона в фотоэмульсии, чувствительной к релятивистским частицам ( $\eta$  — электрон распада).

кроме того, что в числе продуктов распада находится всего одна невидимая в фотоэмульсии нейтральная частица. К сожалению, для оценки массы последней частицы и вообще решения вопроса о её природе (это мог быть, в частности, фотон) точность приведённых выше данных о соотношении масс  $M_\pi$  и  $M_\rho$  совершенно недостаточна.

Последняя характеристика распада, которую удалось оценить из исследований космического излучения методом фотопластинок, это — время жизни  $\pi$ -мезона. С этой целью было предпринято<sup>77</sup> определение характера углового распределения, с одной стороны, и соотношения между числом тяжёлых ( $\pi$ - и  $\sigma$ -) и лёгких ( $\rho$ -) мезонов при различных расстояниях от фотоэмульсии до окружающих пластинки плотных веществ. При этом оказалось, что при помещении фотопластинок на расстоянии около 2 м от пола обратный поток (снизу вверх) медленных, останавливающихся в эмульсии  $\rho$ -мезонов (т. е. мезонов, не дающих в конце пробега вторичных заряженных частиц) целиком или в большей части можно объяснить за счёт распада  $\pi$ - и  $\sigma$ -мезонов, идущих (также снизу вверх) из пола здания; но в таком случае из экспоненциального закона распада тяжёлых мезонов во времени (причём для медленных частиц зависимостью времени жизни от скорости можно пренебречь), а также из соотношения в потоках тяжёлых и лёгких мезонов можно определить искомое время жизни  $\tau_\pi$ . Оно оказалось равным  $(6 \pm 3) \cdot 10^{-9}$  сек. с некоторым занижением, если в обратном потоке  $\rho$ -мезонов присутствуют частицы, генерируемые в веществе без посредства промежуточной стадии  $\pi$ -мезона.

Помимо исследований, выполненных над мезонами с массой  $200 m_e$  и  $300 m_e$  методом фотопластинок, обнаружен ряд отдельных случаев распада мезонов больших масс. Тем самым получены новые непосредственные подтверждения факта существования определённого спектра масс мезонов, установленного впервые Алихановым и Алиханяном методом магнитного анализа. Прежде всего следует указать на недавно опубликованную работу Алиханяна с сотрудниками<sup>78</sup>, в которой методом фотопластинок исследовано несколько случаев распада варитронов разных масс (от 750 до 7 — 9 тыс.  $m_e$ ) с испусканием одиноких частиц меньшей массы.

Новые возможности в этом направлении появляются также в связи с использованием фотоэмульсий, чувствительных к релятивистским частицам. Особый интерес, в частности, вызывает появившееся недавно сообщение об одном случае, который, повидимому, относится к совершенно неизвестному до сих пор классу явлений. Речь идёт о фотографии, изображённой на рис. 19.<sup>71</sup> На этой фотографии авторы обратили особое внимание на массу идущей из левого верхнего угла частицы, вызвавшей верхнюю «вилку». Измерение массы этой частицы, произведённое при сравнении с массами известных частиц методом счёта зёрен и проверенное вторым, менее точным методом анализа рассеяния, дало значение массы  $(1080 \pm 160) m_e$ .

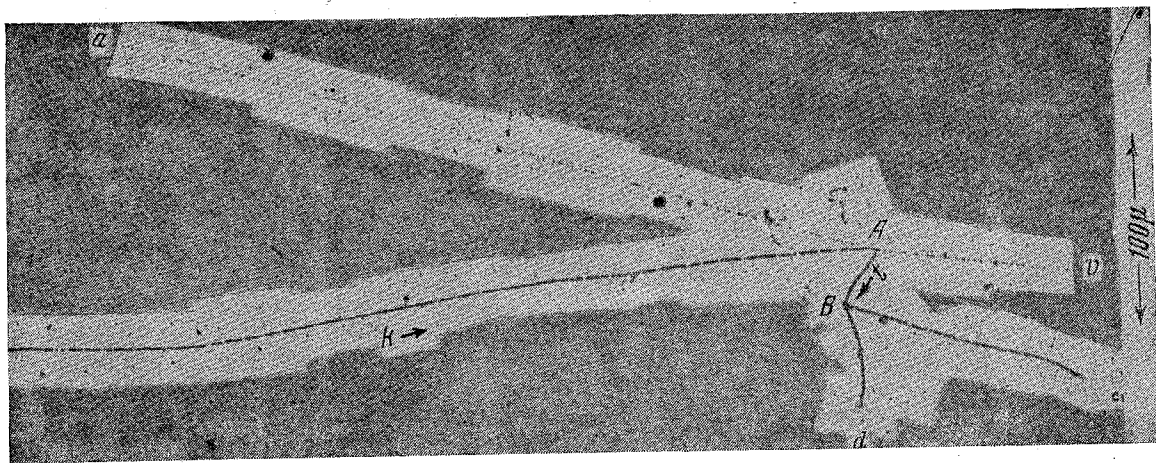


Рис. 19. Уникальный случай явления, трактуемого как распад заряженного мезона (частица  $k$ ) с массой около  $1000 m_e$  на три заряженные частицы в фотоэмульсии, чувствительной к релятивистским частицам  $\pi^+$ .

причём можно было ручаться, что значения ниже  $700 m_e$  и выше  $1300 m_e$  практически исключены. Эта новая частица, названная  $k$ -мезоном, могла бы вызвать в конце своего пробега обычную «звезду», наблюдаемую на фотографии в виде тройной «вилки». Однако анализ ионизаций и пробегов испускаемых при этом частиц показал, что это не могут быть ни протоны, ни электроны, а только мезоны, один из которых вызывает затем ядерное расщепление (нижняя «вилка» на рис. 19). Кроме того путём кропотливой обработки данных по измерению углов (пришлось учесть сжатие фотоэмульсии после проявления) авторам удалось построить пространственную диаграмму импульсов составных частей верхней «вилки» и показать, прежде всего, что все три трека компланарны, и следовательно, в процессе, повидимому, не участвуют ни нейтральные частицы, ни ядра отдачи. Наконец, если учесть энергию покоя  $k$ -частицы и начальную энергию частицы, вызвавшей вторую вилку (повидимому, это  $\sigma$ -мезон), то можно согласовать полученную диаграмму импульсов с представлением о спонтанном распаде остановившегося мезона на три заряженные частицы, каждая из которых обладает массой  $200-300 m_e$ .

Указанные выше данные, полученные фотографическим путём, мы свели с некоторыми дополнениями в таблицу I (см. стр. 506), не вдаваясь при этом в дальнейшие подробности, ибо они не помогут составить сколько-нибудь ясного представления о свойствах этой новой группы частиц. Малая точность в определении масс лишает возможности даже ответить на вопрос, не относятся ли все фотографии к одним и тем же частицам с массой около  $1000 m_e$ ; ясно лишь то, что массы их лежат между массами протона и исследованных до сих пор  $\mu$ - и  $\pi$ -мезонов. В той же таблице приведены для полноты и последние данные по измерениям масс  $\mu$ - и  $\pi$ -мезонов методом фотопластинок, а также отдельные результаты исследования тяжёлых мезонов независимо от явления их распада.

Рассмотрим в заключение основные результаты опубликованных исследований по распаду остановившихся «искусственных» мезонов. Для получения этих мезонов применялся обычно пучок  $\alpha$ -частиц\*), разгоняемых в мощном фазотроне диаметром 184 дюйма (около 4,5 м) до энергии 350—380 MeV и направляемых на графитовую мишень толщиной около 1 мм. В одной из работ<sup>35</sup> специальные фотопластинки с толщиной слоя эмульсии 100  $\mu$  располагались по отношению к пучку таким образом (рис. 20), чтобы на них попадали (примерно под прямым углом к поверхности) положительные мезоны, вылетающие из графитовой мишени с энергиями от 2 до 5 MeV и отклоняемые в магнитном поле фазотрона. Комбинируя измеренную в эмульсии величину пробега этих мезонов с известным радиусом

\*) Подобных же результатов можно было достигнуть и с помощью пучка протонов, разгонявшихся до энергии 350 MeV<sup>36</sup>.

Таблица 1

Массы остановившихся мезонов космического излучения и их распад (метод фотопластинок)

№ п/п	Авторы	Высота наблюдения над уровнем моря	Число наблюдаемых случаев	Метод определения массы	Наблюдавшиеся значения масс (в электронных массах)	Примечания
1	2	3	4	5	6	7
1	Гольдшмидт-Клермонт и др. <sup>76</sup>	$H_1=2800$ м $H_2=5500$ м	20	Обработка данных по рассеянию	$260 \pm 30$ $\pi$ -мезоны)	Во всех случаях происходил распад остановившегося $\pi$ -мезона с испусканием $\mu$ -мезона
2	Они же	$H_2=5500$ м	20		$205 \pm 20$ ( $\mu$ -мезоны)	Наблюдались остановившиеся мезоны с массами от 750 $m_e$ , принадлежащие по крайней мере к 6 различным типам вариеттонов, причём в 3 случаях наблюдалось испускание вторичной заряженной частицы
3	Алиханян и др. <sup>78</sup>	$H=3500$ м				
4	Ланжер и Ягода <sup>79</sup>	$H=0$	3		400 – 600	Наблюдались, повидимому, процессы распада с участием нейтральных мезонов
5	Лепречс-Рианге <sup>80</sup>	$H=4300$ м	1	Плотность проявленных зёрен	700	Мезон вызвал ядерное расщепление
6	Лукирский и Перфилов <sup>81</sup>	$H=0$	2	Выделение энергии в ядре расщепления	400 – 700	След мезона непосредственно не наблюдался из-за слабой чувствительности фотоэмульсии
7	Браун, Камерни и др. <sup>71</sup>	$H=3500$ м	1	Плотность зёрен, рассеяние	$1080 \pm 160$	Распад на 3 заряженные частицы в конце пробега



окружности, описываемой мезонами данного знака, исследователи могли с достаточно большой точностью определить массы частиц, которые были зафиксированы фотопластинками в числе около 200. Наблюдения [см. также (32)] показали, что все значения масс частиц,

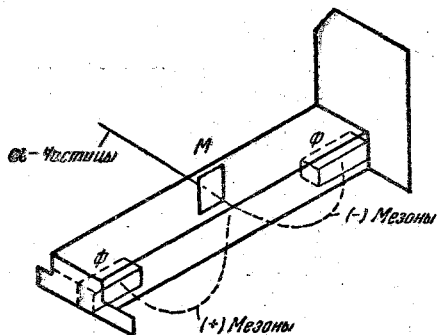


Рис. 20. Схема расположения мишени  $M$  и фотопластинок  $\Phi$  в опытах по исследованию «искусственных»  $\pi$ -мезонов. Мезоны гелерировались под действием пучка  $\alpha$ -частиц, ускоряемых в фазотропе до энергии 380 MeV.

попадающих в фотоэмульсию, четко распределяются вокруг двух значений — около 200 и около 300  $m_e$  соответственно для  $\mu$ - и  $\pi$ -мезонов. Последние можно было отличить по характерному для них свойству давать в конце пробега вторичный, более легкий мезон ( $\mu$ -мезон) с пробегом около 600  $\mu$ . (Это соответствует энергии около 4 MeV при массе  $\mu$ -мезона около 200  $m_e$ .) Что касается  $\mu$ -мезонов, приходящих в эмульсию уже из воздуха, то их можно было целиком объяснить эффектом частичного распада  $\pi$ -мезонов в воздухе или в веществе самой мишени на те же самые  $\mu$ -мезоны.

Указанный метод определения масс даёт значительно большую точность, чем в исследованиях космического излучения. Как показывают имеющиеся сообщения<sup>36</sup>, обычно для  $\pi$ -мезонов получается при этом масса, близкая к 285  $m_e$ , а для  $\mu$ -мезонов — близкая к 215  $m_e$ . Особенно большая точность была получена для отношения обеих масс, которое оказалось равным  $\frac{M_\pi}{M_\mu} = 1,32 \pm 0,01$ . Пользуясь указанной величиной для отношения масс, а также известной энергией  $\mu$ -мезона в момент распада, и применяя к акту распада законы сохранения энергии и импульса, можно легко вычислить массу  $\mu^0$ -той нейтральной частицы, которая должна испускаться при распаде наряду с  $\mu$ -мезоном. Для этого необходимо решить систему двух простых уравнений, в которых все энергии и импульсы выражаются в единицах, соответствующих энергии покоя электрона:

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{1 + \left(\frac{pc}{215}\right)^2} + \frac{\mu^0 c^2}{215} \sqrt{1 + \left(\frac{pc}{\mu^0 c^2}\right)^2} &= 1,32, \\ \sqrt{1 + \left(\frac{pc}{215}\right)^2} &= \frac{223}{215}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

(Здесь  $p$  — импульс нейтральной частицы, равный импульсу  $\mu$ -мезона.)

Из написанных уравнений получается следующее значение массы нейтральной частицы:  $\mu^0 = 15 m_e$ . Во всяком случае, если учесть возможные неточности измерений, повидимому,  $\mu^0$  не может превышать  $25 m_e$ . Эти цифры согласуются с последними данными<sup>71</sup> для «космических»  $\pi$ -мезонов, поскольку значения для отношений масс  $\frac{M_\pi}{M_\mu} = 1,33 \pm 0,05$ , полученные в исследованиях космического излучения, не противоречат использованной выше величине 1,32. В то же время это означает, что приводившаяся вначале величина  $100 m_e$  для массы предполагаемого нейтрального мезона, участвующего в распаде  $\pi \rightarrow \mu + \mu^0$ , теперь явно не подходит, и вполне возможно, что здесь участвует и очень лёгкая частица типа нейтрино.

В пользу тождества «искусственных»  $\pi$ -мезонов с «космическими» говорит и совпадение последней характеристики распада — времени жизни. Определение среднего времени жизни «искусственных»  $\sigma$ -мезонов, произведённое недавно Ричардсоном<sup>87</sup> и описываемое нами в следующем разделе, приводит к величине  $\tau_\pi = (0,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-8}$  сек. Эта цифра хорошо согласуется с тем значением  $\tau_\pi = (0,6 \pm 0,3) \times 10^{-8}$  сек., которое упоминалось выше для «космических»  $\pi$ -мезонов.

#### § 4. Метод магнитного анализа

До настоящего времени среди обширного экспериментального материала<sup>23—27, 83</sup>, накопленного при изучении варитронов методом годоскопа, помещённого в магнитном поле, сведения о распаде весьма ограничены.

Прежде всего в установке, типа изображённой на рис. 1, наблюдалось около 40 случаев<sup>83</sup>, когда поглощение варитрона той или иной массы сопровождается вылетом из той же точки другой частицы, запаздывающей на время около 2 мксек. При этом значительная доля всех первичных частиц имела массу около  $200 m_e$ , однако в ряде случаев наблюдался распад и для варитронов с массой, резко отличной от  $200 m_e^*$ .

Кроме того обогащение потока варитронов более лёгкими частицами в случае помещения под установкой значительной толщи свинца (около 10 см), поглощающей все варитроны, приходящие из воздуха, также может свидетельствовать<sup>26</sup> о распадном характере превращений остановившихся варитронов. Однако не исключена и возможность того, что указанное явление связано с различием генерации варитронов в свинце и в воздухе по своему спектру масс, а не только по эффективным сечениям.

\*) Наиболее интересны при этом распады частиц с массами меньше  $200 m_e$ , которые невозможно свести просто к «цепным» распадам с участием  $\mu$ -мезонов в последнем акте.

Наконец, наличие резкой верхней границы импульсов для частиц, входящих как в мягкую, так и в жёсткую компоненты, интерпретируется авторами исследований<sup>26</sup> с точки зрения распадного происхождения наблюдаемых частиц; при этом приходится допустить также, что распад исходных частиц с массами от 300 до 9000  $m_e$  происходит только для остановившихся варитронов и только на две частицы, одна из которых предполагается нейтральной.

Резюмируем всё изложенное в этом разделе следующими выводами о распаде остановившихся мезонов:

1. Известно по крайней мере два типа распадных процессов для остановившихся мезонов: распад с испусканием более лёгкого мезона, в частности распад  $\pi$ -мезона со средним временем жизни  $\tau_\pi$  около  $10^{-8}$  сек. и распад типа  $\rho$ -мезона со средним временем жизни  $\tau_\rho = 2,15 \cdot 10^{-6}$  сек. и с испусканием электрона.

2. В первом случае нейтральным продуктом является или одно нейтрино или более лёгкий мезон, и поэтому спектр заряженных частиц изображается практически одной линией.

3. Во втором случае нейтральными продуктами являются, повидимому, два нейтрино (или лёгких мезона с массой не более 30  $m_e$ ), а спектр заряженных частиц простирается от 0 до максимального значения энергии около 55 MeV или среднего её значения около 33 MeV.

4. Помимо  $\pi$ -распада существует ещё несколько возможных явлений распада с превращением более тяжёлого заряженного мезона в один или несколько более лёгких заряженных мезонов и с участием каких-нибудь нейтральных мезонов.

### III. ЯДЕРНЫЙ ЗАХВАТ ОСТАНОВИВШИХСЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЕЗОНОВ

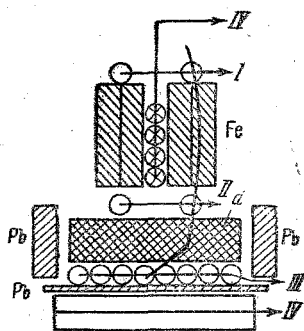
#### § 5. Метод запаздывающих совпадений

Вскоре после того, как была выдвинута идея тождества мезонов космического излучения (с массой 200  $m_e$ ) и гипотетических частиц Юкавы, появилось несколько теоретических работ<sup>84, 85</sup>, посвящённых вопросу о взаимодействии остановившихся мезонов с атомными ядрами окружающего вещества. Соответствующие расчёты, результаты которых в общем мало зависели от выбора любого возможного из вариантов обычной\*) теории ядерных сил, показали, что даже в воздухе, не говоря уже о плотных веществах, время жизни отрицательных мезонов для ядерного захвата значительно (примерно

\*) Под «обычной» теорией ядерных сил здесь и в дальнейшем подразумевается любая теория обменных сил, описывающая ядерные взаимодействия нуклонов через процессы испускания и поглощения одиночных заряженных мезонов.

на два порядка величины) меньше, чем время жизни относительно распада. Что касается положительных мезонов, то вследствие кулоновых сил отталкивания вероятность их захвата ядрами всегда ничтожно мала по сравнению с вероятностью распада. Указанные результаты означали, что в любых веществах должны испытывать распад только положительные остановившиеся мезоны, в то время как отрицательные должны всегда испытывать захват ядрами с выделением всей энергии покоя мезона (около 100 MeV), повидимому, за счёт процесса ядерного расщепления. Все первые исследования<sup>41, 96</sup> по методу запаздывающих совпадений, казались бы, полностью подтвердили эту точку зрения. Действительно, для разных исследованных веществ, начиная от алюминия и кончая свинцом, было обнаружено, что лишь около 40% всех остановившихся мезонов даёт электроны распада. Правда, точность подобных оценок всегда была не очень велика (вероятная ошибка составляла примерно  $\pm 15\%$ ) как из-за трудности учёта телесных углов, охватываемых соответствующими счётчиками (счётчики группы *B* на рис. 5), так и из-за трудности правильного учёта поглощения электронов распада в веществе применяемых фильтров (фильтр *d* на рис. 5); к тому же упомянутые в § 1 опыты в дальнейшем показали, что оценки значений энергий и пробегов электронов распада были значительно завышены. Тем не менее полученные результаты вполне согласовались с представлением о ядерном захвате всех отрицательных мезонов (если учесть, как это обычно делается, что отношение потоков мезонов обоёго знака составляет  $\frac{N_+}{N_-} \approx 1,2$ ) и, казалось, не нуждались в дальнейшем уточнении.

Поэтому совершенно неожиданными явились результаты раздельного исследования поведения мезонов разного знака в двух веществах — железе и графите. В этой работе применялась установка, изображённая на рис. 21. Она отличалась от всех прежних установок (см., например, рис. 5) тем, что «телескоп» *I—II*, предназначенный для регистрации мезонов, останавливающихся в фильтре *d*, включал в себя намагниченные до насыщения блоки из железных пластин и включённые по схеме антисовпадений счётчики *IV*, причём опыты проводились с периодическим изменением направления магнитного поля.



⊗ Группа антисовпадений

Рис. 21. Схема опыта, в котором впервые было обнаружено слабое ядерное взаимодействие остановившихся отрицательных мезонов<sup>87</sup>. Антисовпадения (*I, II, — IV*) регистрируют мезоны определённого знака, останавливающиеся в фильтре *d*; запаздывающие разряды в группе счётчиков *I, I* соответствуют электронам распада.

В каждом случае мезоны одного определённого знака, обладающие такой скоростью, чтобы задержаться в фильтре  $d$ , должны были по пути через счётчики  $I$  и  $II$  отклониться и пройти также через боковые счётчики  $IV$ . Регистрируемый установкой эффект  $N_d$  относился, таким образом, к мезонам противоположного знака, и кроме того наблюдался небольшой «фон» от мезонов данного знака за счёт неэффективности счётчиков  $IV$  и рассеяния. Экспериментальной оценкой величины «фона» служило отношение эффекта распада, измеряемого на отрицательных мезонах, к эффекту от положительных мезонов.

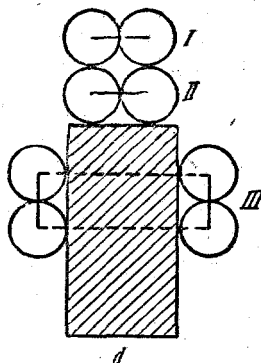


Рис. 22. Схема установки, на которой была подтверждена малая вероятность захвата оставшихся мезонов в лёгких веществах<sup>89</sup>. Счётчики группы  $III$  регистрировали электроны от распада мезонов обоёго знака в фильтре  $d$ .

В результате длительных измерений было установлено, что при железном фильтре  $d$  эффект на отрицательных мезонах  $N_d^-$  составляет около 5% эффекта на положительных  $N_d^+$ , как и следовало ожидать для указанного «фона». В то же время в опытах с графитом было получено  $\frac{N_d^-}{N_d^+} \approx 75$ , и это

невозможно было объяснить иначе, чем распадом отрицательных мезонов в графите. Иначе говоря, при  $Z=6$  (графит) вероятность ядерного захвата оказалась в отличие от случая  $Z=26$  (железо) значительно меньше вероятности распада в явном несоответствии с предсказаниями теории. Для более точного суждения о сравнительной вероятности распада и захвата в графите следовало ещё проверить, соответствует ли значение

$$\frac{1}{\varepsilon} = \frac{N_d^+}{N_d^-} \approx 1,3 \text{ реальному отношению числа}$$

остановившихся мезонов разного знака. Однако единственная работа, посвящённая этому вопросу<sup>88</sup>, исходила из обратной задачи: оценить долю отрицательных мезонов по сравнению эффектов распада в разных веществах, зная соответствующие вероятности захвата и распада мезонов. Полученный результат не противоречит значению  $\varepsilon=0,8$ , хотя он и весьма неточен. Факт исключительно слабого взаимодействия мезонов с атомными ядрами нашёл своё дальнейшее подтверждение и уточнение в работе<sup>89</sup>. В этой работе (см. схему установки на рис. 22) применялся другой, более простой, но зато менее убедительный метод, позволивший значительно улучшить статистическую точность измерений. Регистрируя число разрядов в счётчиках группы  $III$ , запаздывающих на время  $\Delta t=1-6$  мксек относительно совпадений разрядов в группах  $I-II$ , авторы могли сравнивать число электронов распада, приходящих-

ся на каждый мезон, остановившийся в фильтре  $d$ , при разных значениях  $Z$  для вещества фильтра. При этом, если задаться определённым значением отношения чисел остановившихся мезонов разного знака  $\varepsilon = \frac{N^-}{N^+}$  и обозначить через  $\Lambda_d = \frac{1}{\tau_d}$  и  $\Lambda_c = \frac{1}{\tau_c}$  вероятности распада и захвата мезона (отрицательного), то для «естественной смеси» мезонов обоого знака можно получить следующую зависимость числа испускаемых электронов распада от времени:

$$N_d = N^+ \left[ 1 + \varepsilon \frac{\Lambda_d}{\Lambda_d + \Lambda_c} e^{-\Lambda_c t} \right] e^{-\Lambda_d t}. \quad (3)$$

При этом предполагается, что ядерный захват, как и распад мезонов, происходит по экспоненциальному закону, о чём речь будет идти ниже.

Допустим, что можно измерить числа электронов распада каждого знака,  $N_d^+$  и  $N_d^-$ , испущенных мезонами за всё время от  $t=0$  до  $t=\infty$  (а это легко определить в опытах с разделением мезонов разного знака ввиду экспоненциального закона для распада и захвата). Тогда искомая величина  $\Lambda_c$  для данного вещества будет связана с экспериментальными результатами простым соотношением <sup>40</sup>

$$\frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{N_d^-}{N_d^+} = \frac{\tau_0^-}{\tau_0^+} = \frac{\Lambda_d}{\Lambda_d + \Lambda_c}. \quad (4)$$

В работе <sup>89</sup> конечный интервал времён, выбранных для регистрации электронов распада, приводит к более сложной зависимости между  $\Lambda_c(Z)$  и полным числом электронов распада  $N_d = N_d^+ + N_d^-$ . Однако и здесь можно из зависимости  $N_d(Z)$ , во-первых, однозначно получить зависимость  $\Lambda_c(Z)$  и, во-вторых, определить такое значение атомного номера  $Z = Z_0$ , при котором вероятности распада  $\Lambda_d$  и захвата  $\Lambda_c$  примерно совпадают. Для исследований в установке, изображённой на рис. 22, авторы выбрали шесть веществ, как простых, так и химически сложных, содержащих элементы с атомными номерами от  $Z=4$  (Be) до  $Z=16$  (S). Результаты этих измерений (см. таблицу II) можно представить в виде двух рядов цифр, характеризующих относительное число электронов распада  $N_d$ , испускаемых данным веществом в расчёте на единицу его тормозной способности (последнее примерно соответствует числу электронов распада на 1. остановившийся мезон). При этом в первом и втором рядах цифр за единицу приняты эффекты, полученные соответственно для серы и SiC.

Анализ данных таблицы II показывает, во-первых, что вероятность захвата  $\Lambda_c$  при  $Z \leq 6$  значительно меньше, чем вероятность распада  $\Lambda_d$ , примерно равна ей при  $Z=10$  и, наконец,  $\Lambda_c \gg \Lambda_d$  при  $Z \geq 14$ ; во-вторых, данные первого столбца позволяют непосредственно получить долю отрицательных остановившихся мезонов  $\varepsilon = \frac{N^-}{N^+} \approx 0,7$ .

Таблица II

Вещество	Be	S		
$N_d$	1,67	1,0		
Вещество	C	NaOH	Al	SiC
$N_d$	1,7	1,4	1,0	1,0

Методы, применённые в обеих описанных выше работах, могли при определённых предположениях, указанных выше, дать все интересующие нас в данном случае величины, а именно, функцию  $\Lambda_c(Z)$  и величину  $\epsilon$ . Тем не менее почти во всех последующих работах по захвату остановившихся мезонов не просто выбирался для регистрации электронов распада определённый интервал запаздываний, но и определялось, с той или иной точностью, время каждого запаздывания, как это было и в упомянутых выше (раздел II) исследованиях по распаду. Действительно, могло случиться так, что наблюдаемая на опыте значительная разница в распаде отрицательных мезонов для разных веществ связана только с тем, что при попадании мезона на  $K$ -орбиту вблизи ядра изменяется характер процесса распада (прежде всего мог происходить ускоренный распад с теми же самыми продуктами распада). С другой стороны, нельзя было заранее с полной уверенностью отвергнуть и ещё одну возможность: захват мезона, попавшего на  $K$ -орбиту, мог происходить очень быстро, но время попадания в это состояние для мезона, потерявшего свою скорость в результате ионизационного торможения, могло быть сравнимым с распадным временем жизни ( $2 \cdot 10^{-6}$  сек.) и притом существенно зависящим от атомного номера  $Z$ .

Что касается последнего предположения, то его оказалось возможным исключить соответствующими расчётами, выполненными в нескольких работах <sup>90, 91</sup>, следовавших очень скоро после первых экспериментальных данных об «аномально» низкой вероятности захвата. Оказалось, что даже в лёгких газах (воздух) время попадания на  $K$ -орбиту составляет около  $10^{-9}$  сек., а в твёрдых телах оно значительно меньше.

Перейдём теперь к результатам работ, в которых исследовалась зависимость распада от времени отдельно для отрицательных и положительных мезонов в различных лёгких веществах. Типичные для этих исследований схема установки и кривые распада, полученные для распада в NaF, приведены на рис. 23 <sup>92</sup>. Нанесённые на этих графиках (в логарифмическом масштабе) числа электронов распада для различных времён запаздывания  $\Delta t$  хорошо укладываются на

прямые линии; при этом для положительных мезонов наклон прямой даёт значение времени жизни  $\tau_0^+ \approx 2,1$  мксек, а для отрицательных  $\tau_0^- = 1,33 \pm 0,14$  мксек. Кроме того, экстраполяция к  $\Delta t = 0$  соответствующих интегральных кривых распада (дающих число распадов со временами больше данного  $\Delta t$ ) позволяет получить отношение полного числа распавшихся мезонов обоёго знака  $\frac{N_d^-}{N_d^+}$ , а тогда, определив, как указано выше, значения  $\Lambda_c + \Lambda_d = \frac{1}{\tau_0}$  и  $\Lambda_d = \frac{1}{\tau_0^+}$ , а также задавшись обычным значением  $\frac{N^-}{N^+} = \varepsilon = 0,8$ , можно было

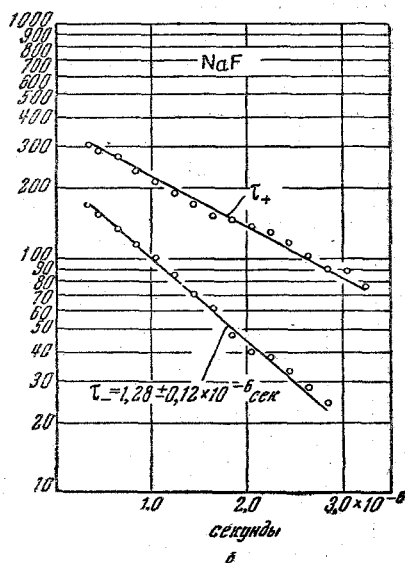
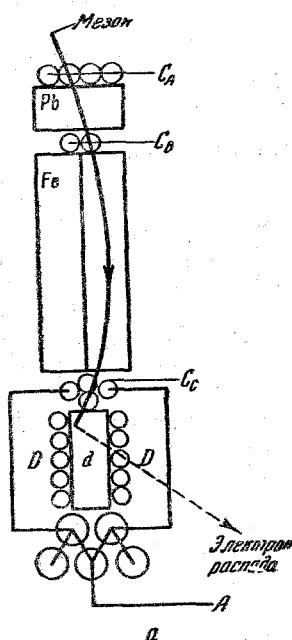


Рис. 23. а) Схема установки, применявшейся для определения средних времён жизни мезонов разного знака<sup>40</sup>; б) типичные дифференциальные кривые для распада этих мезонов во времени (NaF в качестве фильтра d).

проверить справедливость соотношения (4). Подобные сопоставления для ряда веществ (см. графы 6 и 7 в таблице III) привели к выводу<sup>40</sup>, что для отрицательных остановившихся мезонов помимо распада действительно имеет место какой-то альтернативный процесс также с вероятностью, не зависящей от времени, причём вероятность эта  $\Lambda_c$  очень резко зависит от  $Z$ , переходя через значение  $\Lambda_c = \Lambda_d =$



$= 4,65 \cdot 10^5 \text{ сек.}^{-1}$  вблизи  $Z = Z_0 \approx 10$ . Кроме того, полученные результаты означают, что возможные испускаемые в результате захвата заряженные частицы не могут иметь пробегов, сравнимых с пробегами электронов распада.

Для того чтобы возможно точнее определить вид функции  $\Lambda_c(Z)$ , следует использовать все имеющиеся определения величины  $\tau_0^-$ , сведённые нами в таблицу III. Как отметил Уиллер<sup>91</sup>, искомая зависимость должна быть близкой к функции  $\Lambda_d \cdot \left(\frac{Z}{Z_0}\right)^4$  независимо от механизма захвата; действительно, множитель  $Z^3$  связан с вероятностью того, что мезон, находящийся на своей  $K$ -орбите с радиусом  $r_k$ , обратно пропорциональным  $Z$ , окажется в пределах действия ядерных сил, а второй множитель  $Z$  связан с числом тех протонов, которые могут поглотить данный мезон.

При обработке данных таблицы III следует учитывать, что в опытах с химически сложными веществами вероятность захвата мезона

Таблица III

Экспериментальные определения времён жизни отрицательных остановившихся мезонов  $\tau_0^-$

Вещество	$Z_{\text{эфф}}$	Литературные ссылки	Время жизни $\tau_0^-$ в мксек	Вероятность захвата $\Lambda_c = \frac{1}{\tau_0^-} - \Lambda_d$ в $10^{-5} \text{ сек.}^{-1}$	$\frac{\tau_0^-}{\tau_0^+}$ ( $\tau_0^+ = 2,15$ мксек)	$\frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{N_d^-}{N_d^+}$ ( $\varepsilon = 0,8$ ) <sup>40</sup>
1	2	3	4	5	6	7
Be	4	93	$\approx 2,2$			
C	6	94	$\leq 2,25 \pm 0,2$	0,25	1,0 (-0,05)	
		95	2,15			
H <sub>2</sub> O	7	40	$1,8 \pm 0,15$	$0,9 \pm 0,5$	$0,84 \pm 0,07$	$0,83 \pm 0,08^{40}$
NaF	10	92	$1,33 \pm 0,14$	$2,9 \pm 0,8$	$0,62 \pm 0,07$	$0,60 \pm 0,03^{40}$
Mg	12	40	$0,96 \pm 0,06$	$5,6 \pm 0,4$	$0,45 \pm 0,02$	$0,56 \pm 0,05^{40}$
		96	1,0			
Al	13	40	$0,75 \pm 0,07$	$9,0 \pm 1,0$	$0,3 \pm 0,03$	$0,40 \pm 0,04^{40}$
		97	$0,7 \pm 0,1$			
S	16	40	$0,54 \pm 0,12$	$14 \pm 5$	$0,25 \pm 0,05$	$0,29 \pm 0,04^{40}$

ядром каждого из присутствующих элементов пропорциональна  $Z^{90}$ ; поэтому выписанные в графах 4 — 6 таблицы III результаты мы будем

$$\text{относить к некоторому эффективному значению } Z_{\text{эфф}} = \frac{\sum Z^3 \frac{\tau_2^-}{\tau_2^+}}{\sum Z_i},$$

приближённо учитывающему долю каждого элемента в общем числе регистрируемых электронов распада. Используем теперь данные графы 5 таблицы III для построения функции  $\Lambda_c(Z)$  на логарифмическом графике (рис. 24); прямолинейная графическая интерполяция

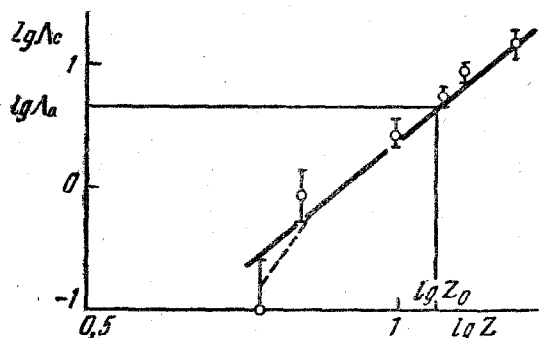


Рис. 24. Зависимость вероятности  $\Lambda_c$  ядерного захвата отрицательных мезонов от атомного номера вещества  $Z$  (по данным таблицы III).

результатов по закону  $\Lambda_c = \Lambda_a \cdot \left(\frac{Z}{Z_0}\right)^\alpha$  позволяет определить значения  $\alpha$  и  $Z_0$ :

$$\alpha = 4,1 \pm 0,5 \text{ и } Z_0 = 11,5 \pm 0,5.$$

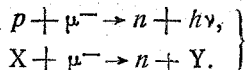
Метод разделения мезонов разного знака при всей своей наглядности страдает некоторыми недостатками, которые затрудняют достижение большой точности измерений. Главные из них — это невозможность полного исключения частиц одного знака из регистрируемого эффекта и недостаточная величина полного эффекта, связанная с особенностями магнитной фокусировки. Поэтому дальнейшие опыты были дополнены регистрацией индивидуальных времён запаздывания<sup>98</sup>. При этом учитывались все запаздывания в пределах  $\Delta t$  от 0,5 до 16,25 мксек и все данные были сгруппированы по интервалам длительностью 0,25 мксек каждый.

Данные для точки 0,5 мксек и всех точек, начиная с  $\Delta t = 9$  мксек и больше, оказались неточными в первом случае из-за большого влияния запаздываний разрядов в счётчиках, а во втором случае из-за малой величины «полезного» эффекта по сравнению с «фоном» случайных совпадений.

Были построены дифференциальные кривые распада для исследованных семи веществ в интервале времён от 0,75 до 8,75 мксек. Во всех случаях и для всего интервала времён экспериментальные точки удовлетворительно согласуются с прямыми (в полулогарифмическом масштабе), описывающими экспоненциальный распад со сред-

ним временем жизни  $2,15 \text{ мксек}^*)$ . Кроме того были получены и кривые зависимости от  $Z$  для времени жизни  $\tau^-$  или для однозначно с ним связанной величины эмиссионной способности вещества  $N_d^+ + N_d^-$ . При этом учёт поправок на различную тормозную способность разных веществ позволил авторам использовать данные для крайних членов исследуемого ряда веществ (Be и S) с целью разделения эффектов, относящихся к захвату и распаду (см. также уравнение (4), относящееся к экстраполированным величинам  $N_d^+$  и  $N_d^-$ ). Полученные кривые в общем согласуются с кривыми, построенными на основании зависимости  $\Lambda_c(Z)$  типа  $\left(\frac{Z}{10}\right)^4$ , хотя вместо  $Z_0 = 10$  несколько лучше подходит значение  $Z_0 = 7$ .

Основной вывод, который следует сделать из перечисленных выше данных в отношении ядерного захвата отрицательных мезонов, состоит в том, что при сравнении с теорией константа взаимодействия этих мезонов с ядерными частицами, в частности протонами, получается примерно на 12 порядков величин меньше<sup>99</sup>, чем та константа, которая получается из применения той же мезонной теории к описанию ядерных сил. Что касается конкретного механизма этого взаимодействия, то можно было бы предполагать<sup>99</sup>, что происходит одна из двух возможных ядерных реакций



Здесь  $p$  — протон,  $\mu$  — мезон,  $n$  — нейтрон,  $h\nu$  — фотон,  $X$  — первоначальное ядро,  $Y$  — конечное или некоторое промежуточное ядро. В свою очередь ядро  $Y$  может испускать какие-либо частицы за счёт большой энергии возбуждения, переданной ему нуклоном, непосредственно поглотившим мезон. Если эта энергия возбуждения достаточно велика, а именно близка к полной энергии покоя поглощённого мезона (т. е. 100 MeV), то вполне возможным становится «испарение» ядра с испусканием протонов и нейтронов, как и в обычных «звёздах»; если возбуждение мало, то более вероятно испускание фотона. Таким образом, среди продуктов захвата мезона можно предполагать наличие:

- 1) фотонов с энергиями либо того же порядка, либо, наоборот, значительно меньшими, чем 100 MeV;
- 2) нейтронов с энергиями не менее нескольких MeV;
- 3) протонов с обычными для «звёзд» средними энергиями 5—10 MeV.

Что касается протонов, то очень малые их пробеги при указанных выше энергиях делают невозможным использование таких

\*) Согласие с указанной экспонентой при наличии мезонов обоого знака объясняется тем, что существенное влияние захвата на изучаемую кривую распада имеет место лишь для запаздываний  $\Delta t < 0,15 \text{ мксек}$ .

количеств вещества, которые позволили бы получать заметный на фоне случайных совпадений эффект, даже если использовать для уменьшения фона пропорциональные счётчики. С другой стороны, применение пропорциональных счётчиков вместо обычных быстродействующих весьма затрудняет выделение запаздывающих совпадений с достаточной точностью. Ввиду этого до сих пор все данные, позволяющие судить о возможном испускании протонов при захвате, были получены другими методами (см. § 6).

Для обнаружения фотонов можно использовать метод запаздывающих совпадений с большим успехом, но при этом надо иметь в виду, что в силу высказанных в § 1 соображений доступны будут только вещества с атомным номером  $Z \approx Z_0$ , ибо в других случаях необходимые интервалы запаздываний будут слишком неудобны.

Поэтому наиболее удобным представляется регистрировать запаздывающие совпадения в установке, типа изображённой на рис. 11, приняв специальные предосторожности для выделения случайных совпадений, число которых значительно возрастает по сравнению с методом запаздывающих совпадений. Подобный опыт и был произведён в упомянутой выше работе<sup>54</sup> с целью обнаружить фотоны, испускаемые в момент остановки отрицательных мезонов в железном фильтре  $d$  установки рис. 11. Как и в случае положительных мезонов, автор мог утверждать, что остановка отрицательного мезона в тяжёлых веществах не сопровождается испусканием фотонов значительной ( $h\nu \gg 30$  MeV) энергии.

Наилучшие возможности представляет метод запаздывающих совпадений для обнаружения нейтронов. В этом случае, с одной стороны, должен наблюдаться очень малый «фон» случайных совпадений благодаря использованию специальных нейтронных счётчиков, причём полезный эффект остаётся того же порядка, что и в случае электронов, так как пробеги этих частиц в веществе сравнимы между собой; с другой стороны, время, необходимое для замедления ожидаемых нейтронов до тепловых скоростей (около 150 мксек), автоматически определяет собой выбираемый интервал запаздываний независимо от времени жизни первоначального мезона. Указанные особенности явления и были использованы в двух недавних работах, давших существенно положительный результат. В одной из них<sup>100</sup> применялась установка, изображённая на рис. 25. Регистрировались (по антисовпадениям  $A, B, —C$  в трёх группах счётчиков)

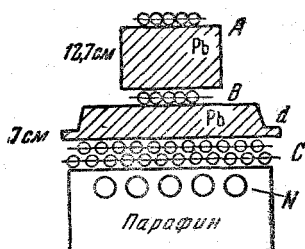


Рис. 25. Схема установки для исследования запаздывающих нейтронов<sup>100</sup>. Регистрируются тепловые нейтроны в счётчиках  $N$ , запаздывающие на время  $\Delta t = 4-8 \frac{1}{2}$  мксек относительно антисовпадений ( $A, B, C$ ).

мезоны, останавливающиеся в свинцовом блоке  $d$  толщиной 7 см, и запаздывающие по отношению к ним на время  $\Delta t$  от 4 до 84 мксек нейтроны, попадающие в счётчики  $N$ , окружённые парафином в качестве замедлителя. Наблюдавшееся число тепловых нейтронов (измерялся дифференциальный эффект, связанный с убираем кадмиевого экрана, окружающего счётчики  $N$ ) составило  $0,34 \pm 0,04$  в час, что превышало ожидаемое число случайных совпадений примерно в 300 раз. При этом сравнительно небольшая величина ( $0,7 \text{ часа}^{-1}$ ) другого измерявшегося эффекта, связанного не с остановившимися, а с движущимися мезонами (т. е. с совпадениями  $AB$ ), показала, что полученный основной эффект связан именно с захватом остановившихся мезонов. Определения эффективности счётчиков в данной установке не производилось, но примерная её оценка позволяла сказать, что на каждый остановившийся мезон испускается в среднем около одного нейтрона.

Другой опыт<sup>101</sup> отличался от предыдущего в основном разделением мезонов разного знака при помощи «магнитной линзы», что позволило иметь дополнительный контроль правильности интерпретации результатов. Регистрируемый здесь эффект оказался значительно меньше по абсолютной величине: он составлял всего четыре совпадения на 1200 остановившихся в одном из свинцовых блоков  $d$  отрицательных мезонов при полном отсутствии сведений в том случае, когда регистрировались положительные мезоны. Экспериментальное определение эффективности установки к нейтронам от искусственного источника ( $\text{RaC} + \text{Be}$ ) дало возможность произвести более надёжную оценку числа нейтронов, приходящихся на каждый процесс захвата, причём результат согласовался с предыдущим. Впрочем, повторение с той же методикой, но с лучшей статистикой измерений не на уровне моря, а на высоте около 4 км<sup>102</sup> привело авторов к более высокой оценке, а именно 4—7 нейтронов на каждый остановившийся мезон, что представляется уже несколько сомнительным.

К сожалению, все опыты с запаздывающими нейтронами относились к случаю остановки мезонов в свинце, что не исключает возможности интерпретации их за счёт деления ядер. Однако полученные результаты находятся в удовлетворительном согласии и с другими опытами<sup>103</sup>, в которых с помощью ионизационной камеры, наполненной  $\text{BF}_3$ , определялось на уровне моря полное число нейтронов, генерируемых в разных веществах, путём измерения их потоков в определённой конфигурации опыта и определения интенсивности генерации путём решения соответствующего диффузионного уравнения. Число генерируемых нейтронов (от  $0,08 \text{ г}^{-1} \text{ час}^{-1}$  для графита до  $0,22 \text{ г}^{-1} \text{ час}^{-1}$  для свинца) оказалось того же порядка, что и число останавливающихся мезонов, определявшееся неоднократно (см., например<sup>11</sup>) обычным методом запаздывающих совпадений.

## § 6. Метод камеры Вильсона

Ещё в то время, когда кажущееся тождество «космического» мезона с ядерной частицей Юкавы не вызывало особых сомнений, было обращено внимание<sup>84</sup> на одно непонятное с этой точки зрения обстоятельство. Среди небольшого числа достаточно чётких фотографий в камере Вильсона, регистрировавших концы пробегов мезонов в газе камеры, помимо случаев распада с вылетом одного электрона, наблюдалось ещё несколько снимков, показывающих, что остановка мезона не сопровождается появлением каких-либо заряженных частиц. В числе этих снимков особо следует отметить два случая<sup>6, 104</sup>, когда в газе останавливались заведомо отрицательные мезоны; с другой стороны, для положительных мезонов, повидимому, не существует надёжных фотографий, в которых отсутствовал бы электрон распада. В обоих указанных случаях камера Вильсона была наполнена газом, достаточно тяжёлым (аргон) для того, чтобы мог осуществиться ядерный захват, в соответствии с результатами, изложенными в § 5. С точки зрения обычной теории ядерных сил поглощение мезона должно было приводить к возбуждению ядра с энергией порядка 100 MeV (энергия покоя мезона) и, следовательно, к хорошо видимому ядерному расщеплению.

В качестве одной из возможных причин того, что «звезда» в камере не наблюдалась, Мигдал и Померанчук<sup>84</sup> рассматривали возможность выхода мезона из освещённого поля камеры в неионизирующем состоянии. При этом решение диффузионного уравнения приводило их к оценке длин таких «неионизирующих пробегов» порядка 1 см (в воздухе при нормальном давлении).

Однако возможность ядерного захвата, не сопровождающегося испусканием ионизирующих частиц (в частности, протонов), целиком подтвердилась дальнейшими работами, в которых изучалась остановка мезонов в тонких пластинках, перегораживавших камеру Вильсона. Среди этих результатов, которые гораздо более убедительны, чем упомянутые выше, как вследствие лучшей статистики, так и в силу неприменимости соображений о диффузии, достаточно остановиться на последней работе Чанга<sup>105</sup>. Хотя отсутствие магнитного поля в камере и не позволяло автору исследовать судьбу заведомо отрицательных остановившихся мезонов, тем не менее большое число наблюдавшихся случаев (около 80) позволяет считать полученные результаты достаточно убедительными\*).

В работе Чанга камера Вильсона перегораживалась целым рядом (около 10) тонких пластин (из Al, Fe или Pb) и управлялась «теле-скопом» BCD с дополнительными тремя группами счётчиков A, включённых по схеме антисовпадений и расположенных под камерой и

---

\*) Аналогичный, хотя и менее обширный материал был получен и в более ранней работе<sup>68</sup>.

сбоку «телескопических» счётчиков (рис. 26). Во всех вариантах опытов ставились пластинки достаточно тонкие (0,5 мм Pb, 0,7 мм Fe, 0,8 мм Al и, наконец, 0,05 мм Al) для того, чтобы можно было со значительной вероятностью обнаруживать протоны от ядерных расщеплений, вызываемых мезоном в пластинке; это особенно относится к алюминиевым пластинкам толщиной 0,05 мм, что соответствует

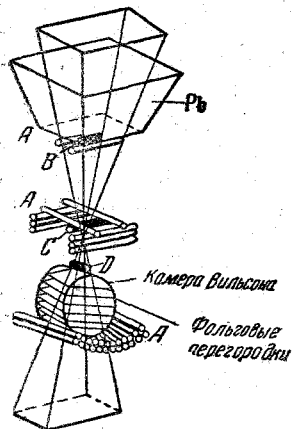


Рис. 23. Схема установки, применявшейся для исследования мезонов, остановившихся в толстых пластинках камеры Вильсона<sup>15</sup>. Камера управлялась антисопадающими (A, C, D, —A).

пробегу протонов с энергией всего лишь 2,2 MeV (в остальных случаях полная толщина пластины соответствовала энергии протона до 15 MeV).

Для характеристики возможностей данного метода укажем, что из 60 снимков, получавшихся в среднем за 20 часов работы, только в одном случае наблюдался остановившийся в пластинке мезон, хотя сами по себе мезоны составляли около 60% всех остановившихся частиц (доля электронов уменьшалась за счёт 12-сантиметрового блока свинца, расположенного над «телескопом»). При этом отождествление мезонов базировалось на двух признаках. Во-первых, автор отличал их (правда, не всегда надёжно) от электронов и протонов по характеру изменения плотности ионизации вдоль следа, пересекшего несколько пластинок (минимальная плотность ионизации в верхней части следа должна была составлять 1 в случае электрона, около 3 в случае мезона и около 8 в случае протона, остановившегося в центре камеры); добавочным кон-

тролем служил характер рассеяния частицы в пластинках. Во-вторых, частота наблюдавшихся случаев хорошо согласовалась с числом частиц жёсткой компоненты, поглощаемых при обычных измерениях с «телескопом» слоем вещества, эквивалентным по массе всем пластинкам данной камеры Вильсона.

Все полученные им снимки остановившихся в пластинках мезонов автор делит на следующие четыре группы:

- 1) полное отсутствие каких-либо вторичных заряженных частиц;
- 2) испускание вторичного медленного протона, наблюдавшееся всего в одном случае (да и то не очень надёжном), рис. 27;
- 3) вылет энергичных (с пробегами, не укладывающимися в камере) вторичных электронов из конца мезонного трека (рис. 28); при этом последний, очевидно, следует отнести за счёт положительного мезона;
- 4) появление электронов малой энергии (повидимому, третичной природы) в пределах 2—5 MeV вблизи конца мезонного трека,

ориентированных, как правило, почти в направлении конца трека остановившегося мезона (рис. 29).

Общее число случаев каждого типа, относящихся к каждому сорту применявшихся пластинок, приведено в таблице IV, где данные в скобках включают не очень надёжные результаты (связанные в основном с трудностями идентификации остановившихся мезонов).

Сравнительный анализ приведённых данных с учётом некоторого количественного фактора, характеризующего вероятность срабатывания группы счётчиков, включённой на антисовпадения от электронов распада (за счёт чего соответствующее число случаев оказалось заниженным), приводит автора к следующим заключениям о судьбе остановившихся отрицательных  $\mu$ -мезонов.

1) Энергия, приносимая захваченным  $\mu$ -мезоном, обычно непосредственно не уносится из ядра ни какими-либо заряженными частицами, ни фотонами (с энергией свыше 20 MeV); последнее автор выводит из энергий, наблюдаемых им вблизи конца мезонного трека электронов, конвертируемых в основном не за счёт образования пар, а за счёт комптон-эффекта или фотоэффекта.

2) Довольно часто захват сопровождается испусканием фотонов малой энергии (до 5 MeV), связанных, повидимому, как с «высвечиванием» ядерного возбуждения, так и с излучением мезона при предварительных его переходах на всё более низкие энергетические уровни вблизи ядра (энергия связи мезона на  $K$ -оболочке составляет около 9 MeV в свинце).

Таким образом, из опытов Чанга следует, повидимому, без особых сомнений тот вывод, что энергия, выделяющаяся за счёт захвата  $\mu$ -мезона, уносится какой-то нейтральной частицей (нейтроном, нейтретто или нейтрино).

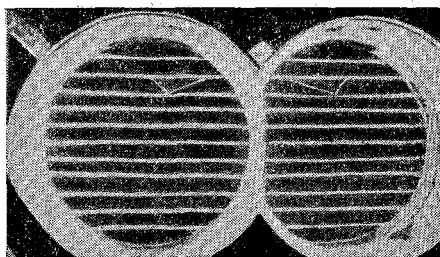


Рис. 27. Один из редких случаев испускания вторичного медленного протона, связанного, повидимому, с остановившимся мезоном  $^{105}$ .

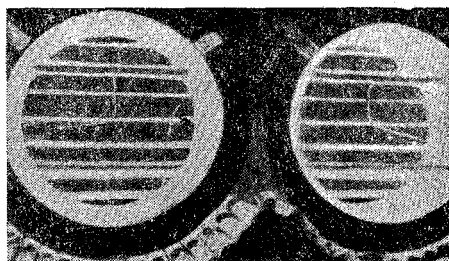


Рис. 28. Распад остановившегося (по-видимому, положительного) мезона в тонкой железной пластинке внутри камеры Вильсона  $^{105}$ .



Совсем иные статистические данные о захвате мезонов были получены недавно в работе Валли и др.<sup>106</sup>, которые на высоте около 3800 м применяли камеру высокого давления (аргон под давлением

Таблица IV

Частота различных явлений, связанных с остановившимся мезоном (по данным Чанга<sup>105</sup>)

Пластина, в которой остановился мезон	Отсутствие вторичных следов	Наличие электрона распада	Наличие вторичного протона	Наличие третичных электронов ( $E=2-5$ MeV)
Al 0,05 мм . . . .	3 (4)	1 (2)	—	—
Al 0,8 мм . . . .	6 (8)	3 (5)	—	—
Fe 0,7 мм . . . .	11 (14)	7 (9)	—	1
Pb 0,5 мм . . . .	17 (19)	7 (10)	(1)	1 (7)

105 атм), окружённую толстым слоем (11 см) свинца и управляющую при помощи совпадений счётчиков, выделявших ливни. В этой работе идентификация мезонов производилась сопоставлением среднего угла рассеяния с пробегом в газе камеры, которое позволяло

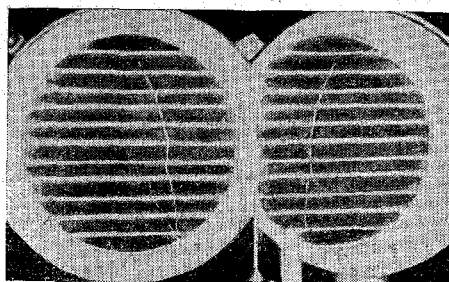


Рис. 29. Снимок в камере Вильсона, который иллюстрирует явление испускания вторичного электрона с энергией 2—5 MeV, связанного с остановившимся в пластинке мезоном<sup>105</sup>.

в отдельных случаях надёжно отличать мезоны от электронов и протонов. Авторы наблюдали семь случаев испускания тяжёлой частицы из конца мезонного трека (рис. 30), причём оценка масс даёт (по рассеянию и пробегу) значения 200—300  $m_e$ . Однако в другой работе<sup>107</sup> с камерой высокого давления, выполненной на уровне моря, было обнаружено, что остановившиеся в газе мезоны либо

дают электроны распада, если они положительные, либо не дают совсем ионизирующих частиц, если они отрицательные (как и в предыдущем случае, камера находилась в магнитном поле). Очевидно, примирить полученные результаты<sup>106, 107</sup> между собой и с предыдущими (Чанг<sup>105</sup>) можно лишь в том случае, если считать, что в составе ливней, рождаемых в свинце, особенно на больших высотах, имеется значительное число заряженных частиц, могущих в отличие от  $\mu$ -мезонов давать при захвате ядерные расщепления с испусканием хотя бы одного протона.

Последнее утверждение кажется весьма правдоподобным, если учесть другие имеющиеся данные<sup>16</sup> о повышенном содержании тяжёлых частиц в камере, управляемой «особыми» ливнями; правда, в упомянутом случае тяжёлые частицы, по видимому, чаще генерируются какой-то нейтральной проникающей компонентой, присутствующей в «особых» ливнях.

В заключение отметим, что некоторые данные о природе испускаемых при захвате мезона нейтральных частиц можно получить путём изучения ядер отдачи в камере Вильсона. К сожалению, имеющиеся по этому вопросу данные пока что весьма скудны: лишь в одной работе<sup>109</sup> есть упоминание о наблюдении ядра отдачи. Последнее свидетельствует, по видимому, о том, что упомянутая нейтральная частица была нейтроном. Однако другие указания, в частности отсутствие видимых ядер отдачи в фотопластинках, говорят в пользу того, что энергия покоя  $\mu$ -мезона уносится более лёгкими нейтральными частицами.

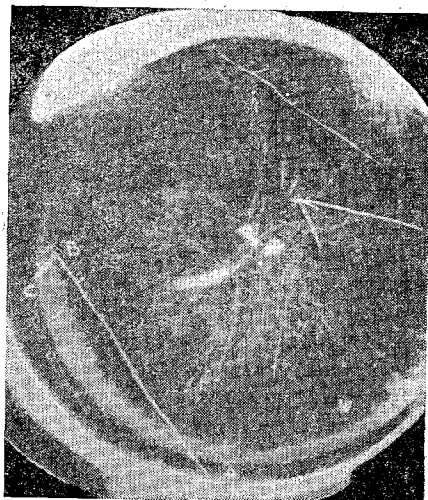


Рис. 30. Снимок в камере Вильсона высокого давления, показывающий, по видимому, ядерное расщепление, вызванное захватом в аргоне мезона с массой  $200 - 300 m_e$ <sup>106</sup>. *AB* — след первичного мезона, *BC* — след вторичного протона.

## § 7. Метод фотопластинок

Среди многочисленных фотографических данных, позволяющих судить о судьбе различных отрицательных «космических» мезонов, остановившихся в фотоэмульсии, наиболее достоверны два явления.

Во-первых, разными авторами наблюдалось весьма значительное число случаев ядерных расщеплений, образующихся в конце мезонного следа (так, например, в одной только работе<sup>76</sup> их наблюдалось около 60). При этом в подавляющем большинстве тех случаев, когда удавалось оценить (обычно по среднему углу рассеяния; см., например<sup>109</sup>) более или менее точно массу первичной частицы ( $\sigma$ -мезона), она оказывалась близкой к  $300 m_e$  [в упомянутой выше наиболее точной работе<sup>76</sup> получено  $M_\sigma = (275 \pm 15) m_e$ ].

Во-вторых, значительно (примерно в 10 раз для высоты 3 км<sup>77</sup>) большее число мезонных следов в фотоэмульсии не кончается какими-либо сильно ионизирующими частицами (так называемые  $\rho$ -мезоны). При этом распространённость таких случаев позволяет утверждать, что это и есть мезоны со временем жизни  $\tau_0 = 2$  мксек, образующие жёсткую компоненту; из них по крайней мере значительная доля относится к отрицательным остановившимся мезонам.

Измерения масс  $\rho$ -мезонов дают обычно среднее значение, близкое к  $200 m_e$  (см., например<sup>76</sup>). Более определённая оценка возможной доли тех остановившихся отрицательных  $\rho$ -мезонов (с массой  $200 m_e$ ), которые могли бы быть причислены к категории  $\sigma$ -мезонов, произведена в цитированной выше работе<sup>77</sup> на основании следующих соображений. С одной стороны, непосредственный подсчёт разных случаев показывает, что в вертикальном потоке (интервал углов  $0-40^\circ$  с вертикалью) число  $\sigma$ -мезонов составляет около 6% от числа  $\rho$ -мезонов  $N_\rho$ , а  $\pi$ -мезонов — примерно на 2% меньше. С другой стороны, из полного числа  $N_\rho + N_\pi$  число отрицательных  $\rho$ -мезонов  $N_{\rho^-}$  должно составлять не менее 40% (как мы указывали выше, это число не является достаточно надёжным), причём около половины этого числа, т. е. 20%, должно быть захвачено согласно теоретическим и экспериментальным оценкам тяжёлыми ядрами Ag или W. Считая, что на самом деле должно быть  $N_\sigma = N_{\pi^*}$ ), авторы сравнивают эти 20% от  $N_\rho + N_\pi$  с полученной на опыте величиной  $N_\sigma - N_{\pi^-} \approx 2\%$ , откуда следует, что лишь 10% отрицательных остановившихся  $\rho$ -мезонов способны вызывать расщепления. Во всяком случае при учёте всех возможных неточностей и при самом крайнем допущении того, что все  $\sigma$ -мезоны это — отрицательные  $\rho$ -мезоны, доля тех отрицательных  $\rho$ -мезонов, которые при своём захвате вызывают расщепление, получается не свыше 40%, а вполне допустимо, что таких случаев вообще нет, и, следовательно, все наблюдаемые «звёзды» связаны с «тяжёлыми»  $\sigma$ -мезонами ( $M_\sigma = 285 m_e$ ).

К изложенному следует добавить также ряд других особенностей, характеризующих природу и свойства «космических» мезонов, генерирующих «звёзды» в фотоэмульсии.

\*) Иными словами, считается, что число отрицательных и положительных мезонов с массой около  $300 m_e$  одинаково.

Прежде всего необходимо отметить, что  $\sigma$ -мезоны рождаются в процессе ядерных расщеплений с гораздо большей вероятностью, чем  $\rho$ -мезоны. Так, в наиболее богатой по числу исследованных случаев (около 10 000 «звёзд») работе<sup>20</sup> среди 20 мезонов вторичного происхождения\*) по крайней мере 17 были  $\sigma$ -мезоны. Казалось бы, что и положительные  $\pi$ -мезоны должны были испускаться в «звёздах» довольно часто, однако фактическое их отсутствие вполне можно отнести за счёт большой (по сравнению с  $\sigma$ -мезонами) начальной энергии, связанной с кулоновским отталкиванием.

Далее, применение фотоэмульсий высокой чувствительности позволило в одной из последних работ<sup>17</sup> обнаружить в конце треков  $\sigma$ -мезонов три случая испускания электронов малой энергии (порядка 15 KeV). Трактующиеся как результат эффекта Ожэ при последовательных переходах  $\sigma$ -мезонов к своим  $K$ -уровням вблизи ядер эмульсии, эти случаи подтверждают исходные предположения, фигурирующие в подсчётах по определению масс  $M_\sigma$ , о том, что расщепления вызываются именно в самом конце пробега  $\sigma$ -мезона\*\*).

Наконец, среди «ядерно-активных» остановившихся мезонов, вызывающих «звёзды», обнаружены в последнее время и мезоны с массами, превышающими 300  $m_e$ . Так, например, в таблице I нами был приведён наблюденный Лепренс-Ринге<sup>30</sup> случай расщепления, вызванного мезоном с массой не менее 700  $m_e$ . Аналогичные оценки масс (400—700  $m_e$ ) давались также Лукирским и Перфиловым<sup>31</sup>. Эти авторы отбирали так называемые «безимпульсные» расщепления, в которых сумма импульсов всех заряженных частиц равнялась нулю, и считали, что сумма импульсов, уносимая нейтральными частицами, в этом случае также равна нулю, а их энергия равна суммарной энергии заряженных частиц «звезды». Тогда общая величина выделенной в «звезде» энергии служила мерой энергии покоя для частицы, вызвавшей расщепление, но невидимой из-за низкой чувствительности фотоэмульсии. Однако метод, основанный на выборе «безимпульсных» расщеплений и подсчёте выделенной в них энергии, вызывает принципиальные возражения; действительно, импульс, приходящийся в таком расщеплении на долю нейтронов, может оказаться достаточно большим, и поэтому заключение о происхождении подобной «звезды» за счёт захвата остановившейся частицы представляется сомнительным.

Представление о том, что мезоны с массой около 300  $m_e$  являются значительно более активными в смысле ядерных взаимодействий убедительно подтверждается совокупностью опубликованных данных

\*) Явления генерации мезонов в ядерных расщеплениях наблюдались много раз и в камере Вильсона<sup>10</sup>, однако ни в одном из этих случаев нельзя указать, какие именно мезоны рождались.

\*\*) Тот факт, что медленные электроны встречаются в этих наблюдениях, всё же далеко не каждый раз указывает, повидимому, на преобладающую роль излучения в переходах  $\sigma$ -мезонов на те или иные уровни вблизи ядра.

об «искусственных» мезонах. Как было уже упомянуто, в одной из работ<sup>35, 82</sup> было произведено сопоставление масс для «искусственных» мезонов (отрицательных), вызывающих и не вызывающих расщепления в конце пробегов. Оказалось, что массы первых группируются около значения  $300 m_e$ , массы вторых — около значения  $200 m_e$ . Вспоминая те первые опыты, которые доказали «аномально» слабое ядерное взаимодействие  $\mu$ -мезонов (метод запаздывающих совпадений), естественно сравнить вероятность спонтанного распада с вероятностью захвата и для «искусственных» мезонов. Выше уже

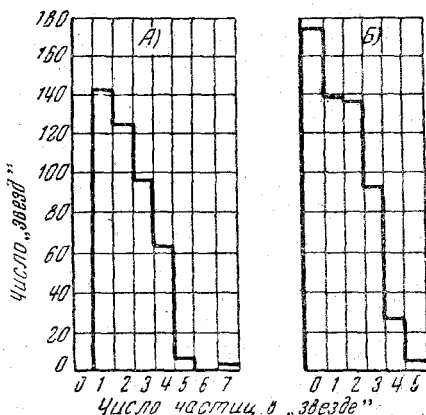


Рис. 31. Распределение ядерных расщеплений, вызываемых «космическими» (А) и «искусственными» (Б) остановившимися мезонами по числу испускаемых заряженных частиц<sup>113</sup>.

частицы ядром значительно меньше, чем  $10^{-8}$  сек. Это обстоятельство вместе с фактом довольно больших эффективных сечений генерации при столкновении быстрых нуклонов позволяет надеяться<sup>111</sup>, что именно  $\pi$ - (и  $\sigma$ -) мезоны это и есть частицы, имеющие прямое отношение к ядерным силам обменного типа (хотя, как будет видно из дальнейшего, сейчас нельзя исключить и другие возможности).

Однако следует иметь в виду, что даже при захвате ядрами  $\sigma$ -мезонов, повидимому, далеко не вся энергия покоя  $\mu c^2$  выделяется в виде кинетической энергии продуктов ядерного расщепления. Об этом свидетельствует, например, проведенное недавно<sup>112</sup> исследование распределения по числу частиц «звезд», вызванных в одном случае мезонами космического излучения, а в другом случае — искусственно генерируемыми отрицательными мезонами. В обоих случаях получаются довольно сходные картины (рис. 31), которые свидетельствуют о выделении энергии в «звезде», значительно

было упомянуто об определении<sup>37</sup> времени жизни  $\tau$  именно для  $\sigma$ -мезонов. С этой целью пластинки, регистрирующие расщепления от мезонов, получаемых в фазотроне, располагались на различной глубине в каналах, форма которых совпадала с траекториями пучка  $\sigma$ -мезонов в магнитном поле фазотрона; убывание числа «звезд» вдоль канала и служило мерой времени жизни  $\sigma$ -мезонов в пучке. В то же время ни в этом, ни в других опытах по исследованию отрицательных «искусственных» мезонов не наблюдалось, повидимому, случаев распада  $\sigma \rightarrow \mu$ . Это означает, что в отличие от обычных  $\mu$ -мезонов для мезонов с массой около  $300 m_e$  даже в лёгких веществах эмульсии время жизни для захвата отрицательной

меньшем, чем величина  $\mu\pi c^2 = 150 \text{ MeV}$ . К сожалению, отсутствие подобных данных для опытов с пластинками высокой чувствительности не позволяет считать указанную оценку выделения энергии в «звезде» достаточно надёжной.

Резюмируя экспериментальный материал, изложенный в данном разделе, можно утверждать следующее:

1) вероятность взаимодействия  $\mu$ -мезонов с ядрами оказалась на много порядков меньше; чем это следовало из существующей теории ядерных сил;

2) среди продуктов захвата  $\mu$ -мезонов нейтроны обнаруживаются во всяком случае значительно чаще, чем протоны, что вместе с фактом испускания фотонов малой энергии свидетельствует о сравнительно малом возбуждении ядра при захвате мезона;

3) для  $\pi$ -мезонов вероятность ядерного захвата оказалась во много раз больше; причём для тех же мезонов во много раз больше оказались и возбуждение ядра при захвате и эффективное сечение для обратного процесса — генерации этих частиц быстрыми нуклонами;

4) имеются указания о существовании ядерно-активных мезонов других масс, отличных от 200 или 300  $m_e$ .

#### IV. ВОЗМОЖНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ПРИРОДЕ И СВОЙСТВАХ $\mu$ - и $\pi$ -МЕЗОНОВ

Изложенные выше экспериментальные данные о распаде и захвате остановившихся мезонов привели к коренным изменениям теоретических представлений не только для явлений, связанных с космическим излучением, но частично и для проблемы ядерных сил. Ниже будет сделана попытка беглого обзора появившихся за последнее время различных качественных и количественных построений, позволяющих дать удовлетворительное, хотя пока что отнюдь не однозначное, объяснение тому или иному из интересующих нас здесь процессов. При этом станет очевидным, что требуются ещё некоторые новые экспериментальные данные как для устранения указанной неоднозначности, так и для решающей количественной проверки той или иной из возможных гипотез.

##### § 8. Распад $\mu$ -мезона

Совокупность экспериментальных данных о продуктах распада  $\mu$ -мезона (т. е. частицы с массой около 200  $m_e$  и временем жизни около 2  $\mu\text{сек}$ ) и, в частности, о спектре электронов распада заставляет прежде всего рассмотреть возможность распада не на две (как это считалось прежде), а на три частицы. При этом как более сложный характер распада, так и отсутствие непосредственной количественной связи данного явления с ядерным  $\beta$ -распадом приводят к следующим неопределённостям в исходных положениях возможных

теорий: 1) не известен спин исходного мезона и продуктов его распада (за исключением электрона); 2) не известна масса нейтральных продуктов распада, а масса исходного мезона известна недостаточно точно.

Изложенные в разделе III данные заставляют предполагать, что более вероятен полуцелый спин  $\mu$ -мезона\*). Что касается природы остальных продуктов распада, то, помимо общего соображения о полуцелом спине всех известных до сих пор элементарных частиц, некоторый довод в пользу полуцелого спина<sup>113</sup> выяснится при анализе полученных результатов. Наиболее полно все возможности, которые представляются для теории распада с участием частиц полового спина, рассмотрены количественно в работе<sup>114</sup>. В этой работе рассматривается случай превращения заряженного мезона либо в нейтральный (процесс  $\mu^\pm \rightarrow \mu^0 + e + \nu$ ), либо в одну из лёгких частиц (процесс  $\mu^\pm \rightarrow e + 2\nu$ ). Причиной указанного квантового перехода является формально взаимодействие с полем лёгких частиц ( $e$  или  $\nu$ ). Подобно теории  $\beta$ -распада, по Ферми, в которой распад трактуется как процесс типа  $n + \nu \rightarrow e^- + p$ , здесь можно рассчитать спектр электронов, т. е. вероятность  $dW_e$  того, что будет испущен электрон с импульсом  $p_e$ . Эта вероятность выражается по обычным формулам теории возмущений через квадрат матричного элемента энергии взаимодействия  $H$ . Как и в теории  $\beta$ -распада, энергию взаимодействия можно выразить через одну из пяти простейших возможных релятивистски инвариантных комбинаций матриц Дирака. Так, например, в векторном варианте теории

$$H = g(1 - \sigma_H \alpha_L)(\tau_H \tau_L + \tau_H^* \tau_L^*) \circ (X_H - X_L), \quad (5)$$

где индекс  $H$  относится к основной частице (мезон), а  $L$  — к лёгким частицам (электрон, нейтрино), операторы  $\tau$  связаны с переходом тяжёлой или лёгкой частицы в частицу другого вида (например, превращение  $\mu \rightarrow \mu^0$ ),  $X$  — координаты.

Константа взаимодействия «основной» частицы с полем лёгких частиц,  $g$  может быть определена вычислением полной вероятности процесса (путём интегрирования по спектру электронов) и сравнением этой вероятности с величиной  $\frac{1}{\tau_0} \approx 5 \cdot 10^{-5}$  сек.<sup>-1</sup>. Почти во всех вариантах теории значение константы  $g$  ( $\sim 10^{-49}$  эрг·см<sup>8</sup>) получается по порядку величины совпадающим с аналогичной константой, получаемой для процесса спонтанного распада свободного нейтрона (или  $\beta$ -распада лёгких ядер). Если этому обстоятельству придавать существенное значение (пока что это представляется не более чем совпадением), то можно не только обосновать выбор исходных положений о полуцелых спинах всех частиц, но и выбрать между различными вариантами данной теории. Дело в том, что в отличие от  $\beta$ -распада в данном случае различные варианты теории дают как

\*) Подробнее об этом будет сказано ниже.

различные виды электронного спектра, так и различные значения (при заданном  $g$ ) для полной вероятности процесса.

Что касается формы электронного спектра, то пока что все варианты теории почти в равной степени не противоречат опыту, давая

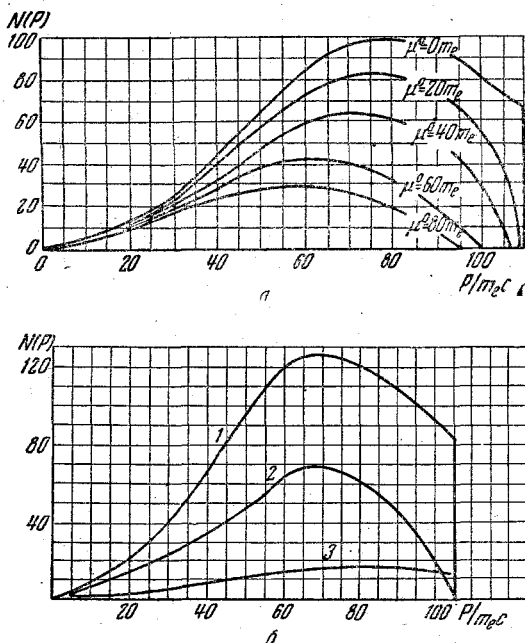


Рис. 32. Формы импульсных спектров электронов распада по вычислениям Уиллера и Тимно<sup>114</sup>. а) Кривые для распада  $\mu \rightarrow e + \nu + \mu^0$  по векторному варианту теории при значениях масс  $\mu = 220 m_e$  и  $\mu^0 = 0 - 30 m_e$ . б) Спектры для процесса  $\mu \rightarrow e + 2\nu$  (при  $\mu = 210 m_e$ ) по различным вариантам теории (1 — векторный и псевдовекторный, 2 — тензорный, 3 — скалярный и псевдоскалярный).

спектры, размытые от 0 до значения  $p_{\text{макс}}$ , определяемого массами тяжёлых частиц  $\mu$ ,  $\mu^0$ , участвующих в процессе\*), и сдвинутые от  $p = \frac{1}{2} p_{\text{макс}}$  в сторону больших импульсов (рис. 32, а и б).

### § 9. Ядерный захват $\mu$ -мезона

В настоящее время для объяснения слабого взаимодействия  $\mu$ -мезонов с нуклонами представляются возможности трёх типов: либо продолжать связывать теорию ядерных сил именно с  $\mu$ -мезонами,

\*) Как было указано, максимально допустимое значение массы  $\mu^0$  составляет  $30 m_e$ .



изменив в корне исходные представления этой теории, либо считать, что рассматриваемое взаимодействие есть процесс второго порядка, возможный лишь через посредство других ядерно-активных мезонов, в частности  $\pi$ -мезонов, либо, наконец, рассматривать захват вообще независимо от каких-либо ядерных сил.

К первой группе возможных представлений относится, прежде всего, попытка построения теории ядерных сил с использованием идеи квантования пространства, предложенной Амбарцумяном и Иваненко<sup>115</sup>; в подобной теории можно объяснить, при некоторых дополнительных предположениях, почему для лёгких ядер, имеющих малый радиус, процесс захвата ядерно-активного мезона идёт с очень малой вероятностью<sup>116</sup>.

Более подробно была исследована возможность, связанная с парно-мезонным характером обменного взаимодействия нуклонов. Расчёты подобного рода взаимодействий с участием нейтральных ( $\mu^0$ ) и заряженных ( $\mu$ ) мезонов с полуцелыми спинами приведены в работе Маркова с сотрудниками<sup>117</sup>, причём в последнем случае удаётся объяснить экспериментальный ход кривой вероятности захвата  $\mu$ -мезона, считая, что разность масс  $\mu - \mu^0$  лежит в пределах  $10 - 25 m_e$ . Как показали, однако, анализ Вейскопфа<sup>118</sup> и опыт Нересона<sup>119</sup>, который сравнивал вероятность захвата в разных изотопах бора, непосредственно применять указанные выше представления нельзя, ибо опыт не обнаруживает должной зависимости процесса от величины масс-дефектов конечных продуктов реакции. Дальнейшее развитие той же идеи, но уже независимо от ядерных сил, принадлежит Уиллеру<sup>120</sup>. В своей работе (совместно с Тиомно) он также предполагает, что  $\mu$ -мезон и связанный с ним в процессах парного обменного взаимодействия нейтральный мезон  $\mu^0$  обладают спинами  $\frac{1}{2}$ , следовательно, подчиняются уравнениям Дирака. При этом возможно вычислить вероятность захвата  $\mu$ -мезона с помощью упомянутой уже выше аналогии с теорией  $\beta$ -распада (точнее,  $K$ -захвата) по Ферми.

В данном случае по сравнению с распадом появляется дополнительная трудность, связанная с правильным учётом волновых функций нуклонов в ядре. Однако при анализе трёх совершенно различных ядерных моделей оказывается, что, повидимому, во всех случаях функция возбуждения конечного ядра в зависимости от энергии этого возбуждения сильно спадает уже к энергиям порядка  $15 \text{ MeV}$  при любой массе нейтрального мезона  $\mu^0$ . Это распределение возбуждений хорошо согласуется с опытом (см. резюме в конце III раздела). Что касается полной вероятности захвата, то её естественно можно согласовать с опытом за счёт произвольного выбора константы взаимодействия  $g$ . При этом авторы обращают внимание на совпадение полученного значения  $g$  (по порядку величины) с тем, что уже получалось раньше для взаимодействий с лёгкими частицами нуклонов

и мезонов в отдельности. Однако гораздо более важным является здесь правильный (с точки зрения опыта) вывод о слабом возбуждении конечного ядра благодаря вылету нейтрального мезона, уносящего большую часть энергии покоя  $\mu$ -мезона. Именно это обстоятельство и является наиболее сильным доводом в пользу половинного значения спина  $\mu$ -мезона, использованного в упомянутой выше гипотезе распада.

«Гипотезы второго типа представляются сейчас более естественными, поскольку на опыте доказано как более сильное ядерное взаимодействие  $\pi$ -мезонов, так и возможность взаимного превращения  $\pi$ - и  $\mu$ -мезона (правда, непосредственно известен лишь процесс типа  $\pi \rightarrow \mu + \mu^0$ , однако из общих соображений можно утверждать существование обратного процесса и подсчитать его вероятность). При этом можно количественно связать вероятность захвата  $\mu$ -мезона, как двухступенчатого процесса, с известными вероятностями двух указанных простейших процессов; независимо от конкретного варианта теории удаётся получить согласие с опытом (по порядку величины)<sup>121</sup>.

Рассмотрим здесь единственную из имеющихся пока количественных теорий указанного типа, связанную с так называемой двухмезонной гипотезой Бете-Маршака<sup>111</sup>. Бете и Маршак предполагают, что исследованные методом фотопластинок  $\pi$ -мезоны — суть те ядерные частицы, которые ответственны наряду с другими возможными частицами за взаимодействие нуклонов в стабильных ядрах. Неизбежное

для ядерных частиц Юкавы приближённое соотношение  $r_0 \sim \frac{\hbar}{\mu c}$  ( $r_0$  — радиус действия ядерных сил,  $\mu$  — масса мезона) в данном случае, как показывают специальные вычисления<sup>122</sup>, выполняется во всяком случае не хуже, чем для частиц с массой  $200 m_e$ . Если заранее отказаться от попытки свести к тем же  $\pi$ -мезонам явления, связанные с  $\beta$ -распадом ядер, а также пренебречь возможностью существования заряженных мезонов других масс, так или иначе связанных с появлением  $\mu$ -мезонов, то удаётся объяснить без каких-либо существенных противоречий совокупность всех имеющихся данных о  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонах.

Действительно, как показывают опыты с получением «искусственных»  $\pi$ -мезонов, слабое ядерное взаимодействие  $\mu$ -мезонов может привести к тому, что наблюдаемую на опыте жёсткую компоненту космических лучей нужно будет целиком отнести за счёт распада  $\pi$ -мезонов, генерируемых в высших слоях атмосферы первичной протонной компонентой. При этом благодаря значительной разнице во временах жизни для  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов все существующие наблюдения распада частиц жёсткой компоненты будут давать время  $\tau_0 \approx 2$  мксек. Это относится и к данным Вернова с сотрудниками<sup>15</sup>, позволяющим разделить высотный ход жёсткой компоненты почти вплоть до самой границы атмосферы на кривую поглощения первичных про-

тонов и кривую генерации  $\mu$ -мезонов, и к расчётам <sup>123</sup> спектра жёсткой компоненты на разных высотах. Если считать, что быстрые  $\pi$ -мезоны обладают значительным (хотя и меньше геометрического) эффективным сечением для ядерных взаимодействий, то удаётся, как отмечено выше, удовлетворительно объяснить <sup>84</sup> дополнительно и такие явления, как излом спектра жёсткой компоненты в области больших энергий. Самое главное, что даёт сейчас двухмезонная гипотеза, это — объяснение факта слабого ядерного взаимодействия  $\mu$ -мезонов при очень большом, близком к геометрическому, эффективном сечении для поглощения первичной протонной компоненты. При этом распадный характер промежуточного процесса генерации мезонов другого типа, наверно, является единственно возможным способом устранить указанную трудность <sup>124</sup>, ибо возможность, связанная с кратным характером процесса генерации  $\mu$ -мезонов <sup>125</sup>, в свою очередь, повидимому, требует <sup>126</sup>, чтобы мезонное поле имело большую константу взаимодействия с нуклонами.

Однако при всех своих достоинствах двухмезонная гипотеза вызывает сейчас и серьёзные трудности в понимании ряда явлений космического излучения. Прежде всего с указанной точки зрения невозможно объяснить все процессы, связанные с генерацией и распадом варитронов. В стороне остаются также и отмеченные выше (раздел III) явления ядерных взаимодействий мезонов с массами, отличными от 200 или 300  $m_e$ .

В связи с этим отметим, что за последнее время предпринято несколько попыток <sup>127, 128</sup> построения теорий, описывающих мезоны с определённым спектром масс, однако встречающиеся на этом пути трудности не позволяют пока применять указанные представления к явлениям космического излучения.

В заключение вернёмся ещё к проблеме определения спина мезонов различного типа, столь важной для построения соответствующих теорий. В этом направлении вполне определённые результаты могут дать именно опыты, относящиеся к захвату остановившихся мезонов ядрами. Помимо приведённых выше соображений, связанных с величиной ядерного возбуждения при захвате и заставляющих предполагать <sup>86</sup> половинный спин для  $\mu$ -мезона и целый спин для  $\pi$ -мезона, большой интерес приобретают возможные опыты с захватом мезонов в водороде. Кроме вопросов, связанных со специфическим поведением таких систем, как мезоводород <sup>130</sup>, указанные процессы должны помочь изучению природы продуктов захвата и определить спин мезона с гораздо большей степенью однозначности, чем в случае захвата более сложными ядрами и вообще в каких-либо других опытах. В то же время практическая выполнимость подобных задач прекрасно иллюстрируется упоминавшимися выше <sup>106, 107</sup> исследованиями с камерами Вильсона высокого давления. Что касается опытов по исследованию продуктов распада тех или иных мезонов, то они, возможно, дадут возможность в ближайшее время решить

несколько иную задачу: зная спины всех заряженных частиц, участвующих в процессе, определить спин нейтрального мезона (если окажется, что «обычное» нейтрино недостаточно для объяснения всех распадных процессов). Большое значение <sup>131</sup> имеет изучение продуктов распада также для решения вопроса о равновесной мягкой компоненте. При этом трудности в правильном экспериментальном определении её интенсивности <sup>8</sup> привели уже сейчас к тому, что именно знание природы распада позволяет дать определённые заключения о полной энергии и потоке равновесной электронно-фотонной компоненты, а не наоборот.

В заключение автор благодарит С. Н. Вернова и М. А. Маркова за критический просмотр рукописи и ряд ценных замечаний.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Д. Иваненко, *Nature* **129**, 798 (1932).
2. И. Е. Тамм, *Nature* **133**, 981 (1934).
3. Д. Д. Иваненко, *Nature* **133**, 981 (1934).
4. H. Yukawa, *Proc. Phys. Math. Soc. Jap.* **17**, 48 (1935).
5. S. H. Neddermeyer, C. D. Anderson, *Phys. Rev.* **51**, 884 (1937).
6. V. Nishina, M. Takeuchi and T. Ichimiya, *Phys. Rev.* **52**, 1193 (1937).
7. С. З. Беленький, сб. «Мезон», ГТТИ, М.—Л., 1947, стр. 146.
8. Е. Л. Фейнберг, сб. «Мезон», М.—Л., 1947, стр. 80.
9. В. Л. Гинзбург, сб. «Мезон», М.—Л., 1947, стр. 72.
10. Л. Н. Кораблёв, А. Л. Любимов и А. В. Миллер, *ДАН СССР* **61**, 633 (1948).
11. Л. Н. Кораблёв, А. Л. Любимов и А. Т. Невраев, *ДАН СССР* **68**, 273 (1949).
12. C. V. Chao, *Phys. Rev.* **75**, 581 (1949).
13. Г. Т. Зацепин, *ДАН СССР* **67**, 993 (1949).
14. В. И. Векслер, Н. А. Добротин и др., *ЖЭТФ* **19**, 826 (1949).
15. Н. Г. Биргер, Л. Т. Барадзей, С. Н. Вернов и Ю. А. Смо-  
родин, *ДАН СССР* **63**, 233 (1948).
16. С. А. Азимов, Н. Г. Биргер и А. Н. Горбунов, *ДАН СССР* **65**, 625 (1949).
17. B. Rossi, *Rev. Mod. Phys.* **21**, 104 (1949).
18. W. B. Fretter, *Phys. Rev.* **73**, 41 (1948).
19. C. E. Nielsen and C. F. Powell, *Phys. Rev.* **63**, 384 (1943).
20. C. P. S. Occhialini and C. F. Powell, *Nature* **162**, 166 (1946).
21. Г. Б. Жданов и А. А. Наумов, *ДАН СССР* **60**, 1319 (1948).
22. C. P. S. Occhialini and C. F. Powell, *Nature* **161**, 551 (1948).
23. W. Hartsongh, E. Heyward and W. M. Powell, *Phys. Rev.* **75**, 905 (1949).
24. А. Алиханян, А. Алиханов и А. Вайсенберг, *ДАН СССР* **55**, 709 (1947).
25. А. Алиханян, А. Вайсенберг, В. Харитонов и М. Дайон, *ДАН СССР* **60**, 1515 (1948).
26. А. Алиханян, А. Вайсенберг, В. Харитонов, М. Дайон и А. Константинов, *ДАН СССР* **61**, 39 (1948).
27. А. Алиханян, В. Морозов, А. Хримян, Г. Мусхелишвили и В. Камалян, *ЖЭТФ* **19**, 102 (1949).
28. А. И. Алиханян, А. И. Алиханов, В. М. Морозов и А. В. Хримян, *ДАН СССР* **61**, 35 (1948).

29. А. Алиханян, А. Алиханов и С. Никитин, *Journ. of Phys.* **9**, 56 (1945).
30. Л. Мысовский и П. Чижев, *Zeits. f. Physik* **44**, 408 (1927).
31. А. Жданов, *ДАН СССР* **20**, 645 (1938); **28**, 110 (1940).
32. С. М. G. Lattes, С. Р. S. Occhialini and C. F. Powell, *Nature* **160**, 453, 486 (1947).
33. А. Н. Горбунов и И. В. Чувило, *ДАН СССР* **61**, 1019 (1948).
34. K. I. Greisen, *Phys. Rev.* **73**, 521 (1948).
35. J. Burfening, E. Garder and C. M. G. Lattes, *Phys. Rev.* **75**, 382 (1949).
36. E. Gardner, *Phys. Rev.* **75**, 1468 (1949).
37. I. R. Richardson, *Phys. Rev.* **74**, 1720 (1948).
38. C. G. Montgomery, W. E. Ramsey, D. B. Cowie and D. D. Montgomery, *Phys. Rev.* **56**, 635 (1939).
39. Г. Б. Жданов и А. А. Наумов, *ЖЭТФ* **19**, 273 (1949).
40. H. K. Ticho, *Phys. Rev.* **74**, 1337 (1948).
41. N. Nereson and B. Rossi, *Phys. Rev.* **62**, 417 (1942); **64**, 199 (1943).
42. H. K. Ticho, *Phys. Rev.* **72**, 255 (1947).
43. B. Rossi, M. Sands and R. F. Sard, *Phys. Rev.* **72**, 120 (1947).
44. Г. Б. Жданов и А. А. Хайдаров, *ДАН СССР* **65**, 287 (1949).
45. E. P. Hinks and B. Pontecorvo, *Phys. Rev.* **74**, 697 (1948); **75**, 341 (1949).
46. I. Steinberger, *Phys. Rev.* **74**, 500 (1948); **75**, 1136, 1315 (1949).
47. Д. М. Блохинцев и П. Э. Немировский, сб. «Мезон», М.—Л., 1947, стр. 56.
48. H. Primakoff, *Phys. Rev.* **74**, 878 (1948).
49. J. J. Horowitz, C. Kofoed-Hansen and I. Lindhard, *Phys. Rev.* **74**, 713 (1948).
50. С. Н. Вернов, *ЖЭТФ* **19**, 621 (1949).
51. E. P. Hinks and B. Pontecorvo, *Phys. Rev.* **73**, 257, 1122 (1948).
52. R. D. Sard and E. I. Althaus, *Phys. Rev.* **74**, 1364 (1948).
53. R. I. Finkelstein, *Phys. Rev.* **72**, 415 (1947).
54. O. Riccioni, *Phys. Rev.* **74**, 1236, 1754 (1948).
55. R. W. Thompson, *Phys. Rev.* **74**, 490 (1948); **75**, 1315 (1949).
56. S. H. Neddermeyer, C. D. Anderson, *Phys. Rev.* **54**, 88 (1948).
57. E. I. Williams and G. E. Roberts, *Nature* **145**, 102 (1940).
58. R. P. Shutt, S. De-Benedetti and T. H. Johnson, *Phys. Rev.* **62**, 552 (1942).
59. C. D. Anderson, R. V. Adams, P. E. Lloyd and R. R. Rau, *Phys. Rev.* **72**, 724 (1947).
60. R. V. Adams, C. D. Anderson, P. E. Lloyd, R. R. Rau and R. C. Saxena, *Rev. Mod. Phys.* **20**, 334 (1948).
61. Н. Биргер и Л. Эйдус, *ДАН СССР* **65**, 819 (1949).
62. E. C. Fowler, R. L. Cool and I. C. Street, *Phys. Rev.* **74**, 111 (1948).
63. K. C. Wang and S. B. Jones, *Phys. Rev.* **74**, 1547 (1948).
64. J. C. Fletcher and H. K. Forsier, *Phys. Rev.* **75**, 204 (1949).
65. R. B. Leighton, C. D. Anderson and A. J. Seriff, *Phys. Rev.* **75**, 1432 (1949).
66. G. E. Valley, *Phys. Rev.* **72**, 772 (1947).
67. I. G. Retallack, *Phys. Rev.* **73**, 921 (1948).
68. J. Z. Zar, J. Hershkowitz and E. Berezin, *Phys. Rev.* **74**, 111 (1948).
69. P. G. Kruger and L. W. Smith, *Phys. Rev.* **68**, 104 (1945).
70. C. D. Rochester and C. G. Butler, *Nature*, **160**, 655 (1947).
71. R. Brown, U. Camerini, P. H. Fowler, H. Muirhead, C. F. Powell and D. M. Ritson, *Nature* **163**, 47, 82 (1949).

72. Г. Е. Беловицкий и Л. В. Сухов, ДАН СССР 61, 243 (1948).
73. J. B. Harding, Nature 163, 440 (1949).
74. R. B. Brode, Phys. Rev. 75, 904 (1949).
75. C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini and C. F. Powell, Nature 159, 694 (1947).
76. Y. Goldschmidt-Clermont, D. T. King H. Muirhead and D. M. Ritson, Proc. Phys. Soc. 61, 183 (1948).
77. U. Camerini, H. Muirhead, C. F. Powell and D. M. Ritson, Nature 162, 433 (1948).
78. А. И. Алиханян, Д. М. Самойлович, И. И. Гуревич и Х. А. Бабаян, ЖЭТФ 19, 667 (1949).
79. R. M. Langer and H. Yagoda, Phys. Rev. 74, 1238 (1948).
80. L. Leprince-Ringuet, Rev. Mod. Phys. 21, 42 (1949).
81. П. И. Лукирский и Н. А. Перфилов, ДАН СССР 61, 259 (1948).
82. W. H. Barnes, E. Gardner and C. M. G. Lattes, Phys. Rev. 74, 1558 (1948).
83. А. А. Вайсенберг, ЖЭТФ 19, 727 (1949).
84. А. Б. Мигдал и И. Я. Померанчук, ДАН СССР 27, 652 (1940).
85. S. Tomonaga and G. Araki, Phys. Rev. 58, 90 (1941).
86. F. Rasetti, Phys. Rev. 59, 613 (1941); 60, 198 (1941).
87. M. Conversi, E. Pancini and O. Piccini, Phys. Rev. 71, 209 (1947).
88. M. H. Shamos, M. G. Levy and I. S. Lowen, Phys. Rev. 74, 1237 (1948).
89. T. Sigurgeirsson and A. Yamakawa, Phys. Rev. 71, 319 (1947).
90. E. Fermi and E. Teller, Phys. Rev. 72, 399 (1947).
91. J. A. Wheeler, Phys. Rev. 71, 320 (1947).
92. H. K. Ticho and M. Schein, Phys. Rev. 73, 81 (1948).
93. G. E. Valley, Phys. Rev. 73, 1251 (1948).
94. G. W. Kissinger and D. Cooper, Phys. Rev. 74, 349, 1237 (1948).
95. W. L. Kraushaar, Phys. Rev. 73, 1408 (1948).
96. R. D. Sard and A. H. Benade, Phys. Rev. 74, 1237 (1948).
97. G. E. Valley, Rev. Mod. Phys. 21, 35 (1949).
98. T. Sigurgeirsson and A. Yamakawa, Rev. Mod. Phys. 21, 124 (1949).
99. E. Fermi, E. Teller and W. Weisskopf, Phys. Rev. 71, 314 (1947).
100. R. D. Sard, W. B. Ittner, A. M. Conforto and M. F. Crouch, Phys. Rev. 74, 97 (1948).
101. G. Groetzinger and G. W. McClure, Phys. Rev. 74, 341 (1948).
102. G. W. McClure and G. Groetzinger, Phys. Rev. 75, 340 (1949).
103. A. R. Tobay, Phys. Rev. 75, 894 (1949).
104. T. H. Johnson and R. P. Shutt, Phys. Rev. 61, 380 (1942).
105. W. Y. Chang, Rev. Mod. Phys. 21, 166 (1949).
106. C. P. Leavitt, G. E. Valley and J. A. Vitale, Phys. Rev. 75, 201, 1328 (1949).
107. R. P. Shutt, G. R. Hoke, W. A. Tuttle and C. F. O'Neill, Phys. Rev. 75, 1329 (1949).
108. R. B. Leighton, C. D. Anderson and A. J. Seriff, Phys. Rev. 75, 1466 (1949).
109. S. Lattimore, Nature 161, 518 (1948).
110. W. E. Hazen, Phys. Rev. 65, 67 (1944).
111. R. E. Marshak and H. A. Bethe, Phys. Rev. 72, 506 (1947).
112. C. Powell, Jour. de Phys. et Rad. 9, 289 (1948).
113. O. Klein, Nature 161, 897 (1948).
114. J. Tiomno and J. A. Wheeler, Rev. Mod. Phys. 21, 144 (1949).
115. А. Амбарцумян и Д. Иваненко, Zeits. f. Phys. 64, 563 (1930).
116. A. March, Phys. Rev. 73, 1205 (1948).
117. В. Лебедев и М. Марков, ЖЭТФ 19, 292 (1949).

118. V. F. Weisskopf, Phys. Rev. 72, 155 (1947).
  119. N. G. Nereson, Phys. Rev. 74, 509 (1948).
  120. J. Tiomno and J. A. Wheeler, Rev. Mod. Phys. 21, 153 (1949).
  121. E. Clementel e G. Puppi, Nuovo Cimento 5, 505 (1948).
  122. L. L. Foldy, Phys. Rev. 72, 125 (1947).
  123. G. F. Chew, Phys. Rev. 73, 1128 (1948).
  124. V. F. Weisskopf, Phys. Rev. 72, 510 (1947).
  125. H. W. Lewis, J. R. Oppenheimer and S. A. Wouthuysen, Phys. Rev. 73, 127 (1948).
  126. W. Heisenberg, Kosmische Strahlung, Berlin, Springer, 1943.
  127. Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ 17, 115 (1947).
  128. С. В. Измайлов, ДАН СССР 58, 1019 (1947).
  129. M. Born and A. E. Rodriguez, Nature 163, 320 (1949).
  130. Д. Иваненко и А. Соколов, ДАН СССР 58, 1329 (1947).
  131. А. Алиханян, А. Алиханов и С. Никитин, Jour. of Phys. 6, 230 (1942).
-

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК****ДИФфуЗНОЕ РАССЕЯНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ  
ПОД МАЛЫМИ УГЛАМИ****Е. А. Порай-Кошиц****I. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАССЕЯНИЯ  
РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ ПОД МАЛЫМИ УГЛАМИ**

Рассеяние рентгеновских лучей под малыми углами, как и всякое рассеяние лучистой энергии, обусловливается неоднородностью строения той среды, через которую проходит излучение. Для длин волн, применяемых в рентгеновском структурном анализе, такой неоднородностью является не только расположение атомов в кристаллической решётке, но и расположение атомов или молекул в жидкостях или в аморфных веществах и даже распределение электронов внутри атомов в газообразных веществах. При прохождении рентгеновских лучей через вещество, находящееся в любом агрегатном состоянии, образуется та или иная дифракционная картина, и задачей рентгеновского структурного анализа является изучение геометрии тела, т. е. определение расположения в пространстве рассеивающих центров по экспериментально обнаруженной дифракционной картине.

Амплитуда волн рассеянного рентгеновского излучения обратно пропорциональна массе рассеивающей частицы. Так как интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды, то рассеяние почти целиком обусловливается электронами рассеивающего вещества (интенсивность излучения, рассеянного, например, протоном будет в  $1846^2$  раз слабее интенсивности излучения, рассеянного электроном). Следовательно, будет точнее сказать, что дифракционная картина позволяет обнаружить распределение в пространстве электронной плотности.

При прохождении рентгеновских лучей через одноатомные газы получающаяся дифракционная картина позволяет определить расположение электронов вокруг ядра. В зависимости от концентрации электронов вокруг центра атома они будут рассеивать или независимо, и тогда произойдёт простое сложение интенсивностей волн, рассеянных каждым электроном в отдельности, или взаимодействуя, и тогда складываться будут амплитуды. В первом случае



интенсивность рассеяния атомом будет просто в  $Z$  раз больше интенсивности рассеяния одним электроном ( $Z$  — число электронов в атоме). Во втором случае фазы волн, рассеянных различными электронами, будут почти одинаковы, что приведёт к возрастанию общей интенсивности вследствие интерференции. Рассматривая крайний случай, когда все электроны в атоме действуют как один отрицательный заряд, равный  $Ze$  с массой  $Zm_e$ , где  $e$  — заряд электрона и  $m_e$  — его масса, легко видеть, что так как в выражение для интенсивности волны, рассеянной одним классически излучающим электроном, входит дробь  $\frac{e^4}{m_e^2}$ , то суммарная интенсивность будет пропорциональна квадрату  $Z$ . Для промежуточных случаев вводится атомный фактор  $F$ , равный отношению амплитуды волны, рассеянной атомом, к амплитуде волны, которую при тех же условиях рассеял бы один электрон по классическим законам. Следовательно, интенсивность  $I_a$  излучения, рассеянного атомом, в  $F^2$  раз больше интенсивности  $I_{эл}$  излучения, рассеянного электроном по классическим законам:

$$I_a = I_{эл} \cdot F^2,$$

где

$$Z \leq F^2 \leq Z^2.$$

Интенсивность, выраженная в абсолютных электронных единицах (т. е. по отношению к  $I_{эл}$ ), является функцией только  $\frac{\sin \varphi/2}{\lambda}$  ( $\varphi$  — угол рассеяния), и какую бы длину волны мы ни выбрали, для данной системы электронов зависимость интенсивности от  $\frac{\sin \varphi/2}{\lambda}$  будет выражаться одной и той же кривой. Кривая эта (кривая квадрата атомного фактора) достигает наибольшего значения при малых  $\frac{\sin \varphi/2}{\lambda}$ , постепенно убывая с возрастанием этой величины. То же самое будет и для не слишком плотного газа, содержащего  $N$  независимо рассеивающих атомов; интенсивность рассеянного им излучения

$$I_{газа} = NF^2 \quad (1)$$

будет монотонно убывать с возрастанием  $\frac{\sin \varphi/2}{\lambda}$ .

Следовательно, интенсивность рассеяния одноатомным газом монохроматических рентгеновских лучей под малыми углами непрерывно возрастает по мере уменьшения угла, достигая максимального значения  $NF^2 = NZ^2$  в направлении первичного пучка ( $\varphi = 0$ ).

В молекулярном газе, несмотря на наличие внутримолекулярной интерференции и появление благодаря этому первых интерференционных максимумов, общий вид кривой интенсивности остаётся прежним — под малыми углами рассеянное излучение наиболее интенсивно.

Совершенно иной вид имеет кривая рассеяния под малыми углами для жидкостей, некоторых аморфных, стеклообразных и кристаллических тел. В отличие от рассеяния атомным и молекулярным газами при уменьшении угла рассеяния интенсивность рассеяния стремится здесь не к максимальному значению, но падает до нуля. Это объясняется структурной однородностью таких тел на расстояниях, больших сравнительно с межатомными: когерентность рассеяния обуславливает его полное уничтожение вследствие интерференции.

Такое разделение всех веществ на два класса — дающих и не дающих рассеяния рентгеновских лучей под малыми углами — является до некоторой степени искусственным. Развитие экспериментальной техники то и дело выявляет у веществ второго класса наличие хотя бы слабого рассеяния под малыми углами, заставляя переносить их в первую группу. В природе очень мало веществ, обладающих идеально однородным субмикроскопическим строением. Реальные тела почти всегда имеют те или иные отклонения от правильного строения, причём, как это выясняется всё больше и больше, этими отклонениями обуславливаются наиболее важные свойства твёрдых веществ, важные не только с научной, но и с чисто технической точки зрения.

Наиболее простой случай постепенного перехода между этими двумя классами веществ дают газы под большим давлением. Очевидно, что они должны занимать в отношении рассеяния рентгеновских лучей под малыми углами промежуточное положение между разрежёнными газами и жидкостями. Этот случай теоретически разрабатывался ещё в 1925 г. Дебаем<sup>1</sup>, давшим формулу, учитывающую взаимодействие сближающихся друг с другом атомов (или молекул), благодаря которому интенсивность излучения, рассеянного под малыми углами, непрерывно уменьшается с увеличением давления газа. Интенсивность эта согласно Дебаю зависит от фактора  $\frac{\Omega}{V}$ , характеризующего насыщение пространства атомами вещества ( $\Omega = N \cdot \frac{4}{3} \pi (2\rho)^3$  — общий объём «сфер влияния»  $N$  атомов,  $V$  — общий объём, занимаемый газом или жидкостью), следующим образом:

$$I = NF^2 \left\{ 1 - \frac{\Omega}{V} \Phi(sp) \right\}, \quad (2)$$

где  $s = 4\pi \frac{\sin \varphi/2}{\lambda}$ ,  $\rho$  — радиус атома, а функция  $\Phi(sp)$  в случае сферических атомов определяется следующим выражением:

$$\Phi(sp) = \frac{3}{(sp)^3} [\sin(sp) - sp \cos(sp)]. \quad (2')$$

$\Phi(sp)$  стремится к 1, когда  $sp$  стремится к 0 (т. е. для малых углов

рассеяния и для больших длин волн), что объясняет падение кривой рассеяния жидкостью при уменьшении угла, так как для реальной жидкости дробь  $\frac{\Omega}{V}$  близка к единице. Для газа же дробь близка к нулю, и выражение (2) совпадает с (1). С увеличением плотности газа дробь  $\frac{\Omega}{V}$  принимает различные значения между 0 и 1, а интенсивность рассеяния под малыми углами постепенно падает от максимального значения до нуля.

Несколько позже Цернике и Принс<sup>2</sup>, а затем снова Дебай<sup>3</sup> выразили интенсивность рассеяния жидкостью или плотным газом через функцию радиального распределения атомов  $u(r)$  вокруг любого выбранного за начальный атома. В форме, данной Цернике и Принсом, это выражение, получившее большое применение в рентгенографических работах по исследованию жидкостей, стёкол и аморфных веществ, выглядит следующим образом:

$$I = NF^2 \left\{ 1 + \int_0^{\infty} 4\pi r^2 [u(r) - u_0] \frac{\sin sr}{sr} dr \right\}; \quad (3)$$

здесь  $4\pi r^2 u(r) dr$  — число атомных центров в сферическом слое толщиной  $dr$ , находящемся на расстоянии  $r$  от избранного атома, а  $u_0$  — средняя атомная плотность вещества. Можно, следовательно, сказать, что интенсивность рассеяния жидкостью относится к интенсивности рассеяния газом, как выражение, стоящее в фигурных скобках, относится к единице. Для больших значений  $s$  (больших углов рассеяния или малых длин волн) интеграл в этих скобках быстро стремится к нулю, и рассеяние жидкостью практически совпадает с рассеянием газом. Для интересующих нас малых углов, т. е. для малых значений  $s$ , дробь  $\frac{\sin sr}{sr}$  стремится к единице; можно показать, что в этом случае интенсивность рассеяния жидкостью относится к интенсивности рассеяния газом, как «сжимаемости» вещества в этих двух состояниях, ибо сжимаемость характеризуется тем же фактором  $\frac{\Omega}{V}$ . Формула Дебая (2) получается из (3), если за нижний предел интегрирования взять диаметр атома  $2\rho$  и считать  $u(r)$  постоянным.

Заметим, что априорные предположения, относящиеся к строению вещества, принятые авторами при выводе формул (2) и (3), как, например, предположение о том, что уже при очень малых значениях  $r$  функция распределения  $u(r)$  совпадает со средней атомной плотностью вещества  $u_0$ , или игнорирование возможности азимутальной упорядоченности атомов (допущения эти тем законнее, чем более беспорядочно распределены атомы), привели к тому, что обе формулы лишь приблизительно согласуются с экспериментальными данными, расходясь с ними, в частности, при больших значениях  $\frac{\Omega}{V}$ . Случай

$\frac{\rho}{V} = 1$  соответствует не жидкости, но лишь более или менее плотному газу; для газа же под большим давлением или для жидкости эта величина превышает единицу, что приводит согласно (2) к физически бессмысленным отрицательным значениям интенсивности, рассеянной этими веществами под малыми углами. В дальнейшем в формулу (3) вносились различные поправки, сводившиеся к подбору

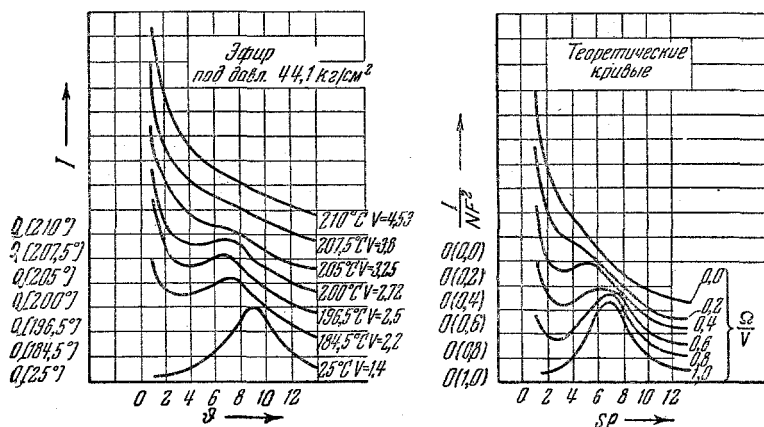


Рис. 1. Экспериментальные и теоретические кривые рассеяния эфиром вблизи критической точки. Около экспериментальных кривых справа приведены температура и удельный объем. Слева указаны положения нуля на оси ординат, соответствующие различным кривым.

такой функции распределения  $u(r)$ , которая более близко выражала бы реальное распределение атомов в плотном газе или в жидкости<sup>4</sup>. Иногда эти поправки носили полуэмпирический характер, и, таким образом, удавалось получить удовлетворительное согласие между теоретическими и экспериментальными кривыми интенсивности излучения, рассеянного под малыми углами различными газами вблизи критической точки (рис. 1). Отсутствие более строгой теории рассеяния рентгеновских лучей жидкостью вынуждает экспериментаторов пользоваться формулой (3) даже в тех случаях, которые не соответствуют предположениям, лежащим в основе её вывода, что часто приводит к неправильным обобщениям. Это относится и к рассеянию рентгеновских лучей под малыми углами плотно упакованными системами частиц, теория которого, как будет показано ниже, тесно связана с теорией рассеяния жидкостью и использует поэтому ту же формулу (3).

До сих пор мы рассматривали уменьшение интенсивности рассеяния под малыми углами вследствие возникновения однородности в расположении рассеивающих центров путём создания хотя и беспорядочной, но достаточно плотной их упаковки (переход от газа к

жидкости). Очевидно, что если подходить к этому вопросу с другой стороны, то при образовании неоднородностей соответствующих размеров в расположении атомов в кристаллической сетке (хотя бы путём простого уменьшения кристалликов до коллоидальных размеров) интенсивность рассеяния рентгеновских лучей под малыми углами будет постепенно возрастать от нуля до некоторого значения, характеризующего степень этой неоднородности. Такое явление наблюдалось, например,

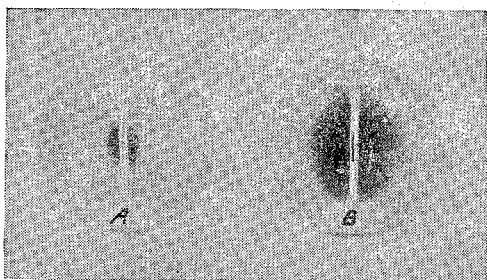


Рис. 2. Рассеяние рентгеновских лучей под малыми углами неактивированным (А) и активированным (В) углём.

при исследовании различных углей<sup>5-7</sup> (рис. 2), а также и других веществ, обладающих теми или иными флуктуациями электронной плотности субмикроскопических размеров. Из величины углов, под которыми наблюдалось это рассеяние, можно было заключить, что размеры таких разнородных по электронной плотности областей колеблются от 20 до 1000 Å.

Все эти наблюдения привели к общему заключению, что всякое рассеяние под малыми углами свидетельствует о той или иной неоднородности строения вещества, о наличии флуктуаций плотности на расстояниях 20—1000 Å. Вслед за этим сразу возникла задача, относящаяся к области рентгеновского структурного анализа: определение размеров и формы субмикроскопических областей неоднородности по диффракционной картине, возникающей в непосредственной близости к первичному пучку рентгеновских лучей, т. е. под малыми углами. Попытки в этом направлении были сделаны Кришнамюрти<sup>8</sup>, Марком<sup>9</sup>, Хендриксом<sup>10</sup>, Уорреном<sup>11</sup> и др.<sup>12-17</sup>. Однако такая задача требовала создания какой-то теории этого явления и удобного математического аппарата для количественной интерпретации экспериментально получаемых кривых рассеяния. Такая интерпретация была дана для случая «рыхлой» системы частиц Гинье<sup>18</sup>, который предложил теорию, исходя из рассеяния отдельными частицами. Более сложный случай системы плотно упакованных частиц рассматривался Кратки<sup>19-20</sup>, Виньярдом<sup>21-22</sup>, Юдовичем<sup>23</sup> и др.<sup>24</sup> лишь в последние годы. Попытки этого рода продолжают в настоящее время почти непрерывно — почти в каждом физическом журнале текущего года имеется статья, посвящённая диффузному рассеянию под малыми углами. И хотя всё ещё нет более или менее общей теории этого явления, полученные экспериментальные результаты удалось удачно интерпретировать на основе имеющихся теоретических работ.

II. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ДИФФУЗНОГО РАССЕЯНИЯ  
РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ ПОД МАЛЫМИ УГЛАМИ

Рентгеновский структурный анализ кристаллических тел основывается на теории рассеяния, данной Лауэ. Что касается дискретного рассеяния рентгеновских лучей под малыми углами, то оно целиком укладывается в рамки этой теории. Действительно, согласно закону Брэгга-Вульфа

$$n\lambda = 2d \sin \vartheta \quad (4)$$

для применяемых в рентгеновском структурном анализе длин волн ( $\lambda$  порядка 1—2 Å) и для обычных периодов решётки ( $d$  около 3 Å) диффракционные максимумы появляются под углами рассеяния  $\varphi = 2\vartheta$  порядка 30° или 0,5 радиана. Если при той же длине волны периоды возрастут до 20—1000 Å, то дискретное рассеяние в виде резких линий или пятен переместится в область малых углов от 5° до 7' соответственно. Таким образом, исследовались различные большие молекулы (стерины, глобулярные протеины и др.), волокнистые вещества (хризотилковый асбест, полиамидные волокна, кератин, коллаген, мышечные волокна, миозин и др.), высокие полимеры, вирусы и т. д.<sup>25—27</sup>. Наибольшие периоды были найдены у затворяющей мышцы раковины ( $d = 725$  Å,  $\varphi \approx 5,5'$ ) и у хвостового сухожилия кенгуру ( $d = 642$  Å,  $\varphi \approx 6'$ )<sup>27</sup>.

Диффузное рассеяние рентгеновских лучей под малыми углами не может быть объяснено на основании теории Лауэ. Явление это, выражающееся в появлении вблизи первичного пучка размытого пятна или кольца, — имеет очевидную аналогию с рассеянием света капельками тумана или порошкообразным ликоподием, когда по диаметру образующегося круга (венца) и по углу рассеяния можно приблизительно определить размеры рассеивающих частиц (при условии их монодисперсности). В обоих случаях диаметр частиц много больше длины волны рассеиваемого излучения, и к рассеянию рентгеновских лучей применима оптическая теорема взаимности, согласно которой две дополняющие друг друга системы экранов дают одну и ту же диффракционную картину (за исключением интенсивности освещения точки  $\varphi = 0$ ). Следовательно, диффракционные картины вблизи первичного пучка, полученные при прохождении рентгеновских лучей через собрание беспорядочно расположенных частиц, не будут ничем отличаться от картин, полученных при рассеянии однородным пористым веществом, поры которого расположены в тех же местах, где были расположены частицы в первом образце, имея те же форму и размеры. Более того, благодаря проникающей способности рентгеновских лучей такую же роль будут играть частицы, окружённые однородной средой с другой электронной плотностью, при полном отсутствии пор.

Для всех этих случаев угол рассеяния зависит от размера и формы рассеивающих областей, а интенсивность рассеяния — от разности

между электронными плотностями в этих областях и в окружающей среде. Следовательно, всегда можно считать, что рассеивающие области окружены пустотой, приписав им электронную плотность, равную этой разности.

Отсюда следует, прежде всего, сделать вывод, что на основании одних рентгеновских данных нельзя однозначно определить, обусловливается ли рассеяние наличием в исследуемом веществе частиц или пор; выбор может быть сделан лишь путём рассмотрения других физических свойств (например, плотности).

Отметим ещё одно существенное обстоятельство: картина диффузного рассеяния под малыми углами совершенно не зависит от внутреннего строения рассеивающих областей и окружающей их среды, которые могут быть и аморфными, и кристаллическими; их внутреннее строение сказывается только на рассеянии под обычными, не очень малыми углами, подчиняющимися соотношению (4).

Рассмотрим теперь рассеяние под малыми углами системой шарообразных частиц одинакового радиуса  $R$ . В этом случае удобнее всего исходить из теории рассеяния газами и жидкостями. Действительно, фиксируя в пространстве положение атомов газа или жидкости и представив себе, что их размеры возросли до размера частиц субмикроскопических размеров (диаметром от 20 до 1000 Å), мы получим два вида твёрдых тел — «твёрдое тело газообразного типа» и «твёрдое тело жидкостного типа». Первое имеет рыхлое строение (расстояния между частицами много больше размера самих частиц), и его дифракционная картина похожа на дифракционную картину газообразных веществ, сдвинутую в область малых углов. Второе представляет

собой систему плотно упакованных частиц; дифракционная картина близка к дифракционной картине жидкости, причём она также сдвинута к малым углам. Схематическое изображение различных видов

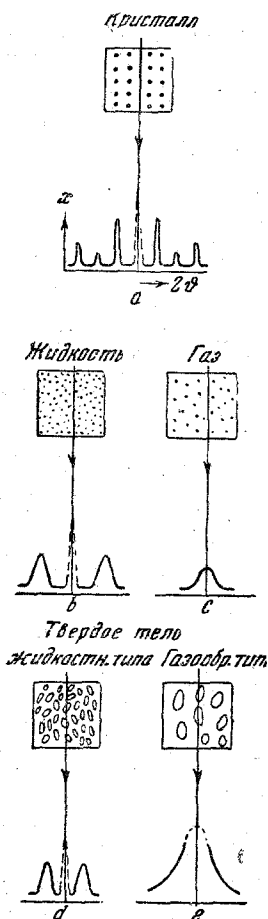


Рис. 3. Рассеяние рентгеновских лучей: *a* — кристаллом, *b* — жидкостью, *c* — газом, *d* — твёрдым телом жидкостного типа, *e* — твёрдым телом газообразного типа.

рассеяния<sup>7</sup> представлено на рис. 3. Первичный пучок показан в каждом случае вертикальной стрелкой.

При применении теории рассеяния газами и жидкостями к рассеянию частицами субмикроскопических размеров основные формулы изменяются очень незначительно. Вследствие малости углов

$$\sin \vartheta = \sin \varphi/2 \approx \frac{\varphi}{2} \quad \text{и} \quad s = 4\pi \frac{\sin \varphi/2}{\lambda} \approx 2\pi \frac{\varphi}{\lambda} = k. \quad (5)$$

Атомный фактор  $F$  заменится произведением числа электронов в каждой частице  $n$  на функцию размера и формы частиц, которая для сферических частиц была определена Дебаем (см. уравнение (2')):

$$F \rightarrow n \cdot \Phi(kR).$$

Теперь легко написать основные формулы, связывающие интенсивность рентгеновских лучей, рассеянных под малыми углами, с радиусом сферических областей неоднородности (частиц или пор), вызывающих это рассеяние. Действительно, для «рыхлой» системы таких областей, например для «твёрдых тел газообразного типа», когда волны, рассеянные отдельными частицами, не когерентны и интенсивности просто складываются, получим вместо (1):

$$I_{\infty} = Nn^2 [\Phi(kR)]^2, \quad (6)$$

где  $N$  — число участвующих в рассеянии частиц (пор).

При сближении областей неупорядоченности на расстояния, сравнимые с их размерами, получается плотно упакованная система (например, «твёрдое тело жидкостного типа»), в которой следует учитывать интерференцию между волнами, рассеянными отдельными частицами, и тогда применимы уравнения (2) и (3), которые примут следующий вид:

$$I = Nn^2 [\Phi(kR)]^2 \left\{ 1 - \frac{\Omega}{V} \Phi(kR) \right\}, \quad (7)$$

$$I = Nn^2 [\Phi(kR)]^2 \left\{ 1 + \int_0^{\infty} 4\pi r^2 [u(r) - u_0] dr \right\}. \quad (8)$$

(Для малых углов  $\frac{\sin sr}{sr} = 1$ .) Интенсивность всюду выражена в абсолютных электронных единицах, т. е. по отношению к интенсивности, рассеянной одним классически излучающим электроном.

Если частицы окружены материальной средой, имеющей электронную плотность  $\rho_0$ , то в последние три формулы вместо числа электронов в одной частице войдёт разность электронных плотностей



частицы и среды,  $\rho - \rho_0$ . Так как электронная плотность войдёт везде в квадрате, то, очевидно, что член  $(\rho - \rho_0)^2$  будет положителен также и в тех случаях, когда частицы имеют не избыток, а недостаток электронной плотности относительно окружающей их среды.

На рис. 4 дана зависимость  $\frac{I}{Nn^2}$  от  $kR$  при различных значениях  $\frac{\Omega}{V}$ . С увеличением плотности упаковки частиц появляется

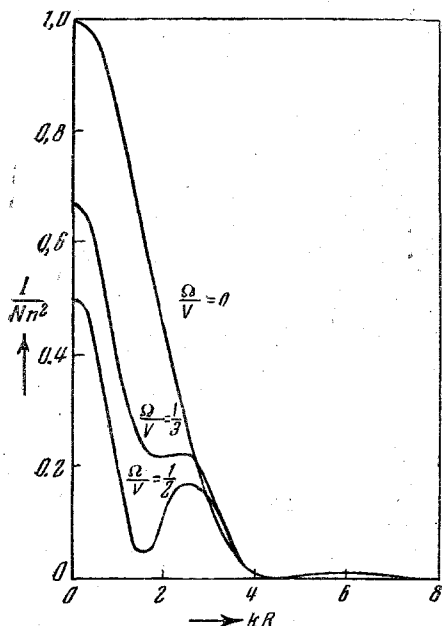


Рис. 4. Влияние плотности упаковки частиц на кривую интенсивности.

интерференционный максимум при  $kR = 2,5$ . Кроме того виден первый из ряда вторичных максимумов при  $kR = 5,8$ , который примерно в 100 раз слабее интенсивности рассеяния под углом  $\varphi = 0$ ; следующие максимумы ещё слабее. Наличие вторичных максимумов не зависит от плотности упаковки; они имеются даже в случаях рыхлой системы ( $\frac{\Omega}{V} = 0$ ) и связаны с видом функции  $\Phi$ , т. е. с размерами и формой частиц. Их называют также в отличие от интерференционного максимума «максимумами формы». Обычно эти максимумы на экспериментальных кривых не наблюдаются. Имеются две основные причины, приводящие к такому сглаживанию кривых рассеяния: неоднородность частиц по размерам и форме и несовершенство коллимации первичного пучка.

Вторая причина, связанная с чисто экспериментальными трудностями, будет рассмотрена ниже. Сейчас мы рассмотрим возможности учёта неоднородности частиц по размерам и форме.

Ограничимся сначала случаем шаровидных частиц различного радиуса, образующих рыхлую упаковку. Введём функцию распределения частиц по размерам,  $N(R)$ , такую, что  $N(R) dR$  есть общее число частиц, имеющих радиусы размером между  $R$  и  $R + dR$ . Вместо выражения (6) получим:

$$I_{N(R)} = \int_0^{\infty} \frac{N(R)}{N} I_{\infty} dR = \rho^2 \int_0^{\infty} N(R) v_R^2 [\Phi(kR)]^2 dR, \quad (9)$$

где  $v_R$  — объём частицы радиуса  $R$ , а  $\rho$  — внутренняя электронная плотность частицы. Если ввести функцию распределения частиц по их массе, то (9) примет следующий вид:

$$I_{M(R)} = A \rho^2 \int_0^{\infty} M(R) R^3 [\Phi(kR)]^2 dR, \quad (10)$$

где  $M(R) dR$  — общая масса частиц с радиусами от  $R$  до  $R + dR$ , а  $A$  — постоянная, пропорциональная всей массе рассеивающего образца.

Пределы интегрирования в выражениях (9) и (10) не определены. Верхний предел можно обычно установить, но вся область может быть очень большой, и распределение  $N(R)$  или  $M(R)$  остаётся неизвестным. Можно остановиться на определённом типе распределения (максвелловском, гауссовском и т. д.), но это, вообще говоря, может повлечь за собой значительные ошибки вследствие пренебрежения небольшим числом частиц, имеющих экстремальные значения. Такой способ обработки применили всё же Шалл и Росс<sup>28</sup>, используя при этом приближённое значение функции размера и формы частиц,  $\Phi(kR)$ , предложенное Гинье<sup>18</sup> в соответствии с экспоненциальным видом кривой рассеяния

$$\Phi(kR) \approx e^{-\frac{k^2 R^2}{5}}. \quad (11)$$

Заметим, что точная функция  $\Phi(kR)$  имеет, как мы уже указывали, ряд «максимумов формы», функция же (11) их не имеет, падая с углом по экспоненциальной кривой. Это пренебрежение вторичными максимумами может привести к ошибкам только при использовании кривой интенсивности рассеяния под относительно большими углами. Однако разложение в ряд показывает, что для  $kR \leq 1,5-2$  эти ошибки не превышают 5%, и функция (11) получила довольно широкое распространение при практической интерпретации рентгенограмм.

Шалл и Росс рассмотрели несколько типов распределения. В случае, например, максвелловского типа распределения они подставили в (10)  $M(R)$  в следующем удобном для интегрирования виде:

$$M(R) = \frac{2}{\alpha^{\beta+1} \Gamma\left(\frac{\beta+1}{2}\right)} R^{\beta} e^{-\frac{R^2}{\alpha^2}}, \quad (12)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  являются постоянными, значения которых должны быть согласованы с экспериментальными данными. Символ  $\Gamma$  обозначает

$\gamma$ -функцию. После подстановки (11) и (12) в (10) получим:

$$I_{M(R)} = A\rho^2 \frac{2}{\alpha^{\beta+1}\Gamma\left(\frac{\beta+1}{2}\right)} \int_0^\infty R^{\beta+3} e^{-R^2\left(\frac{k^2}{5} + \frac{1}{\alpha^2}\right)} dR,$$

а после интегрирования

$$I_{M(R)} = \frac{2 A\rho^2 \Gamma\left(\frac{\beta+4}{2}\right) \alpha^3}{\Gamma\left(\frac{\beta+1}{2}\right)} \left[ \frac{\alpha^2 k^2}{5} + 1 \right]^{-\frac{\beta+4}{2}} \quad (13)$$

Требование конечности общей массы ограничивает значения  $\beta$ , которые не могут быть меньшими—1.

Уравнение (13) даёт угловое распределение интенсивности, если распределение частиц по размерам выражается (12). Следовательно, если подобрать параметры  $\alpha$  и  $\beta$  в (13) так, чтобы кривая  $I_{M(R)}$  совпала бы с экспериментальной, то уравнение (12) даст непосредственно закон распределения.

Аналогичным образом Шалл и Росс поступают в случае гауссовского распределения частиц по массе, которое они ищут в следующем виде:

$$M(R) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\beta}{\alpha} \cdot \frac{1}{1+H(\beta)} e^{-\frac{\beta^2}{\alpha^2}(R-\alpha)^2}, \quad (14)$$

что после подстановки в (10) и интегрирования даёт:

$$I_{M(R)} = \frac{A\rho^2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\alpha^3}{\sqrt{\beta}[1+H(\beta)]} D(\beta, \alpha k); \quad (15)$$

$$D(\beta, \alpha k) = \beta^{-\frac{13}{2}} \tau^4 \left\{ (1 + \tau^2) e^{-\beta^2} + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \tau e^{\tau^2 - \beta^2} (2\tau^2 + 3) [1 + H(\tau)] \right\},$$

где

$$\tau^2 = \frac{3\beta^4}{3\beta^2 + \alpha^2 k^2} \quad \text{и} \quad H(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-u^2} du.$$

Практическое применение этих уравнений будет описано ниже.

Было бы очень удобно обратить интегральное уравнение (10) с помощью теоремы Фурье, выразив функцию распределения частиц по массе  $M(R)$  через экспериментально находимое значение интенсивности  $I_{M(R)}$ . Такую попытку сделал Росс<sup>29</sup>, который, используя теорию интегралов Фурье, теорему Меллина и теорию функций

Бесселя, получил следующую обращённую формулу:

$$\begin{aligned}
 M(R) &= \frac{4R}{9\pi A\rho^2} \frac{d}{dR} \int_0^\infty k^3 I_{M(R)} \left[ \left(1 - \frac{1}{k^2 R^2}\right) \sin 2kR + \frac{2 \cos 2kR}{kR} \right] dk = \\
 &= \frac{8R}{9\pi A\rho^2} \int_0^\infty k^4 I_{M(R)} \left[ \left(1 - \frac{2}{k^2 R^2}\right) \cos 2kR - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{2}{kR} \left(1 - \frac{1}{2k^2 R^2}\right) \sin 2kR \right] dk + \\
 &\quad + \frac{4R}{9\pi A\rho^2} \frac{d}{dR} \int_{k_0}^\infty k^3 I_{M(R)} \left[ \left(1 - \frac{1}{k^2 R^2}\right) \sin 2kR + \frac{2 \cos 2kR}{kR} \right] dk.
 \end{aligned}$$

При достаточно больших значениях  $k_0$  в последнем интеграле можно асимптотически разложить  $k^3 I_{M(R)}$ , и интеграл затем может быть вычислен аналитически. Во многих случаях  $k_0$  можно выбрать так, чтобы этим интегралом можно было пренебречь. Процедура эта аналогична встречающейся при обращении формулы рассеяния жидкостью.

Трудоёмкость предлагаемых Россом вычислений привела к тому, что попыток практического применения его формулы пока сделано не было, и она осталась без экспериментального подтверждения.

Обращаясь теперь к рассеянию под малыми углами системой рыхло упакованных частиц нешаровидной формы, остановимся, прежде всего, на частном случае частиц одинаковой удлинённой формы, длинные оси которых расположены параллельно (волокнистые материалы), причём пучок рентгеновских лучей направлен перпендикулярно к этим ссям (рис. 5). Легко сообразить, что дифракционная картина под малыми углами как бы изобразит в этом случае форму одной частицы, повернутой на  $90^\circ$ . Интенсивность рентгеновских лучей, рассеянных по экватору, будет зависеть от толщины частицы  $2a$ , а рассеянных по меридиану — от её длины  $2l$ . Используя функцию  $\Phi(kR)$  в экспоненциальной форме (11) и ограничиваясь случаем рыхлой упаковки, получим следующие приближённые формулы для интенсивности, рассеянной по экватору и меридиану, связывающие эти интенсивности с размерами частиц:

$$\left. \begin{aligned} I_{\text{эбв}} &\approx Nn^2 e^{-\frac{k^2 a^2}{5}}, \\ I_{\text{мер}} &\approx Nn^2 e^{-\frac{k^2 l^2}{5}}. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Попытки дать более общие и точные уравнения для частиц нешаровидной формы делались неоднократно. Мы остановимся на этих

попытках лишь очень кратко, так как практическое значение их не велико. Это обстоятельство, однако, объясняется не несовершенством теории, но недостаточной точностью экспериментальных кривых рассеяния, не позволяющей обнаружить слабые эффекты, предсказываемые теорией. Можно надеяться поэтому, что с развитием техники эти теоретические работы смогут помочь интерпретации экспериментальных результатов.

Гинье<sup>18</sup> первый рассмотрел рассеяние рыхло упакованными частицами несферической формы. Он ввёл в формулы вместо радиуса частицы  $R$  «радиус вращения частицы»  $R_0$ , характеризующий не

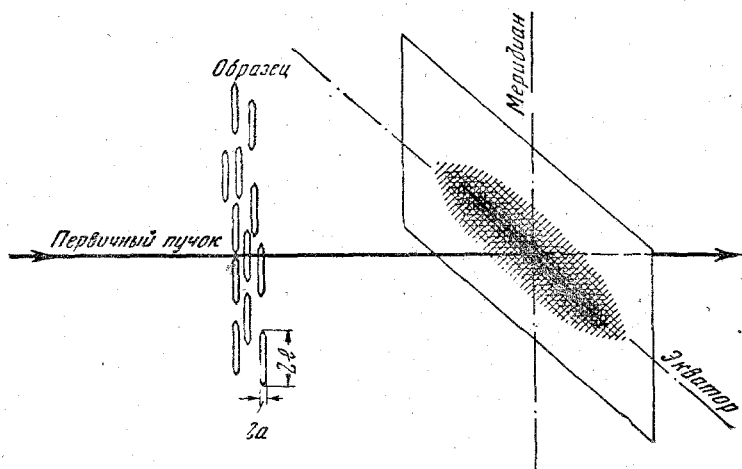


Рис. 5. Схематическое изображение рассеяния под малыми углами ориентированными частицами удлиненной формы.

только её размер, но и форму: квадрат радиуса вращения  $R_0^2$  равен среднему квадратичному расстояний от каждого атома частицы до её центра

$$R_0^2 = \frac{\int x^2 dv}{\int dv},$$

где интегрирование производится по всему объёму частицы. Можно сказать, что  $R_0$  представляет собой радиус вращения в механическом смысле, так что  $mR_0^2$  является моментом инерции частицы относительно её центра тяжести, если  $m$  — её масса.

Для сферической частицы с радиусом  $R$ , например,

$$R_0 = \sqrt{\frac{3}{5}} R = 0,77R, \quad (17)$$

а для эллипсоида вращения с осями  $\alpha$  и  $v\alpha$

$$R_0 = \sqrt{\frac{2+v^2}{5}} \alpha. \quad (18)$$

Вычислив рассеяние одной частицей с радиусом вращения  $R_0$  и суммируя затем по всевозможным положениям частиц в пространстве, Гинье получил громоздкую формулу, которую заменил приближённой экспоненциальной зависимостью между интенсивностью и радиусом вращения:

$$I_\infty \approx N n^2 e^{-\frac{k^2 R_0^2}{3}}. \quad (19)$$

Функция формы (11) представляет собой, очевидно, частный случай функции, входящей в (19). Ошибки, вносимые таким приближением, были указаны выше.

Точные формулы, связывающие интенсивность с радиусом вращения эллипсоидальных частиц в случае различных типов распределения частиц по массам (максвелловского и др.), вычислили Росс и Шалл<sup>80</sup>. Для каждого типа распределения ими были даны серии стандартных кривых при различных значениях отношения осей  $v$ , т. е. при различной форме эллипсоидов — от тонких дисков до длинных палочек. Влияние формы частиц фиксированной массы (в случае максвелловского распределения) на кривые рассеяния показано на рис. 6, где абсцисса пропорциональна радиусу вращения (согласно уравнению (18)). Для сферы  $v=1$ , для дисков  $v < 1$ , для палочек  $v > 1$ .

Кратки<sup>20</sup> дал формулы для частиц не только эллипсоидальной формы, но и для других практически более важных случаев — цилиндрических частиц, частиц в виде прямоугольных пластин или листочков (целлюлоза, белки), в виде лент и, наконец, в виде бесконечных нитей (волокнистые вещества). Используя теорию рассеяния молекулярным газом Дебая, Кратки вычислял рассеяние телом любой формы, как составленным из сфер, — вплоть до бесконечного ряда сфер, т. е. прямой линии. При этом предполагалось, что электронная плотность в таких частицах распределена равномерно. На рис. 7 представлена кривая интенсивности для частиц, состоящих из трёх расположенных в один ряд шариков с радиусом, равным 30 Å (кривая 1). Кривая 2 вычислена для сферических частиц того же объёма.

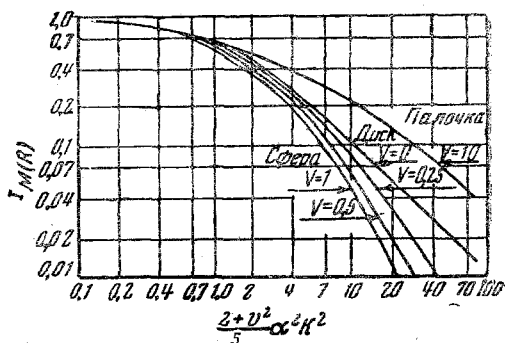


Рис. 6. Зависимость  $(\lg I_M(R), \lg k^2 R_0^2)$  для частиц различной формы.

Масштаб ординат—произвольный. В случае бесконечного ряда шариков интенсивность пропорциональна

$$I \propto [\Phi(kR)]^2 \left[ 1 + 2 \frac{\sin 2kR}{2kR} + 2 \frac{\sin 4kR}{4kR} + \dots \right].$$

Более подробный обзор методов точного вычисления кривых рассеяния для частиц различной формы приведён в цитируемой работе Кратки, а также в его более ранних статьях<sup>31–34</sup>.

Значительно сложнее обстоит дело с плотно упакованными частицами нешаровидной формы или шаровидной, но с разными радиусами. Можно указать только на несколько теоретических работ Кратки и его сотрудников, результаты которых лишь отчасти были подтверждены при исследовании рассеяния под малыми углами волокнами природного рами и регенерированной целлюлозы (вискозы) с различной степенью набухания. Подробное изложение этих работ дано в последней статье Кратки<sup>20</sup>. Здесь мы ограничимся конспективным изложением основных результатов.

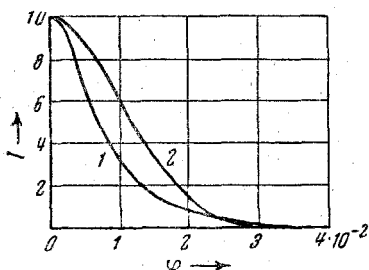


Рис. 7. 1 — кривая рассеяния тремя частицами, расположенными в ряд, 2 — кривая рассеяния одной частицей того же объема.

Наиболее детально Кратки рассматривает практически важный случай тонкослойных упаковок, состоящих из  $N$  слоёв различной толщины, расположенных на различных расстояниях друг от друга и ограниченных по своей общей протяжённости. Таким строением обладают многие волокнистые вещества, например белковые волокна (целлюлоза, фиброин шёлка, кератин и т. д.), причём волокна этих веществ состоят из ряда упаковок, число которых обратно пропорционально  $N$ . Как показало рассеяние рентгеновских лучей под малыми углами, существование «бахромистых» мицелл, поперечных ковалентных связей и т. д. не влияет в первом приближении на общую картину строения этих веществ, образованных из листоподобных мицелл.

Автор приводит несколько методов расчёта кривых рассеяния такими тонкослойными упаковками. Результаты свидетельствуют, прежде всего, о важности учёта внешней интерференции помимо рассеяния единичным слоем (мицеллой). Кроме того все методы расчёта приводят к кривым рассеяния, которые автор считает удобным разбить на две части: рассеяние «под малыми углами»  $I_1$  в виде диффузного максимума, расположенного под углом, определяющим по закону Брэгга-Вульфа среднее расстояние между центрами двух соседних мицелл, и рассеяние  $I_2$ , интенсивность которого быстро возрастает по мере приближения к первичному пучку; это рассеяние

автор называет «рассеянием под минимальными углами». Его интенсивность зависит от размера всей упаковки из  $N$  слоёв в целом, возрастая с уменьшением её протяжённости, а угловая зависимость — от размера отдельных слоёв. На рис. 8 даны оба типа рассеяния, причём первый из них дан для нескольких степеней пространствен-

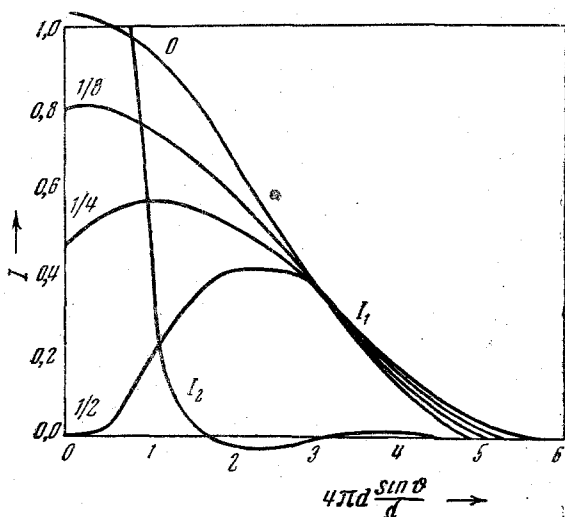


Рис. 8. Рассеяние под малыми углами при различных значениях  $\frac{Q}{V}$  (кривая  $I_1$ ) и рассеяние под минимальными углами при  $\frac{Q}{V} = \frac{1}{2}$  (кривая  $I_2$ ) ( $d$  — средняя толщина слоя).

ного насыщения слоями, начиная от рыхлой упаковки ( $\frac{Q}{V} = 0$ ), а второй — для  $\frac{Q}{V} = \frac{1}{2}$ . Общее рассеяние под малыми углами

$$I = I_1 + \frac{1}{N} I_2, \quad (20)$$

где  $N$  — число слоёв в упаковке. При  $N \rightarrow \infty$  (одна безграничная система) рассеяние под минимальными углами стремится к нулю, и  $I = I_1$ .

Сравнение рис. 8 с рис. 4 показывает, что кривая общего рассеяния (20) не должна резко отличаться от кривой рассеяния системой плотно упакованных сферических частиц одинакового радиуса.

Далее рассматривается рассеяние под малыми углами «связкой палочек» конечного размера. Результаты вполне аналогичны результатам, полученным при рассмотрении рассеяния тонкослойной упаковкой. Теоретические кривые получают подтверждение в экспериментах с миозиновыми волокнами. Примерно такой же результат получается и при рассмотрении рассеяния «сочетанием сфер» вплоть



до их плотной упаковки. Опять автор находит возможным разделить рассеяние под малыми и под минимальными углами.

Во всех случаях Кратки отмечает появление наряду с рассеянием отдельными частицами данной формы составляющей, обусловленной внешней интерференцией и зависящей от плотности упаковки частиц. Три фактора влияют на угловую зависимость интенсивности рассеяния, относящегося к этой составляющей:

1) Взаимная непроницаемость частиц, ослабляющая интенсивность рассеяния под малыми углами и делающая возможным появление ряда слабых максимумов в области углов, лежащих между «минимальными» углами и углами, соответствующими закону (4).

2) Упорядоченность расположения частиц, т. е. наличие преимущественных расстояний между частицами (аналогично «квазикристаллическому» строению жидкости), обуславливающая возникновение максимумов под углами, соответствующими закону (4). Появлению этих максимумов благоприятствует однородность частиц по размеру и форме.

3) Ограниченность, обуславливающая рассеяние под минимальными углами. Этот эффект рассматривался ещё Дебаем, считавшим, однако, что он зависит только от общей протяжённости одной системы (слоёв, палочек, сфер), в то время как Кратки показал, что от неё зависит лишь интенсивность рассеяния под минимальными углами, а угловое распределение связано с размерами отдельных частиц.

Таким образом, если при рыхло упакованной системе форма кривой рассеяния непосредственно связана с размером и формой отдельных частиц, то кривая рассеяния плотно упакованной системы может дать сведения в основном только о расположении частиц и об их средних размерах; форма частиц слабо влияет на кривую рассеяния. Косвенно, однако, можно судить и о форме частиц, так как последняя имеет несомненное влияние на тип упаковки, когда частицы упаковываются достаточно плотно.

Ниже будут рассмотрены примеры конкретной интерпретации экспериментальных кривых на основе изложенных здесь теоретических положений. Предварительно мы остановимся на характерных чертах экспериментальной методики, используемой сейчас для получения возможно более точной кривой диффузного рассеяния под малыми углами, и укажем на те пути её дальнейшего совершенствования, конторые нам кажутся наиболее обещающими.

### III. МЕТОДИКА

Для обнаружения диффракционной картины под самыми малыми углами (перекрываемой обычно первичным пучком) можно идти путём максимального увеличения используемых длин волн и путём устройства очень тонкой диафрагмы.

При увеличении длины волны возрастает поглощение; это требует уменьшения толщины образца, благодаря чему падает интенсивность

рассеянного им излучения, что в свою очередь, приводит к очень большим экспозициям. Рассеянием рентгеновских лучей воздухом, которое наиболее интенсивно, как мы видели, как раз в направлении первичного пучка, вызывается необходимость применения вакуумных камер. В то же время при очень мягких лучах существенную роль начинает играть поглощение даже в очень тонких бериллиевых окошках камеры. Кроме того при всех условиях необходима строгая монохроматичность излучения, так как присутствие излучения с различными длинами волн обуславливает наложение паразитного рассеяния на основную картину, и она сильно расплывается. При употреблении очень мягких рентгеновских лучей монохроматизация путём отражения от монокристалла трудно выполнима; монохроматизация же путём употребления фильтров ведёт к значительному увеличению экспозиции вследствие необходимости работать при низких напряжениях.

На рис. 9 показано, как меняется кривая интенсивности в функции  $k$  (в логарифмическом масштабе) в случае употребления моно-

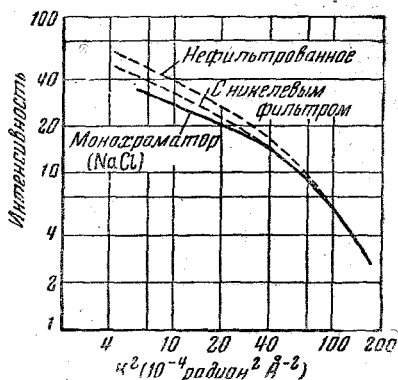


Рис. 9. Зависимость кривой рассеяния от степени монохроматичности излучения.

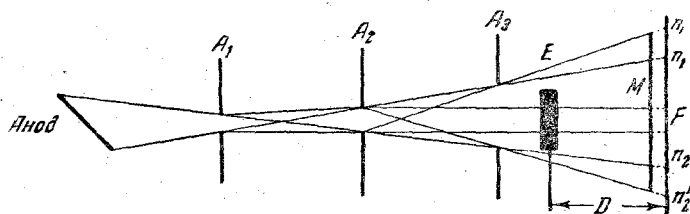


Рис. 10. Схема расположения аппаратуры.

хроматического (отражение от монокристалла NaCl), фильтрованного и нефильтрованного излучения<sup>28</sup>. В случае употребления последнего ошибка в определении интенсивности достигает 50%, в то время как при фильтрованном излучении — 20%. Ошибка в 20% при измерении интенсивности приводит к 25%-ной ошибке при определении среднего размера частиц. Это объясняется наличием наиболее интенсивной коротковолновой части сплошного спектра, проходящей частично и через фильтр, особенно при повышении напряжения.

Наиболее простое расположение источника рентгеновских лучей, щелей, образца и плёнки дано на рис. 10<sup>35-37</sup>. Первые две щели  $A_1$  и  $A_2$  вырезают узкий пучок рентгеновских лучей, падающий на образец  $E$  и затем на часть плёнки  $n_1 n_2$ . Щель  $A_3$ , расположенная перед образцом, не влияет на первичный пучок и служит для улавливания вторичных рентгеновских лучей, рассеянных краями щели  $A_2$ . Как первичный пучок, так и вторичные лучи поглощаются металлической пластиной  $M$ . Таким образом, рассеяние под малыми углами

образцом  $E$  фиксируется рентгеноплёнкой  $F$  вне интервала  $n_1 n_2$ , так что минимальный угол рассеяния

$$\varphi_{\min} = \frac{1}{2} \frac{n'_1 n'_2}{D}$$

будет, очевидно, пропорционален величине щелей  $A_1$  и  $A_2$  и обратно пропорционален расстоянию между ними.

Хоземан<sup>17</sup> употреблял окошки диаметром 0,0025 мм и получал  $\varphi_{\min} = 9,7'$ ; однако экспозиция при этом в зависимости от образца менялась от 60 до 800 часов.

Влияние формы щели на диффракционную картину исследовалось неоднократно. Рассмотрим какую-либо точку  $P$  диффракционной картины под малыми углами и определим, как меняется угол рассеяния лучей, попадающих в эту точку, в зависимости от их пути прохождения через

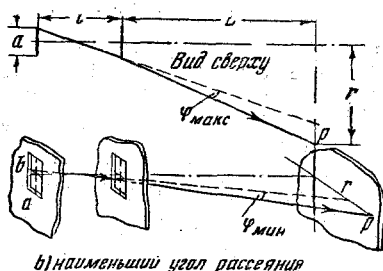
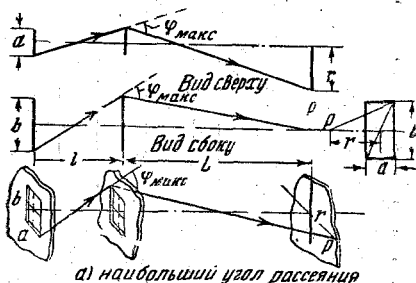


Рис. 11. Угол максимального и минимального отклонения в случае прямоугольной щели  $a \times b$ .

прямоугольные щели конечной ширины  $a$  и высоты  $b$  (рис. 11). Наибольший угол рассеяния рентгеновских лучей, попадающих в точку  $p$  ( $\varphi_{\max}$ ), определится первичным лучом, прошедшим от одного из углов первой щели (наиболее близкого к точке  $p$ ) к противоположному углу второй щели (рис. 11, а), а наименьший ( $\varphi_{\min}$ ) — лучом, прошедшим от наиболее удалённого от  $p$  края первой щели к противоположному краю второй.

Как показал Юдович<sup>28</sup>, ошибка, которая вносится конечными размерами прямоугольных щелей и которую можно назвать «коллимационной ошибкой», для данной площади щелей будет минимальной при вполне определённой ширине щели, отнюдь не очень узкой. На рис. 12 дана зависимость коллимационной ошибки

$\Delta\varphi = \varphi_{\text{макс}} - \varphi_{\text{мин}}$  от ширины щели при определённых значениях  $l$ ,  $L$  и  $\varphi = \frac{r}{L}$  и для различных площадей щели  $A$ . Все кривые

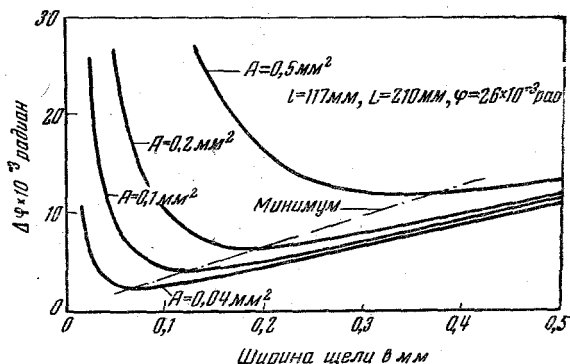


Рис. 12. Зависимость коллимационной ошибки от ширины щели.

имеют минимум, определяющий оптимальные размеры щели при данных расстояниях.

Исследуем влияние коллимационной ошибки на положение и форму первого из ряда вторичных максимумов (при  $kR = 5,8$ ) графика

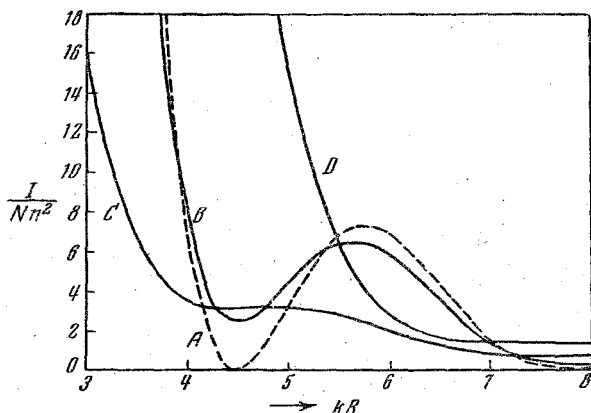


Рис. 13. Зависимость положения и формы дифракционного максимума от длины волны и формы щели.

рис. 4. На рис. 13 кривая A изображает этот максимум согласно уравнению (8) для идеальных условий опыта, т. е. в случае точечных диафрагм, а кривые B, C и D — при следующих размерах щели

и значениях длины волны (площадь щели остаётся неизменной):

$$\begin{aligned} & a = 0,25 \text{ мм}, \\ \text{Кривая } B & \quad b = 0,80 \text{ мм}, \\ & \lambda = 8,32 \text{ Å (Al)}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & a = 0,05 \text{ мм}, \\ \text{Кривая } C & \quad b = 4,00 \text{ мм}, \\ & \lambda = 8,32 \text{ Å (Al)}. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & a = 0,25 \text{ мм}, \\ \text{Кривая } D & \quad b = 0,80 \text{ мм}, \\ & \lambda = 1,54 \text{ Å (Cu)}. \end{aligned}$$

Как видно из рис. 13, кривые *B* и *D* проведены для почти оптимальной формы щели с площадью, равной  $0,2 \text{ мм}^2$ , а кривая *C* —

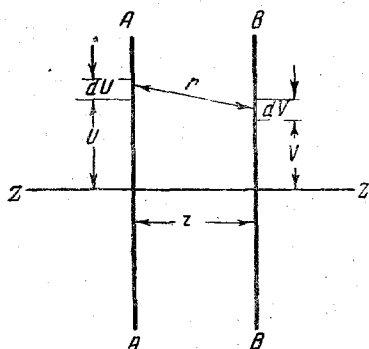


Рис. 14. Внесение поправки в случае узкой щели.

для узкой, но длинной щели той же площади. Максимум на кривой *B* (сравнительно с максимумом на кривой *A*) сглажен и слегка сдвинут влево к меньшим  $kR$ . Ещё больше сглажен и сдвинут максимум на кривой *C*, что и должно быть для больших  $\Delta\varphi$  (см. рис. 12); на кривой *D* вторичный максимум исчезает полностью из-за более жёсткого излучения.

Эти кривые наглядно показывают, с какой осторожностью следует подходить к выбору излучения и щелей в случае прямоугольного сечения последних.

Приведём метод пересчёта кривой рассеяния, полученной с прямоугольными щелями, для её преобразования в идеальную кривую (т. е. при точечных диафрагмах)<sup>38</sup>.

Дифракционная картина при узкой щели представляет собой длинную полосу и является наложением бесконечного числа дифракционных картин в виде окружностей; последние получились бы при точечных диафрагмах и являются поэтому искомыми. Пусть *AA* (рис. 14) есть линия центров таких радиальных пятен, а *BB* — узкая и длинная щель микрофотометра, которая движется по направлению *ZZ*, оставаясь параллельной *AA*. Мы наблюдаем усреднённую интенсивность  $\Phi_1(z)$ , как функцию расстояния  $z$ . Искомой является радиальная интенсивность  $\Phi(r)$  одного элементарного пятна. Задача

упрощается при замене переменных  $F(z^2) = \Phi_1(z)$  и  $f(r^2) = \Phi(r)$ . Так как  $r^2 = z^2 + (U - V)^2$ , то

$$F(z^2) = \int_{-A}^{+A} \int_{-B}^{+B} f[z^2 + (U - V)^2] dU dV,$$

где  $f$  и является искомой функцией. Решение возможно лишь для щелей, длина которых много больше их ширины. В этом случае

$$f(p) = -\frac{1}{2\pi B} \int_p^\infty F'(q) \frac{dq}{\sqrt{q-p}},$$

где  $p = r^2$  и  $q = z^2$ .

Пользуясь этой формулой, можно произвести расчёт, не выражая функцию  $F$  в аналитической форме. Экспериментальная кривая  $\Phi_1(z)$  строится как кривая  $F(q)$ , а дифференциальная кривая  $F'(q)$  находится графически. Значения произведений  $F'(q)$  на  $(q-p)^{-1/2}$  вычисляются для ряда произвольно выбранных величин  $p$  вдоль абсциссы  $q$  и строятся в виде кривых. Площади под каждой из таких кривых, от  $p$  до  $\infty$ , определяют ординаты искомой кривой  $f(p)$ .

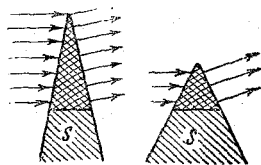


Рис. 15. Рассеяние под малыми углами наружным слоем сильно поглощающего вещества.

Влияние профиля краёв щелей на рассеяние под малыми углами рассматривал Кратки<sup>20</sup>. Несмотря на то, что в случае острых краёв щели в рассеянии участвует большее количество вещества (рис. 15), острые края предпочтительнее тупых, ибо, как показал Кратки, рассеяние под малыми углами наружным слоем тупого края значительно больше рассеяния наружным слоем острого края. Конечно, реальные обстоятельства сложнее, так как вершина края всегда закруглена, но необходимость острых краёв несомненна.

Для сокращения экспозиции Гинье<sup>18, 39</sup> использовал фокусирующие монохроматоры в виде изогнутых кристаллов. На рис. 16 представлено расположение его аппаратуры. Отражённый от изогнутого монокристалла (например, кварца) первичный пучок рентгеновских лучей фокусируется на плёнку в виде тонкой черты. Щель  $A_2$  защищает образец от паразитных лучей, рассеянных монохроматором, не обрезая рабочего первичного пучка. Наиболее удобное расположение образца — посередине между кристаллом и плёнкой. Ловушка для первичного пучка делается не из свинца, но из менее поглощающего металла с таким расчётом, чтобы она пропускала часть энергии первичного пучка и по его интенсивности, после микрофото-

метрирования, можно было бы делать количественные сравнения различных рентгенограмм (например, для лучей  $\text{Cu K}_\alpha$  удобна ловушка из медной пластинки 0,2 мм толщиной). Камера с образцом и плён-

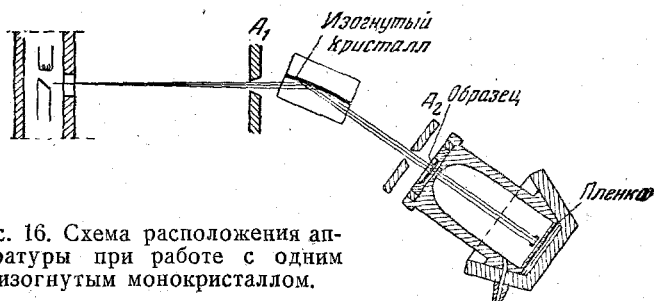


Рис. 16. Схема расположения аппаратуры при работе с одним изогнутым монокристаллом.

кой вакуумная, с окошком из алюминиевой фольги толщиной 0,01 мм. Шлиф служит кассетой для плёнки. В случае исследования жидкости

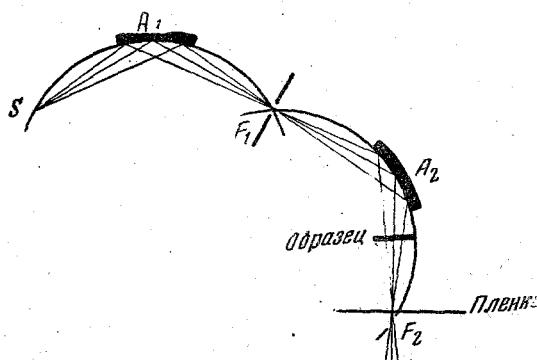


Рис. 17. Схема расположения аппаратуры при работе с двумя изогнутыми монокристаллами;  $A_1$ ,  $A_2$  — изогнутые монокристаллы,  $S$  — источник рентгеновских лучей.

последняя наливается между двумя слюдяными окошками. Процедура установки следующая: сначала устанавливается монохроматор; щель  $A_1$  регулирует расходимость пучка, которая не должна превышать 20—30'; в этом случае раствор щели  $A_2$  составляет несколько сотых миллиметра. Всё это контролируется фотографически, сначала с максимально открытой щелью  $A_2$ , затем со

щелью, касающейся первичного пучка. Наконец, устанавливается камера, причём ловушка передвигается путём вращения камеры вокруг вертикальной оси, проходящей через образец. После надевания шлифа с кассетой производится контрольная съёмка без образца для того, чтобы убедиться в отсутствии всякой вуали.

В последней работе Гинье<sup>40</sup>, стремясь ещё более уменьшить паразитное излучение, употреблял установку с двумя изогнутыми монокристаллами, схема которой дана на рис. 17. Расстояние между образцом и плёнкой было равно 100 мм.

Коллимационная ошибка в обоих расположениях Гинье велика, так как он пользуется как бы узкой длинной щелью.

Чрезвычайно интересны попытки использовать преимущества ионизационной регистрации рентгеновских лучей. Дюмонд<sup>38</sup>, например, предложил установить образец между двумя монокристаллами и путём вращения второго кристалла последовательно направлять в счётчик элементарных частиц (или в ионизационную камеру) все лучи, как рассеянные под малыми углами, так и первичный пучок (рис. 18). Вычитая из полученной кривой интенсивности кривую интенсивности первичного пучка, определённую таким же путём, но без образца, можно проследить рассеяние вплоть до очень малых углов (согласно данным Алисона и Парата для кристаллов кальцита до углов  $\varphi = 20''$ ). Щель счётчика должна быть для этого достаточно широкой.

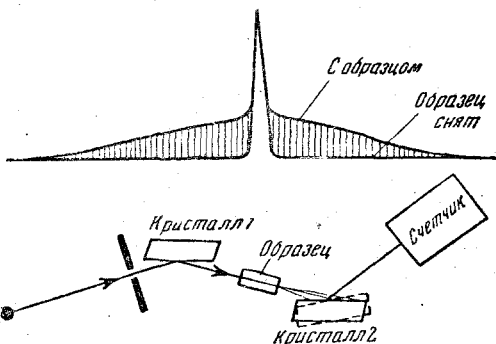


Рис. 18. Регистрация рассеяния под малыми углами с помощью двух монокристаллов и счётчика.

Аналогичное расположение предложено и другими авторами<sup>41—43</sup>. Совсем недавно Уоррен<sup>44</sup> предложил следующий

метод измерения радиуса сферических равновеликих частиц с помощью двух монокристаллов кальцита и счётчика с широкой щелью. Измеряются относительные интенсивности лучей, попадающих в счётчик в трёх случаях: 1) после отражения только от двух монокристаллов, установленных последовательно в параллельном положении ( $I_0$ ); 2) с исследуемым образцом (в виде тонкой пластинки), расположенным между обоими монокристаллами ( $I_1$ ), когда в счётчик попадают только лучи, отражённые от второго монокристалла, и не попадают, следовательно, лучи, рассеянные образцом под малыми углами; 3) с образцом, расположенным после второго монокристалла, непосредственно перед счётчиком ( $I_2$ ), когда счётчик регистрирует также и луч, рассеянный под малыми углами. Очевидно, что

$$I_1 = I_0 e^{-(\mu + \mu')m} \quad \text{и} \quad I_2 = I_0 e^{-\mu m},$$

где  $\mu$  — обычный массовый коэффициент поглощения,  $\mu'$  — добавочный массовый коэффициент поглощения, обусловленный рассеянием под малыми углами, и  $m$  — рассеивающая масса образца в  $\text{см}^3$ .

Логарифмируя, легко найдём:

$$\mu' = \frac{1}{m} \ln \frac{I_2}{I_1} = \mu \frac{\ln \left( \frac{I_2}{I_1} \right)}{\ln \left( \frac{I_0}{I_2} \right)}.$$



Далее Уоррен показал, что этот добавочный коэффициент  $\mu'$  пропорционален радиусу частиц  $R$  и их внутренней плотности  $\rho$ :

$$\mu' = 0,0108 \lambda^2 \rho R.$$

Таким образом, радиус частиц  $R$  легко определяется по трём относительным интенсивностям  $I_0$ ,  $I_1$  и  $I_2$ .

Последние примеры говорят о том, что использование двух монокристаллов для изучения рассеяния под малыми углами является многообещающим. Следует отметить, что идея употребления для целей структурного анализа двойного спектрографа в сочетании с ионизационной регистрацией рассеянных рентгеновских лучей, причём второй монокристалл выполняет роль как бы своеобразной диафрагмы, впервые была предложена в Советском Союзе акад. А. А. Лебедевым ещё в 1937 г., т. е. значительно раньше, чем американскими учёными<sup>45</sup>.

#### IV. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕНТГЕНОГРАММ

##### А. Рассеяние «рыхлыми» системами частиц

Рассмотрим, прежде всего, наиболее простой случай рыхло упакованного монодисперсного порошка (с частицами одинаковой формы и размеров), т. е. случай «твёрдого тела газообразного типа». Типичным примером такого тела является слабый раствор вещества с большими молекулами. Очевидно, что теоретические условия, принятые Дебаем для газа и лежащие в основе формул (6), (16) и (19), будут в этом случае выполняться, и эти формулы следует использовать для интерпретации рентгенограмм.

Логарифмируя уравнение (19) и подставляя значение  $k = 2\pi \frac{\varphi}{\lambda}$ , получим:

$$\lg I_{\infty} = \lg N n^2 - \frac{k^2 R_0^2}{3} \lg e = \lg N n^2 - 5,715 \frac{R_0^2}{\lambda^2} \varphi^2. \quad (20)$$

Следовательно, зависимость между логарифмом интенсивности и квадратом угла рассеяния будет выражаться прямой линией, причём угловой коэффициент этой прямой ( $\alpha$ ) однозначно определяет радиус вращения частиц  $R_0$ :

$$-\alpha = 5,715 \frac{R_0^2}{\lambda^2}, \text{ откуда } R_0 = 0,416 \lambda \sqrt{-\alpha}, \quad (21)$$

а в случае употребления лучей  $\text{Cu } K_{\alpha}$  ( $\lambda = 1,539 \text{ \AA}$ )

$$R_0 = 0,644 \sqrt{-\alpha}.$$

Таким образом, в случае монодисперсного порошка после микрофотометрирования рентгенограммы и построения кривой интенсивности следует вычертить график  $(\lg I_{\infty}, \varphi^2)$  или ещё проще график  $(\lg I_{\infty}, r^2)$ , где  $r$  — расстояние в миллиметрах на плёнке от центра первичного

пучка<sup>46</sup> (в этом случае изменится лишь коэффициент при  $\sqrt{-a}$  в выражении (21)). По наклону этой прямой легко определяется радиус вращения частиц. Для дальнейшей интерпретации необходимо привлечение других данных. Например, если  $R_0 = 20 \text{ \AA}$ , то этот радиус вращения соответствует или сферической частице с радиусом в  $26 \text{ \AA}$ , или эллипсоиду вращения длиной  $84 \text{ \AA}$  и диаметром  $25 \text{ \AA}$ , или цилиндру диаметром  $55 \text{ \AA}$  и высотой  $14 \text{ \AA}$  и т. д.

Наиболее точные результаты можно получить таким способом при исследовании крупных молекул вследствие их одинаковой формы. Знание молекулярного веса этих молекул позволит получить данные об их форме.

В качестве примера можно привести исследование методом рассеяния рентгеновских лучей под малыми углами слабых растворов альбумина<sup>39</sup>, гемоглобина<sup>47</sup> и химотрипсина (в подкисленной воде)<sup>33</sup>.

По наклону прямой  $(\lg I_\infty, \varphi^2)$  был определен радиус вращения альбумина (рис. 19), оказавшийся равным  $R_0 = 20 \text{ \AA}$ . В случае сферической формы молекулы альбумина её радиус равнялся бы  $26,2 \text{ \AA}$ , объём  $74\,000 \text{ \AA}^3$  и молекулярный вес (по плотности альбумина, равной 1,3)  $58\,500$ . Эта цифра выше получающейся на основании других физико-химических данных. Отсюда можно сделать вывод, что предположение о сферической форме молекулы альбумина неверно. Если принять форму вытянутого эллипсоида с отношением осей  $v = 2,4$ , то молекулярные веса совпадают. В этом примере, в котором объём частицы был известен заранее из других данных, рассеяние под малыми углами позволило определить её форму.

Для молекулы гемоглобина таким же методом был получен радиус вращения  $R_0 = 23 \text{ \AA} \pm 1 \text{ \AA}$ . Перутц<sup>48</sup>, определяя форму молекул гемоглобина, нашёл её цилиндрической с диаметром  $57 \text{ \AA}$  и высотой  $34 \text{ \AA}$ , что соответствует радиусу вращения ровно в  $23 \text{ \AA}$ .

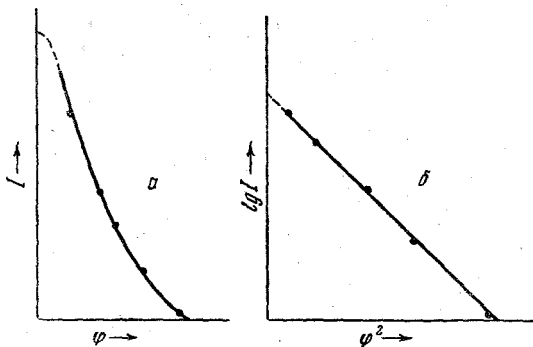


Рис. 19. Определение радиуса вращения молекул альбумина по наклону прямой  $(\lg I, \varphi^2)$ .  $a$ —кривая интенсивности  $(I(\varphi))$ ,  $b$ —кривая  $(\lg I, \varphi^2)$ .

Определить форму частицы в общем случае очень трудно. Теоретически для этого возможно применить три способа:

1) Продолжая прямую ( $\lg I_\infty, \varphi^2$ ) до её пересечения с осью ординат ( $\varphi^2=0$ ), найдём отрезок  $\lg Nn^2$ . Зная интенсивность первичного пучка по рассеивающей массе образца, определим число частиц,  $N$ , и затем число электронов в каждой частице,  $n$ . При этом

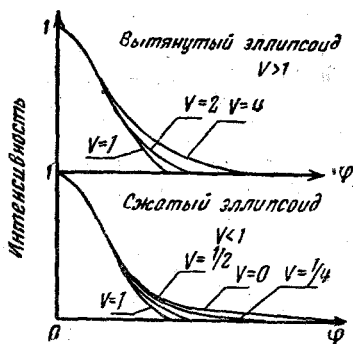


Рис. 20. Кривые рассеяния частицами эллипсоидальной формы при различном отношении осей.

интенсивность  $I_\infty$  должна быть выражена в абсолютных электронных единицах. Объем частицы, определённый по числу содержащихся в ней электронов, и её радиус вращения дадут возможность получить сведения о её форме (отношении осей и т. п.).

2) Можно рассмотреть, например, случай эллипсоида вращения и построить кривые рассеяния ( $I_\infty, \varphi$ ) для одного и того же радиуса вращения  $R_0$  (полученного экспериментально), но для различных отношений осей  $v$ . Совпадая при малых углах, эти кривые расхо-

дятся с увеличением  $\varphi$ . Вытянутые ( $v > 1$ ) и сжатые ( $v < 1$ ) эллипсоиды дадут разные семейства кривых. Сравнивая их форму с экспериментальной кривой, можно принципиально определить форму частицы. К сожалению, однако, различие между кривыми очень незначительно (рис. 20), и такая процедура требует недостижимой точности экспериментальных кривых.

3) Третий способ, предложенный Кратки, был описан выше (см. рис. 7).

Более простым является случай одинаково ориентированных вытянутых частиц. Для них применимы формулы (16), и форма частиц определяется сравнительно легко. Такие расчёты проводились неоднократно при изучении высокоориентированных полимеров (вискоза, волокна нейлона, сильно растянутая резина, ацетат целлюлозы и т. д.). Фанкухен и Марк исследовали таким образом процесс волочения волокон<sup>25</sup>.

Переход от монодисперсного порошка к частицам разных размеров сразу усложняет кривую рассеяния под малыми углами и, следовательно, затрудняет её толкование. Каждый размер частиц даст своё рассеяние согласно формуле (19), свою прямую на графике ( $\lg I_\infty, \varphi^2$ ) и все они, складываясь, образуют кривую, обращённую выпуклостью к началу координат. Только при очень малых и самых больших углах можно ожидать прямолинейных отрезков в результате рассеяния самыми большими и самыми маленькими частицами соответственно. Если  $N_i$  частиц, содержащих  $n_i$  электронов, имеют ра-

диус вращения  $R_i$ , то средний радиус вращения определится по формуле

$$R_m^2 = \frac{\sum N_i n_i^2 R_i^2}{\sum N_i n_i^2}.$$

Это показывает, что большие значения  $R_i$  доминируют, так как им соответствуют и большие значения  $n_i$ .

В случае дискретного ряда размеров к интерпретации рентгенограмм можно подходить следующим образом. Продолжая прямолинейную часть кривой  $(\lg I_\infty, \varphi^2)$  при наибольших углах до пересечения с осью ординат, найдём по её наклону наименьший радиус вращения частиц,  $R_1$ . Вычитая интенсивность (не логарифм интенсивности) излучения, рассеянного частицами с радиусом  $R_1$ , из всей кривой, получим кривую рассеяния всеми частицами кроме частиц радиуса  $R_1$ . К ней применяем ту же процедуру, пока в результате вычитания не получим прямую линии, определяющей своим наклоном радиус вращения наибольших частиц. Отрезки, отсекаемые прямыми на оси ординат, позволяют определить относительные количества частиц каждого размера. В случае большого набора размеров возможно построение по точкам кривой распределения частиц по размерам.

Такой графический метод обработки кривых был применён автором настоящей статьи при исследовании микропористых силикатных материалов. На рис. 21 представлена одна из полученных автором кривых  $(\lg I_\infty, r^2)$ , из которой удалось определить два радиуса вращения,  $R_1 = 56 \text{ \AA}$  и  $R_2 = 115 \text{ \AA}$ .

Этот же метод применялся Иелинеком, Соломоном и Фанкухеном<sup>49</sup> при интерпретации рентгенограмм геля алюмокремнезёма и аморфного

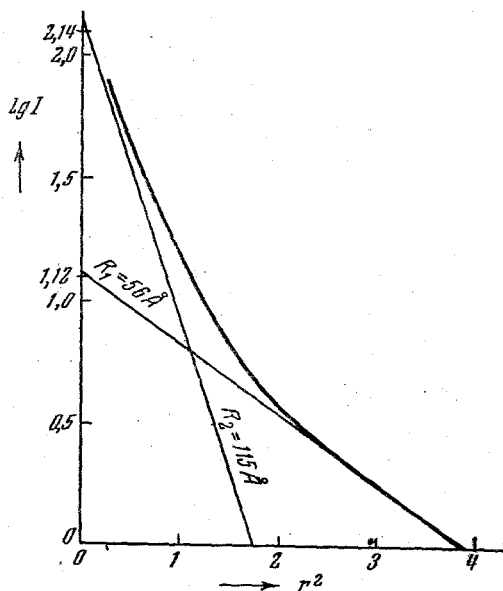


Рис. 21. Обработка кривой рассеяния методом касательных. Случай частиц двух размеров.

Таблица I

Ординаты	$\Delta \lg I$	$\Delta r^2$	Наклон ( $\Delta \lg I / \Delta r^2$ )	$R$	$R^3$	$\frac{K}{R^3} \cdot 10^4$	Относительное количество
$K_1$ 0,61	0,484	630	0,000769	10	1 000	6,10	0,194
$K_2$ 4,3	1,633	457	0,00358	22	10 600	4,06	0,129
$K_3$ 39	2,591	240	0,0108	37	50 600	7,71	0,245
$K_4$ 115	3,061	140	0,0219	54	157 000	7,32	0,232
$K_5$ 140	3,146	107	0,0294	62	238 000	5,88	0,186
$K_6$ 48	2,681	33	0,0812	103	1 092 000	0,44	0,014
Итого						31,51	1,000

угля. Рис. 22 и таблица I иллюстрируют их результаты для геля алюмокремнезёма. Результаты эти были использованы для построения кривой распределения по размерам и для вычисления площади внутренней поверхности образца.

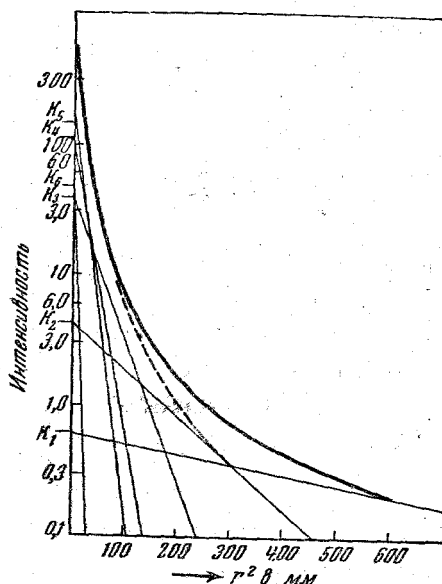


Рис. 22. Обработка кривой рассеяния методом касательных. Случай частиц шести размеров.

Следует сразу же отметить, что такой графический метод интерпретации рентгенограмм, во-первых, требует точного определения кривой рассеяния для наибольших углов и, во-вторых, может привести к значительным ошибкам в случае наличия в образце крупных частиц, рассеяние которыми не улавливается благодаря близости к первичному пучку; наблюдаемое рассеяние от небольшого числа мелких частиц может быть легко приписано всему образцу. Это хорошо видно из таблицы II, иллюстрирующей, как быстро уменьшается интенсивность с возрастанием радиуса частиц. Поэтому следует тщательно контролировать предел применимости графического метода.

Кривые распределения сферических частиц по размерам (или по их массе) в случае различных типов распределения выра-

Таблица II

Радиус частиц (в Å) . . . . .	25	50	100	200	400
Угол рассеяния, при котором интенсивность уменьшается вдвое (в минутах)	63,0	31,5	15,8	7,8	3,9

жаются уравнениями вида (12) и (14)<sup>28</sup>. Для их практического применения необходимо согласовать постоянные  $\alpha$  и  $\beta$  с экспериментальными данными таким образом, чтобы кривые  $I_M(R)$ , определяемые уравнениями (13) и (15), совпали бы с экспериментальными кривыми рассеяния. Это можно сделать одним из следующих двух графических методов:

1) Совмещением экспериментальной кривой с одной из серий стандартных кривых, вычисленных по уравнению (13) или (15) для различных значений  $\alpha$  и  $\beta$  (рис. 23 и 24).

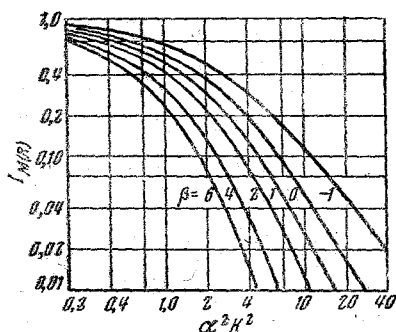


Рис. 23. Стандартные кривые в случае максвелловского распределения частиц.

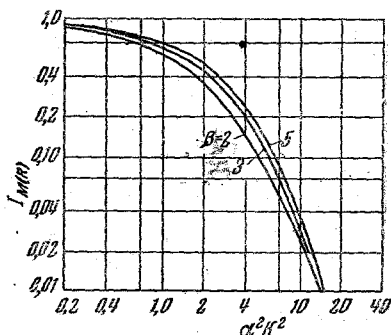


Рис. 24. Стандартные кривые в случае гауссовского распределения частиц.

Экспериментальные кривые в этом случае вычерчиваются в координатах  $(\lg I, \lg k^2)$ , а стандартные кривые — в координатах  $(\lg I, \lg \alpha^2 k^2)$ ;  $\beta$  определяется из стандартной кривой, а  $\alpha$  — по положению оси  $\lg k^2$  экспериментальной кривой относительно оси  $\lg \alpha^2 k^2$  стандартной кривой, после чего с помощью уравнения (12) или (14) находится кривая распределения. Если ни одна из стандартных кривых не подойдет, экспериментальную кривую можно совмещать по частям, каждая из которых должна хорошо совпасть с одной из стандартных кривых. Параметры определяются как и раньше, а при построении общей кривой распределения следует учитывать относительные интенсивности составляющих кривых. Вся процедура занимает не более 30 минут.

2) Изменением экспериментальной кривой до её превращения в прямую. Уравнение (13) можно написать в логарифмическом виде

$$\lg I_{M(R)} = \lg B - \frac{\beta + 4}{2} \lg \left[ k^2 + \frac{3}{\alpha^2} \right], \text{ где } B = \text{const.}$$

Очевидно, что зависимость  $\lg I_{M(R)}$  от  $\lg \left[ k^2 + \frac{3}{\alpha^2} \right]$  выражается прямой линией, по наклону которой, равному  $-\frac{\beta + 4}{2}$ , можно опреде-

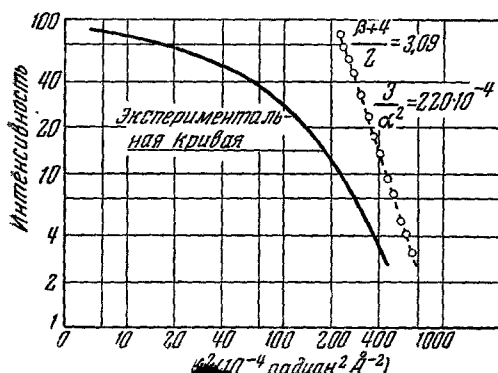


Рис. 25. Нахождение постоянных  $\alpha$  и  $\beta$  путём выпрямления экспериментальной кривой.

и  $\beta$  подставляются опять в (12). При таком способе нахождения параметров иногда также приходится расчленять экспериментальную кривую на части и «выпрямлять» их отдельно.

Средний радиус частиц,  $R_m$ , легко вычисляется по параметрам  $\alpha$  и  $\beta$ . Его значения даны в таблице III. Интересно отметить, что  $\frac{R_m}{\alpha}$  меняется почти точно линейно с  $\beta$  при  $\beta \geq 1$ .

Таблица III

$\beta$	0	1	2	3	4	5
$\frac{R_m}{\alpha}$	0,227	0,693	1,183	1,617	2,176	2,674

Рассматривая рис. 23 и 24, можно видеть, что все стандартные кривые имеют довольно плоский участок при очень малых углах, изогнутую часть при средних углах и крутую линейную при наибольших углах. Так как измерение абсолютной интенсивности сопряжено

длить  $\beta$ . Прямо построить график нельзя, так как  $\alpha$  является также неопределённым параметром. Поэтому следует построить график зависимости  $\lg I_{M(R)}$  просто от  $\lg k^2$  и затем прибавлять к  $k^2$  различные значения  $\frac{3}{\alpha^2}$ , пока не получится прямая линия. На рис. 25 дано такое построение: при  $\frac{3}{\alpha^2} = 220 \cdot 10^{-4} \text{ рад}^2 \text{ А}^{-2}$  экспериментальные точки ложатся на прямую линию. Найденные значения  $\alpha$

со значительными трудностями, то сравнение основывается не на абсолютных значениях ординаты, но на общей форме кривых. Существенно поэтому определять экспериментальную кривую не только в последней (крутой линейной) части, но и в области углов, включающих её изгиб.

На рис. 26 дана кривая распределения частиц по их массе для геля глинозёма, полученная Шаллом и Россом<sup>28</sup>; соответствующая экспериментальная кривая интенсивности была приведена на рис. 25.

Средний размер частиц получился равным  $36 \text{ \AA}$ , что очень хорошо совпадает со средним размером дисперсных кристалликов, определённых по расширению дифракционных линий в области обычных углов, который был равен  $38 \text{ \AA}$ . Таким же способом были получены кривые распределения для двух гелей кремнезёма<sup>50</sup>, полученных различными способами, с добавками до 20%  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

Для первого геля средний диаметр частиц возрастал по мере увеличения содержания  $\text{Al}_2\text{O}_3$  от  $31,5$  до  $43,5 \text{ \AA}$ , а для второго от  $58,3$  до  $65,7 \text{ \AA}$ . Вычисленная отсюда удельная поверхность оказалась на 30% больше поверхности, определённой по поглощению газа, что авторы объясняют экранированием части поверхности при контакте частиц. Зависимости удельной поверхности от содержания  $\text{Al}_2\text{O}_3$  в обоих случаях совпадают.

Этими двумя примерами и ограничивается, однако, применение метода использования стандартных кривых. Кривые настолько близки по форме друг к другу, что выбор между ними обычно бывает весьма труден, не говоря уже о выборе между различными типами распределений и ошибками, вносимыми пренебрежением относительно небольшим числом частиц экстремальных размеров. Вообще возможны другие, более сложные, типы распределений частиц по размерам, которые к тому же могут отличаться и по форме. Всё это заставляет требовать предельно точных экспериментальных данных, ещё недостижимых в данное время, что, как мы указывали выше, затрудняет также применение стандартных кривых, предложенных теми же авторами для частиц несферической формы.

Таким образом, метод интерпретации дифракционных картин под малыми углами, основанный на подборе определённых типов распределения частиц по размерам, является пока малоэффективным. Несмотря на большую приближённость метода графического разложения кривой рассеяния на ряд кривых этот метод при соблюдении известной осторожности является до сих пор единственным, приводящим к удовлетворительным результатам при исследовании рыхлой системы не взаимодействующих частиц.



Рис. 26. Кривая распределения частиц геля кремнезёма.



## В. Рассеяние плотно упакованными системами частиц

При сближении друг с другом частиц дисперсного порошка возникает интерференция между волнами, рассеянными различными частицами, которая приводит к появлению интерференционного максимума при  $kR = 2,5$  (рис. 4) и к возрастанию его вплоть до полного отделения от рассеяния под минимальными углами. Дифракционная картина при этом вырождается в диффузное кольцо, аналогичное тому, которое мы наблюдаем под большими углами при рассеянии рентгеновских лучей жидкостями или стёклами («твёрдые тела жидкостного типа»). В этом случае применимы формулы (7) и (8). Кроме того, следуя Кратки<sup>20</sup>, можно разбить кривую рассеяния на две части — под малыми углами и под минимальными углами — и из каждой извлечь сведения о размерах частиц; диаметр диффузного кольца (рассеяние под малыми углами) должен соответствовать при этом углу, связанному соотношением (4) со средним расстоянием между соседними рассеивающими центрами, что при плотной упаковке сферических частиц определяет приблизительно их средний диаметр. Оба эти пути обработки экспериментальных данных использованы различными авторами, и мы сейчас вкратце остановимся на их результатах.

Юдович<sup>28</sup> исследовал образцы коллоидального золота, размеры частиц которого предварительно измерялись с помощью электронного микроскопа. Употребляя мягкое излучение алюминия ( $\lambda = 8,32 \text{ \AA}$ ), он нашёл на кривой рассеяния под малыми углами ряд максимумов при  $k^2 = 0,85 \cdot 10^{-4}$ ,  $4,2 \cdot 10^{-4}$ ,  $11,5 \cdot 10^{-4}$  и  $20,5 \cdot 10^{-4} \text{ радиан}^2 \text{ \AA}^{-2}$ . Сравнивая положение этих максимумов с их положением на теоретической кривой, построенной с помощью соотношения (7), на которой они располагаются при  $kR = 2,5$ ;  $5,8$ ;  $9,1$ ;  $12,3 \text{ радиан} \cdot \text{\AA}^{-1}$  (на рис. 4 показаны только первый интерференционный максимум и первый максимум формы), Юдович определил следующие значения радиуса частиц:

$$R = \frac{2,5}{\sqrt{0,85 \cdot 10^{-2}}} = 271 \text{ \AA},$$

$$R = \frac{5,8}{\sqrt{4,2 \cdot 10^{-2}}} = 283 \text{ \AA},$$

$$R = \frac{9,1}{\sqrt{11,5 \cdot 10^{-2}}} = 260 \text{ \AA},$$

$$R = \frac{12,3}{\sqrt{20,5 \cdot 10^{-2}}} = 272 \text{ \AA}.$$

Несмотря на хорошие совпадения этих величин между собой, все они значительно превышают значение радиуса частиц, определённого с помощью электронного микроскопа и равного  $232 \text{ \AA} \pm 11\%$ . Автор объясняет это расхождение сдвигом всех максимумов в сторону меньших значений  $k^2$ , и их сглаживанием вследствие наличия коллима-

ционной ошибки, которая обсуждалась выше (см. рис. 13), а также вследствие неоднородности частиц по размерам. Такой сдвиг к меньшим углам рассеяния должен дать преувеличенные значения для размера частиц.

При определении размера тех же частиц по наклону касательной, проведенной к кривой рассеяния при минимальных углах, был найден радиус

$$R = 248 \text{ \AA}.$$

Гинье<sup>51</sup> исследовал гемоглобин в красных кровяных шариках лошади. В отличие от случая слабого раствора гемоглобина кривая рассеяния под малыми углами имела отчетливый максимум около угла  $0,025$  радиана (рис. 27), что соответствует среднему расстоянию между центрами соседних молекул гемоглобина около  $62 \text{ \AA}$ , и свидетельствует об их более или менее плотной упаковке в кровяных шариках. Так как в кристаллическом гемоглобине период идентичности колеблется в зависимости от степени гидратации от  $36$  до  $51,4 \text{ \AA}$ , то в шариках, видимо, имеется излишнее количество воды, нарушающее отчасти порядок, и расположение молекул гемоглобина в них будет промежуточным между упорядоченным расположением в твердом кристалле и беспорядочным расположением в слабом растворе. Несколько ранее Перутц<sup>52</sup> предложил модель, по которой молекулы гемоглобина в кровяных шариках находятся в контакте и их диаметр равен  $75 \text{ \AA}$ , что лишь немного отличается от  $62 \text{ \AA}$ , полученных Гинье.

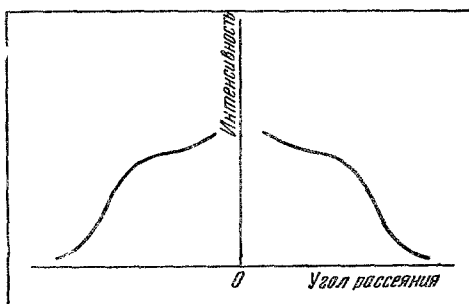


Рис. 27. Кривая рассеяния гемоглобина в красных кровяных шариках лошади.

Кривая рассеяния раствора гемоцианина<sup>19, 40</sup> в отличие от гемоглобина совершенно не менялась с концентрацией и имела небольшую горизонтальную площадку при минимальных углах и резкий спад интенсивности вплоть до нуля с увеличением угла. Дифракционная кривая, следовательно, отражает неизменное расположение молекул внутри каких-то частиц, не завися от расстояния между частицами. Электронный микроскоп обнаружил<sup>53</sup> образования из 4—6 плотно упакованных палочек, диаметр которых равнялся примерно  $200 \text{ \AA}$ . Площадка на кривой рассеяния под малыми углами соответствует  $230 \text{ \AA}$ .

Кратки<sup>20</sup> исследовал рассеяние под малыми углами волокнами природного рами и регенерированной целлюлозы (вискозы) с различной

степенью набухания. Исходя из своей модели тонкослойной плотной упаковки и используя представление о рассеянии под малыми и минимальными углами, автор определил среднее значение расстояния, складывающегося из толщины слоя и щели, для рами ( $61 \text{ \AA}$ ) и для вискозы ( $80 \text{ \AA}$ ), причём рассеяние вискозой под малыми углами было значительно интенсивнее, а под минимальными — значительно слабее, чем рами. Первое автор объясняет большим количеством щелей в регенерированной целлюлозе (до 15—20% общего объёма) сравнительно с рами (2—3%), причём щели согласно принципу Бабинье рассматриваются им как рассеивающие центры, а второе — правильным ростом волокон рами и неправильным ростом их в регенерированной целлюлозе. Толщина слоя и щели для рами ( $61 \text{ \AA}$ ) хорошо совпадает с измерениями другими методами (например, по линейному расширению), в то время как, если пренебречь внешней интерференцией, т. е. считать систему рыхлой, получается преувеличенное значение — около  $200 \text{ \AA}$ . Экспериментально найденную зависимость интенсивности рассеяния под малыми углами от степени набухания регенерированной целлюлозы Кратки убедительно объяснил на основании своих теоретических предпосылок, вновь выявив необходимость учёта внешней интерференции.

Более подробное рассмотрение работ Кратки заставляет утверждать, что хотя автор и исходил при построении теории из специальных моделей плотно упакованных частиц, предусматривая различные формы, размеры и распределения частиц, практическое значение имели лишь чисто качественные выводы из его довольно громоздких формул. Количественные результаты были получены им весьма приближённо и относятся к средним значениям размера частиц. Так же как и раньше, здесь налицо — явное отставание точности экспериментальных данных от тонких теоретических построений. Повидимому, в сложной области плотно упакованных частиц различной формы вообще возможно получить лишь очень приближённые, почти качественные характеристики, которые, однако, могут играть существенную роль при изучении субмикроскопического строения веществ, особенно в сочетании с другими физико-химическими методами исследования.

## V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Большое внимание, уделяемое в настоящее время физиками явлению диффузного рассеяния рентгеновских лучей под малыми углами, показывает важность исследования объектов, которые слишком велики для исследования обычными методами рентгеновского структурного анализа и слишком малы для микроскопического изучения. Наряду с электронным микроскопом создаётся новая методика для изучения таких объектов. В отличие от электронного микроскопа её применение к материалам с высоким электрическим сопротивлением

не вызывает никаких затруднений и не требует такой подготовки образца, которая может вызвать нарушение субмикроскопической структуры.

Очень важные макроскопические свойства многих технических материалов зависят от их субмикроскопического зернистого строения. Особенно чётко это видно на примере исследования металлов и их сплавов, механическая прочность которых, электрические и магнитные свойства, пластичность и т. п. могут иногда резко меняться при тепловом или ином воздействии без какого-либо заметного изменения их атомного строения. Гинье<sup>18, 39</sup>, например, исследовал пересыщение ряда твёрдых растворов при их термической обработке, вызывающее значительные изменения механических свойств. Рентгенограммы, снятые под обычными углами, не выявили никаких изменений вплоть до выпадения избыточных атомов растворённого металла в осадок. В то же время рентгенограммы сплавов Al — Cu и Cu — Be, снятые под малыми углами, показали, что перед выпадением атомы меди и бериллия собираются в рои, расположение которых определяется ориента-

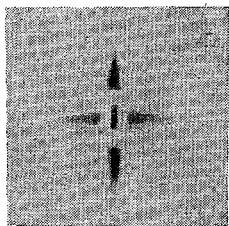


Рис. 28. Рассеяние под малыми углами сплавов Al с 5% Cu.

цией кристаллов сплава; в монокристаллическом образце сплава Al с 5% Cu, например, форму этих роёв можно определить по форме дифракционной картины под малыми углами (рис. 28): рои представляют собой плоские образования, расположенные в плоскостях куба кристалла, и по дифракционной картине можно проследить за изменением их размеров (диаметра и толщины) с температурой. В другом случае (сплавы Al — Ag, Al — Zn) рои атомов не имеют определённой формы и ориентации, что видно из симметричной дифракционной картины рассеяния под малыми углами, получающейся в виде размытого кольца; последнее говорит о том, что рои расположены близко друг к другу — налицо «местное» собирание атомов перед их общим выпадением в осадок. Также, очевидно, можно заметить первые следы так называемой «усталости металлов» до того, как это явление станет заметным под микроскопом или скажется на картине атомного расположения.

Другими областями применения новой методики являются волокнистые материалы, где с помощью рассеяния под малыми углами можно изучать размеры и форму мицелл или фибрил, а также контролировать производство искусственных волокон; асбесто-подобные материалы, диэлектрики и смазочные вещества, в которых важнейшие свойства определяются роеобразованием атомов или молекул; играющая всё большую и большую роль область высоких полимеров; материалы, из которых строятся живые организмы (мышечные волокна); катализаторы всякого рода, внутренняя поверхность кото-

рых зависит от размеров и формы субмикроскопических пор (рассеяние под малыми углами вводится в настоящее время как метод контроля при производстве синтетического каучука и синтетического бензина<sup>54</sup>), различные глины, молекулярная природа которых изучена с большой точностью, но свойства которых определяются агрегатами из отдельных молекул, имеющими коллоидальные размеры; большие молекулы, о которых говорилось выше, в частности гигантские белковые молекулы; микропористые материалы всякого рода и т. д.

Этого беглого перечня вполне достаточно, чтобы подчеркнуть важную практическую роль, которую может сыграть применение новой методики в самых разнообразных научных и промышленных областях. При разрешении этих разнообразных проблем, связанных с субмикроскопическим строением вещества, осуществляется самая тесная связь между наукой и техникой. Подробное описание экспериментальных работ и результатов, полученных с помощью метода рассеяния на малые углы во всех только что перечисленных областях, не входило в задачу автора. По обширности и разносторонности материала такая задача должна являться предметом отдельной статьи. Целью настоящего обзора является лишь привлечение внимания инженеров и научных работников к этому новому физическому методу, экспериментальные трудности которого невелики, применение которого наряду с другим методом может принести несомненную пользу.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. P. Debye, J. Math. Phys. Mass. 4, 133 (1925).
2. F. Zernike u. J. Prins, Zeits. f. Physik 41, 181 (1927).
3. P. Debye, Physik. Zeits. 28, 135 (1927); 31, 348 (1930).
4. N. Gingrich a. B. Warren, Phys. Rev. 46, 248 (1934).
5. J. Bischoe a. B. Warren, J. Applied Phys. 13, 364 (1942).
6. H. Brusset, J. Devaux et A. Guinier, Comp. Rend. Acad. Sci., Paris, 216, 152 (1943).
7. D. Riley, Proc. Conference Ultra-fine structure of coals and cokes, 232—239, 254—265, The British Coal Utilisation Research Association, London, 1944.
8. P. Krishnamurti, Indian J. Phys. 2, 355 (1928); 2, 491 (1928); 3, 303 (1929); 5, 473 (1930).
9. H. Mark, Physik und Chemie der Zellulose, Springer, Berlin, 139, 1932.
10. S. Hendricks, Zeits. Krist., Mineral, Petrogr. A 83, 503 (1932).
11. B. Warren, J. Chem. Phys. 2, 551 (1934); Phys. Rev. 49, 855 (1936).
12. J. Gray a. W. Zinn, Canad. J. Research 2, 291 (1930).
13. R. Corey a. R. Wyckoff, J. Biol. Chem. 114, 407 (1936).
14. A. Guinier, Comp. Rend. Acad. Sci., Paris, 204, 1115 (1937).
15. H. Penley a. J. Gray, Canad. J. Research 15, 45 (1937).
16. K. Alexopoulos a. S. Peristeraki, Physik. Zeits. 39, 688 (1938).
17. R. Hosseman, Zeits. f. Physik 113, 751 (1939); 114, 133 (1939); Zeits. Elektrochemie 46, 535 (1940).
18. A. Guinier, Ann. der Physik 12, 161 (1939).
19. O. Kratky, J. Polymer Sci. 3, 195 (1948).
20. O. Kratky a. J. Porod, J. Colloid Sci. 4, 35 (1949).

21. G. Vineyard, *Phys. Rev.* **74**, 1076 (1948).
  22. L. Lund a. G. Vineyard, *J. Applied Phys.* **20**, 593 (1949).
  23. K. Iudowitch, *J. Applied Phys.* **20**, 174 (1949).
  24. P. Bergmann, *Phys. Rev.* **74**, 1209 (1948).
  25. J. Fankuchen a. H. Mark, *J. Applied Phys.* **15**, 364 (1944).
  26. J. Fankuchen a. M. Scheider, *J. Am. Chem. Soc.* **66**, 500 (1944).
  27. R. Bear, *Phys. Rev.* **67**, 196 (1945); *J. Am. Chem. Soc.* **67**, 1625 (1945).
  28. C. Shull a. L. Roess, *J. Applied Phys.* **18**, 295 (1947).
  29. L. Roess, *J. Chem. Phys.* **14**, 695 (1946).
  30. L. Roess a. C. Shull, *J. Applied Phys.* **18**, 308 (1947).
  31. O. Kratky u. F. Schossberger, *Zeits. Phys. Chem.* **39**, 145 (1938).
  32. O. Kratky, *Naturwiss.* **26**, 94 (1938); **30**, 542 (1942).
  33. O. Kratky u. A. Sekora, *J. makromol. Chem.* **1**, 113 (1943); *Naturwiss.* **31**, 46 (1943); **31**, 91 (1943).
  34. O. Kratky u. A. Wuster, *Zeits. Electrochemie* **50**, 249 (1944).
  35. J. Bernall a. J. Fankuchen, *J. Gen. Physiol.* **25**, 111 (1941).
  36. R. Bear, *J. Am. Chem. Soc.* **66**, 1297 (1944).
  37. B. Wright a. P. Cole, *Rev. Sci. Instr.* **20**, 355 (1949).
  38. W. Dumond, *Phys. Rev.* **72**, 83 (1947).
  39. A. Guinier, *J. chimie phys. et phys.-chim. biol.* **40**, 133 (1943); *Proc. Phys. Soc., London*, **57**, 310 (1945).
  40. A. Guinier, *Bull. Soc. Chim., Belges*, **57**, 286 (1948).
  41. J. Fankuchen a. M. Jellinek, *Phys. Rev.* **67**, 201 (1945).
  42. W. Beeman a. P. Kaesberg, *Phys. Rev.* **72**, 512 (1947).
  43. P. Kaesberg, H. Ritland a. W. Beeman, *Phys. Rev.* **74**, 71 (1948).
  44. B. Warren, *J. Applied Phys.* **20**, 96 (1949).
  45. Отчёты ГОИ за 1938—1939 гг. и ИОНХ АН СССР за 1943—1945 гг.
  46. M. Jellinek a. J. Fankuchen, *Ind. Eng. Chem., Ind. Ed.* **37**, 158 (1945).
  47. G. Fournet et A. Guinier, *Comp. Rend. Acad. Sci., Paris*, **226**, 656 (1948).
  48. J. Boyes-Waston, E. Davidson a. M. Perutz, *Proc. Roy. Soc. A* **191**, 83 (1947) (ссылка по 40).
  49. M. Jellinek, J. Fankuchen a. E. Colomon, *Ind. Eng. Chem., Anal. Ed.* **18**, 172 (1946).
  50. P. Elkin, C. Shull a. L. Roess, *Ind. Eng. Chem., Ind. Ed.* **37**, 327 (1945).
  51. D. Dervichian, G. Fournet et A. Guinier, *Comp. Rend. Acad. Sci., Paris*, **224**, 1848 (1947).
  52. M. Perutz, *Nature* **161**, 204 (1948) (ссылка по 51).
  53. R. Wyckoff, *Nature* **160**, 153 (1947).
  54. F. Firth, *Rubber Age* **57**, 561 (1945).
-

ЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ**НОВАЯ ТЕОРИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПЕРВИЧНЫХ  
КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ****1. ВВЕДЕНИЕ**

Вопрос о происхождении первичного космического излучения, стоящий перед физикой ядра и астрофизикой десятки лет, до наших дней остаётся открытым. Ряд простейших предположений и теорий не выдержал проверки экспериментом. Однако фактический материал, ставший в наши дни чрезвычайно обширным, в значительной мере благодаря успехам советских физиков, позволил выдвинуть новые теории, кажущиеся более обоснованными и доступными опытной проверке.

Вопросы о спектре первичного излучения по массам и энергиям, вариациях, мезонах и лавинных процессах рассмотрены в ряде монографий и обзоров [например, сборник «Мезон»<sup>1</sup>, серия работ группы Алиханова и Алиханяна<sup>2</sup>, работы группы Векслера<sup>3</sup>, обзор Росси<sup>4</sup>, а также многочисленные статьи в ДАН СССР и ЖЭТФ].

Ниже речь будет идти о теории происхождения первичных космических лучей, принадлежащей Ферми и опубликованной летом 1949 года<sup>6</sup>.

Необходимо заметить, что ещё в 1945 году Я. Терлецким дана теория возникновения быстрых заряженных частиц в магнитном поле звёзд с несовпадающими осью вращения и направлением магнитного момента<sup>7</sup>. Ферми обходит работу советского учёного молчанием, хотя в выводах Терleckкого содержится необходимое и недостающее звено для теории Ферми. Именно, основным пробелом последней является механизм возникновения протонов и других более тяжёлых ядер с энергией, превышающей определённый порог, необходимый для последующего ускорения в «гидродинамических» блуждающих межзвёздных магнитных полях.

Ферми ссылается здесь на устаревшую, не выдерживающую экспериментальной проверки теорию Сванна<sup>8</sup> и работы Теллера и Рихтмайера<sup>9</sup> и Альфвена<sup>10</sup>, опубликованные в 1949 г., и в вопросе о возникновении быстрых заряженных частиц, по сути дела повторяющие идею Терleckкого на 4 года позже него.

Сильным аргументом против широко распространённого воззрения о том, что космическое излучение заполняет по крайней мере, весь объём галактики служит огромное количество энергии, связанной с частицами излучения в столь обширном объёме. Если частицы первичного излучения действительно заполняют объём галактики, то процесс их возникновения (т. е. ускорение до наблюдаемых энергий) должен быть весьма интенсивным.

Гипотеза Ферми может служить частичным ответом на это возражение. Согласно его теории, космические лучи возникают и ускоряются в межзвёздном пространстве; магнитные поля препятствуют уходу частиц за пределы галактики. Процесс ускорения идёт за счёт взаимодействия частиц с «блуждающими» в пространстве магнитными полями.

Такие магнитные поля, имеющие протяжённость порядка световых лет, вследствие своих размеров и сравнительно высокой электропроводности межпланетного пространства должны быть весьма стабильными. Согласно Альфвезу II можно считать, что магнитные силовые линии «прикреплены» и следуют за потоками вещества, заполняющего межзвёздное пространство, или, наоборот, что с каждой силовой линией магнитного поля связана некоторая плотность вещества.

Если частица (протон или более тяжёлое ядро) с энергией выше определённого порога входит в межзвёздную среду, то, наталкиваясь на своём пути на движущиеся неоднородности межзвёздных магнитных полей, она сможет постепенно накапливать энергию. Темп накопления энергии незначителен, но энергии порядка максимальных наблюдаемых значений могут быть достигнуты.

## 2. О ДВИЖЕНИИ МЕЖЗВЁЗДНОЙ МАТЕРИИ

Межзвёздное пространство галактики заполнено веществом с необычайно малой плотностью, соответствующей приблизительно одному атому водорода на кубический сантиметр (т. е. около  $10^{-24}$  г/см<sup>3</sup>). Есть данные, указывающие, что в пространстве существуют более плотные «облака» повышенной в десятки и сотни раз плотности, средняя протяжённость которых порядка 30 световых лет. Измерения эффекта Доплера<sup>12</sup> в линиях поглощения межзвёздным веществом дают лучевую скорость облака относительно Солнца. Средняя квадратичная лучевая скорость с поправкой на собственное движение Солнца относительно ближайших звёзд достигает, примерно, 15 км/сек.

Облака указанного типа занимают около 5% межзвёздного пространства галактики.

Можно предположить, что плотность материи вне облаков — порядка  $10^{-25}$  г/см<sup>3</sup>, т. е. 0,1 атома водорода на 1 см<sup>3</sup>. Большую часть вещества, очевидно, составляют атомы водорода, причём почти все они ионизованы вследствие фотоэффекта, вызываемого квантами света звёзд. Можно показать, что доля недиссоциированных атомов не превысит одного-двух процентов.

Разумно считать, что описываемая разрежённая среда совершает потокообразные движения в результате возмущений, вызываемых движущимися более плотными облаками вещества. Средняя скорость таких потоков, очевидно, тоже достигает десятков км/сек. Альфвен показал, что напряжённость магнитного поля в местах большего разрежения вещества может доходить до  $5 \cdot 10^{-6}$  гаусс и достигать больших значений в более плотных облаках вещества.

Силовые линии таких полей должны образовывать неправильные петли, изгибающиеся с течением вещества, с которым связано магнитное поле. Однако эти поля должны препятствовать втеканию одного скопления межзвёздного вещества в другое, ибо это вело бы в среднем к усилению магнитного поля и увеличению его энергии. Одним из результатов существования межзвёздных блуждающих магнитных полей, таким образом, будет сведение к минимуму потерь типа трения, которые могли бы постепенно тормозить течения вещества и свести их к беспорядочным тепловым движениям.



### 3. НАКОПЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦАМИ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Пусть частица, имеющая значительную энергию, движется в блуждающих магнитных полях, описанных выше. Если эта частица — протон с энергией порядка нескольких миллиардов электрон-вольт, она полетит по спирали вокруг силовых линий, закручиваясь по радиусу порядка  $10^{13}$  см, до тех пор, пока не «латолкнется» на некоторую неправильность космического магнитного поля и не «отразится» от неё.

При подобном «столкновении» может иметь место как потеря, так и накопление энергии. Однако накопление энергии несколько более вероятно, чем потеря её. Проще всего это можно понять, если заметить, что, в конце концов, должно установиться статистическое равновесие между степенями свободы частицы и степенями свободы блуждающих полей. Равнораспределение энергии по степеням свободы имеет место и для очень больших значений энергии.

Элементарную оценку изменения энергии частицы можно произвести, представив себе, что частицы «сталкиваются» с неправильностями магнитного поля подобно тому, как они сталкивались бы с препятствиями очень большой массы, беспорядочно движущимися со средними скоростями порядка  $\beta c = 30$  км/сек. Средняя прибавка энергии за одно столкновение, по порядку величины, может быть оценена как

$$\delta w = \beta^2 w, \quad (1)$$

где  $w$  — энергия частицы, включая её энергию покоя, и  $\beta = \frac{v}{c} \simeq 10^{-4}$ .

Для нерелятивистского протона это даёт около 10 эв на столкновение, для релятивистского — соответственно больше.

Если бы все столкновения приводили к росту энергии, она увеличивалась бы в  $e$  раз каждые  $10^8$  столкновений. В частности, нерелятивистская частица после  $N$  столкновений получит энергию

$$w = Mc^2 e^{\beta^2 N}. \quad (2)$$

Конечно, рост энергии будет происходить только, если потери её идут более медленным темпом, чем накопление. Ферми удалось показать, что потери на ионизацию станут меньше роста энергии для протонов с энергиями больше 200 Мэв. Для очень больших энергий потери на ионизацию становятся ничтожными.

### 4. О СПЕКТРЕ ПЕРВИЧНОГО КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В процессе нарастания энергии ускоряемая частица (например, протон) может сразу потерять значительную часть своей энергии в результате ядерного столкновения. Этот процесс наблюдается как поглощение первичных космических частиц атмосферой, и ему соответствует средний свободный пробег порядка  $70$  г/см<sup>2</sup>, с эффективным сечением

$$\sigma = 2,5 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2 \quad (3)$$

на 1 нуклон.

При столкновении этого типа большая часть кинетической энергии, вероятно, переходит в энергию нескольких мезонов.

Предположим, что космическое излучение заполняет примерно с одинаковой плотностью объём галактики. При этом будут происходить столкновения с веществом средней плотности  $10^{-24}$  г/см<sup>3</sup>, что даст средний свободный пробег

$$\Lambda = 7 \cdot 10^{25} \text{ см}. \quad (4)$$

При скоростях порядка  $c$  этому пробегу соответствует время

$$T = \frac{\Lambda}{c} = 2 \cdot 10^{15} \text{ сек} \quad (5)$$

(т. е. около 60 миллионов лет). Это средний возраст существующих в данный момент частиц первичного излучения. Некоторые из них — значительно «старше».

Если считать, что ускоряемые частицы поступали в межзвёздные поля в течение всего времени одним темпом, распределение по возрастам представится функцией

$$e^{-\frac{t}{T}} \frac{dt}{T}; \quad (6)$$

в течение своей «жизни»  $t$  частица накапливает энергию.

Если обозначить через  $\tau$  время между столкновениями, ведущими к рассеянию, то энергия частицы возраста  $t$  равна

$$w(t) = Mc^2 e^{\frac{\beta^2 t}{\tau}}. \quad (7)$$

Объединяя это выражение с предыдущим (функцией распределения по возрастам), можно получить распределение вероятности частиц с различными энергиями: вероятность того, что частица будет иметь энергию между  $w$  и  $w + dw$

$$\pi(w) dw = \frac{\tau}{\beta^3 T} (Mc^2)^{\frac{\tau}{\beta^2 T}} dw \cdot \frac{1}{w^{1 + \frac{\tau}{\beta^2 T}}}. \quad (8)$$

Весьма интересно, что спектр первичного космического излучения, выведенный из предположений Ферми, подчиняется закону обратной степени, что, как известно, подтверждается опытом.

Теория даёт естественное объяснение отсутствия в первичном излучении электронов: ни при какой энергии накопление электроном энергии не может превысить потери. До, примерно, 300 Мэв, основную долю потерь энергии электронами составляет ионизация. При более высоких энергиях преобладают потери на излучение. Для протонов последние чрезвычайно малы.

## 5. МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЧАСТИЦ С ЭНЕРГИЯМИ, ДОСТАТОЧНЫМИ ДЛЯ ПОСЛЕДУЮЩЕГО УСКОРЕНИЯ

Для поддержания постоянной интенсивности космического излучения, т. е. компенсации процесса поглощения, необходимо, чтобы в межзвёздное пространство непрерывно поступали протоны с энергиями не ниже 200 Мэв.

Однако имеются прямые экспериментальные данные <sup>4, 13, 14, 15, 16</sup> о том, что в составе первичных частиц имеются не только протоны, но и сравнительно тяжёлые ядра. Порог энергии (минимальное значение для возможности последующего ускорения) ввиду больших потерь на ионизацию для тяжёлых ядер значительно выше, чем для протонов. Как указывает автор теории, её основной недостаток — в отсутствии объяснения механизма ускорения ядер значительной массы. Одно из возможных предположений — то, что тяжёлые ядра достаточной энергии могут

появляться вблизи звёзд, окружённых весьма сильными магнитными полями<sup>7</sup>.

Для протонов Ферми предлагает следующий простой механизм сохранения общего количества частиц.

При столкновении быстрого космического протона с медленным большая часть энергии уйдёт на образование нескольких мезонов, однако, в некоторых случаях остаточная энергия протонов всё же превысит порог ускорения (около 200 Мэв). Можно ввести коэффициент размножения  $k$  (среднее число протонов с энергией выше порога, возникающих после столкновения быстрого протона). Так же, как в случае цепной ядерной реакции, если  $k > 1$ , общее число космических лучей возрастает; при  $k < 1$  убывает и при  $k = 1$  остаётся постоянным. Очевидно, в действительности коэффициент размножения в межзвёздной среде весьма близок к единице. Это может быть следствием следующего самовыравнивающегося процесса: движение межзвёздного вещества, несмотря на малое трение, не консервативно. Поэтому надо считать, что некоторый источник непрерывно восполняет кинетическую энергию потоков вещества. Вполне вероятно, что запасы энергии черпаются при этом из внутренних областей звёзд; движение межзвёздного вещества находится в динамическом равновесии между потерями на трение и другими потерями и поступающей энергией.

Значительную роль в балансе энергии должна играть и доля, передаваемая ускоряемым частицам космических лучей. Очевидно, если общая энергия космических лучей возрастёт, то кинетическая энергия медленных потоков межзвёздного вещества понизится, и наоборот.

Коэффициент размножения  $k$  зависит от плотности вещества: при увеличении плотности растут и ионизационные потери, что ведёт к увеличению порога ускорения и уменьшению  $k$ .

Скорость блуждающих магнитных полей Ферми считает возрастающей пропорционально кубическому корню плотности; средний пробег частиц от столкновения к столкновению обратно пропорционален корню кубического к плотности; темп накопления энергии частицей пропорционален плотности в степени  $2/3$ .

Если коэффициент размножения больше единицы, общая энергия космических лучей возрастёт, а кинетическая энергия течений в галактике понизится, что вызовет гравитационное сокращение, повышающее плотность и понижающее  $k$  до тех пор, пока не будет достигнуто равновесие, т. е.  $k = 1$ . Если вначале  $k < 1$ , процесс пойдёт до  $k = 1$  в обратном направлении.

Как сказано выше, теория не может дать прямого объяснения наличия в первичном космическом излучении большого числа тяжёлых ядер. Порог энергии для ускорения межзвёздными магнитными полями для них достигает  $10^9$  эв и больше. Можно было бы предположить, что тяжёлые частицы начинают ускоряться у границ галактики, где плотность вещества ещё меньше, а следовательно, ниже и порог энергии.

Если же энергичные тяжёлые частицы возникают в результате другого процесса (например в сильных магнитных полях звёзд), то вместе с ними должны возникать и протоны; число последних должно увеличиваться, так как при достаточной плотности вещества  $k < 1$ . Тяжёлые частицы должны иметь продолжительность «жизни» меньшую, чем протоны, вследствие больших относительных потерь на ионизацию.

Спектр тяжёлых частиц по энергиям, в случае справедливости теории, должен быть совершенно иным, чем для протонов, из-за большего эффективного сечения поглощения. Если средний «возраст» тяжёлых частиц меньше, чем у протонов, то число их должно спадать с увеличением энергии быстрее, что может быть проверено на опыте.

## 6. О «СТОЛКНОВЕНИЯХ» ЗАРЯЖЕННЫХ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ С МАГНИТО-ГИДРОДИНАМИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ

Траектория быстрого протона в межзвёздном магнитном поле типа, описанного выше, должна быть очень близкой к спирали, окружающей направление силовых линий. Радиус такой спирали — порядка  $10^{12}$  см, а так как протяжённости областей изменения поля достигают  $10^{18}$  см, частица совершит много оборотов, прежде чем встретит на своём пути изменение поля. Если поле нарастает, шаг спирали постепенно уменьшается, причём отношение

$$\frac{\sin^2 \theta}{H} \quad (9)$$

остается постоянным ( $\theta$  — угол между вектором напряжённости магнитного поля  $H$  и скоростью частицы).  $\theta$  будет расти до тех пор, пока  $\sin \theta$  не станет равным единице; затем частица «отражается» назад вдоль той же силовой линии.

В случае статического магнитного поля изменения кинетической энергии частицы не происходит. Однако, если область с более высокой  $H$  движется навстречу частице, последняя приобретёт после «столкновения» некоторый добавок энергии. В случае, если быстрая частица отразится от области с более высокой  $H$ , «догоняя» последнюю, энергия частицы уменьшится. Однако встречные столкновения несколько более вероятны вследствие того, что относительная скорость в этом случае выше.

Аналогичный процесс произойдёт и в случае, когда частица летит по спирали вдоль изгиба силовой линии. И здесь, в случае статического поля, энергия частицы не изменится; однако, если место изгиба силовой линии движется навстречу частице, энергия последней несколько возрастёт (произойдёт «встречное столкновение с изгибом»); в обратном случае энергия частицы уменьшится.

Количество энергии, получаемое или теряемое частицей при «столкновениях» описанных двух типов, может быть оценено следующим образом.

Если система координат, в которой происходит пертурбация поля, с которой сталкивается частица, покоится, энергия частицы не меняется.

Изменение энергии в покоящейся системе отсчёта получается путём преобразования начальной энергии и импульса в покоящейся системе отсчёта к системе отсчёта движущейся пертурбации. В последней имеет место упругое столкновение, при котором, как известно, импульс меняется, а энергия сохраняется. Произведя преобразование обратно к покоящейся системе, можно получить окончательное значение энергии импульса. Для встречного столкновения отношение энергии после столкновения к начальной выразится как

$$\frac{w'}{w} = \frac{1 + 2\beta \cos \theta + \beta^2}{1 - \beta^2}, \quad (10)$$

$\beta c$  — скорость частицы,

$\theta$  — угол наклона спирали,

$\beta c$  — скорость пертурбации.

Для столкновения частицы с уходящей пертурбацией в выражении ) надо изменить знак у  $\beta$ .

### 7. ОЦЕНКА ПОРОГА ЭНЕРГИИ, НЕОБХОДИМОЙ ДЛЯ ПОСЛЕДУЮЩЕГО УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ БЛУЖДАЮЩИМИ МЕЖЗВЁЗДНЫМИ МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ

Ускорение частицы не сможет происходить, если накопление энергии не превысит потерь на ионизацию. Так как последние очень велики для протонов с малыми скоростями, то только протоны с энергиями выше определённого порога будут ускоряться.

Можно считать, что в течение времени ускорения частица будет находиться в сравнительно плотных облаках материи и разреженном веществе вне их в течение отрезков времени, пропорциональных объёмам этих областей.

Поэтому ионизационные потери будут обусловлены веществом средней плотности межзвёздной материи, т. е. около  $10^{-24}$  г/сек<sup>3</sup>; Ферми приводит таблицу потерь на 1 г/см<sup>3</sup> вещества (водород) в зависимости от энергии быстрого протона. В той же таблице даны и соответствующие прибавки энергии за счёт разобранных выше типов столкновений. Из таблицы видно, что, начиная с энергии порядка 200 Мэв, протоны ускорятся

Энергия протона в эв	Потери на г/см <sup>3</sup> в эв	Рост энергии на г/см <sup>3</sup> в эв
$10^7$	$94 \cdot 10^6$	$7,8 \cdot 10^6$
$10^8$	$15 \cdot 10^6$	$8,6 \cdot 10^6$
$10^9$	$4,6 \cdot 10^6$	$16,1 \cdot 10^6$
$10^{10}$	$4,6 \cdot 10^6$	$91 \cdot 10^6$

Подобная оценка для  $\alpha$ -частиц даёт порог ускорения около  $10^9$  эв и для ядра кислорода около  $20 \cdot 10^9$  эв; для ядра железа порог составит  $300 \cdot 10^9$  эв. Поэтому мало вероятно, что тяжёлые ядра первичных космических лучей ускорятся в результате процесса Ферми; ускорение было бы возможным лишь в областях галактики, где плотность вещества значительно ниже.

В. С. Вави.

### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Сборник «Мезон» под ред. И. Тамма, ГТТИ (1947).
2. А. И. Алиханов и А. И. Алиханян, УФН 27, 22 (1945).
3. Алиханов, Алиханян и Вайсенберг, ДАН СССР 55, (1947).
4. Н. Биргер, В. Векслер и др., ЖЭТФ 19, 826 (1949).
5. Б. Росси, УФН 38, 222 (1949).
6. E. Fermi, Phys. Rev. 75, 1169 (1949).
7. Я. П. Терлецкий, ДАН СССР 47, 104 (1945).
8. Swann, Phys. Rev. 43, 217 (1933).
9. Richtmayer, Phys. Rev. 75, 1729 (1949).
10. H. Alfvén, Phys. Rev., 75, 1732 (1949).
11. H. Alfvén, Arkiv f. Mat., Astr., o. Fys. 29B, 2 (1943).
12. Adams, Astrophys. Journ., 105 (1943).

13. Бриккер, Вернов, Григорьев, Евреинова и Чарахчян, ДАН СССР 61, 629 (1948).
14. Вернов, ЖЭТФ 19, 621 (1949).
15. Freier и др., Phys. Rev. 74, 1818 (1948).
16. Bradt a. Peters, Phys. Rev. 74, 1828 (1948).

## НОВОСТИ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ

1. Двухступенчатая спектральная сенситометрия с бипризмой.

При изучении быстрых явлений оптическими методами, например, при изучении спектра взрывов, искр, взрывающихся проволок и т. д., иногда необходимо получить целый ряд сведений из единственного снимка спектра. Для оценки относительных интенсивностей каких-либо линий в этом спектре нужно для каждой области спектра установить связь между относительной интенсивностью падающего света и почернением или пропусканием проявленного изображения спектра. Если речь идёт о единственном снимке, то для этих целей годится метод съёмки спектра через ступенчатый ослабитель, помещаемый на шель спектрографа. Однако ослабитель требует точной предварительной градуировки, что связано опять-таки со всеми трудностями и ошибками фотографической спектрофотометрии. Кэди и Гордон\*) описали новый метод фотографической сенситометрии, удобный для этих целей. Преимущества его заключаются не только в том, что в нём используется единственный снимок, но также

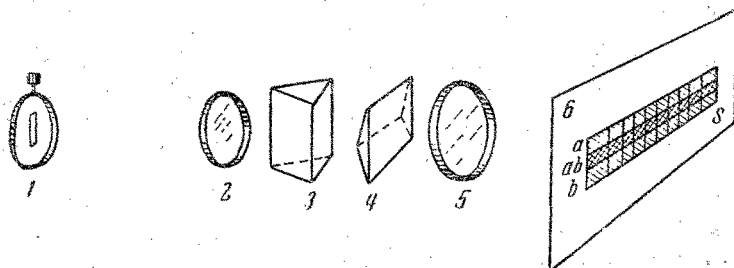


Рис. 1. 1 — щель спектрографа, 2 — линза коллиматора, 3 — преломляющая призма, 4 — бипризма, 5 — линза камеры, 6 — пластинка, S — изображение спектра, a, b — зоны, получаемые от 2-х половин бипризмы, ab — зона перекрытия.

и в том, что для него не требуется ни прерывистого освещения, ни предварительной градуировки, отпадает забота о воспроизводимости результатов и имеется возможность самоконтроля.

Метод состоит в том, что за преломляющей призмой спектрографа помещается бипризма (так, что её ребро горизонтально), и снимок получается частично sdвоенным по всей длине спектра (рис. 1). При прохождении через бипризму верхняя половина всего светового пучка проходит через верхнюю половину бипризмы, а нижняя — через нижнюю. Вследствие этого одна половина спектра слегка смещена вниз, а другая — вверх. На рис. 1 зона a получена от верхней половины бипризмы, зона b — от нижней. Зона ab является зоной перекрытия. В этой зоне интенсив-

\*) W. M. Cady a. G. Gordon, JOSA 39, 369 (1949).

ность каждой линии вдвое больше, чем её интенсивность во внешних зонах, интенсивности которых должны быть равны. Последнее достигается соответствующей установкой бипризмы. Для точной сенситометрии необходимо также совершенно равномерное освещение щели спектрографа. Это обычно достигается тем, что источник света фокусируется на линзу коллиматора с помощью линзы, помещаемой перед щелью.

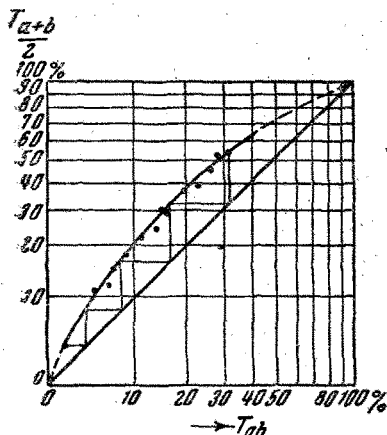


Рис. 2. График, полученный при нанесении величин  $T_{ab}$  и  $T_{\frac{a+b}{2}}$  для разных линий в некоторой спектральной области.

пропускание в зоне  $ab$  будет  $T'_{ab} = 1,5\%$  (по измерениям), а во внешних зонах  $T'_{\frac{a+b}{2}} = 3,7\%$ .

Некоторая воображаемая линия, имеющая интенсивность  $I'' = 50$ , дала бы в центральной зоне пропускание  $T''_{ab} = T'_{\frac{a+b}{2}} = 3,7\%$ . По графику находим, какое  $T''_{\frac{a+b}{2}}$  соответствует этому  $T''_{ab}$ . Получаем 8 и т. д. Этот ступенчатый процесс можно повторять дальше и получить таблицу:

$I = 100$	$T_{ab} = 1,5\%$	$T_{\frac{a+b}{2}} = 3,7\%$
$I = 50$	3,7	8
$I = 25$	8	16,4
$I = 12,5$	16,4	31
$I = 6,25$	31	53
$I = 3,125$	53	...

Таким образом, из одного двоянного снимка можно получить кривые почернения для любых областей спектра.

Метод получения кривой, связывающей интенсивность линий  $I$  с пропусканием  $T$  проявленного изображения, состоит в следующем: в каждой спектральной области измеряют  $T$  во всех трёх зонах ( $a$ ,  $ab$  и  $b$ ) для каждой из нескольких линий разной интенсивности. Затем строят график, на котором по оси абсцисс отложены  $T_{ab}$ , а по оси ординат  $T_{\frac{a+b}{2}}$ , т. е. усред-

нённое пропускание двух внешних зон. Так как для каждой измеренной линии мы имеем значения  $T_{ab}$  и  $T_{\frac{a+b}{2}}$ ,

то в результате мы получим ряд точек  $(T_{ab}, T_{\frac{a+b}{2}})$ , располагающихся по какой-то кривой. Подобная кривая приводится на рис. 2. Обозначим интенсивность наиболее яркой линии в зоне  $ab$  через  $I' = 100$ . Соответствующее ей

пропускание в зоне  $ab$  будет  $T'_{ab} = 1,5\%$  (по измерениям), а во внешних зонах  $T'_{\frac{a+b}{2}} = 3,7\%$ .

Некоторая воображаемая линия, имеющая интенсивность  $I'' = 50$ , дала бы в центральной зоне пропускание  $T''_{ab} = T'_{\frac{a+b}{2}} = 3,7\%$ . По графику находим, какое  $T''_{\frac{a+b}{2}}$  соответствует этому  $T''_{ab}$ . Получаем 8 и т. д. Этот ступенчатый процесс можно повторять дальше и получить таблицу:

$I = 100$	$T_{ab} = 1,5\%$	$T_{\frac{a+b}{2}} = 3,7\%$
$I = 50$	3,7	8
$I = 25$	8	16,4
$I = 12,5$	16,4	31
$I = 6,25$	31	53
$I = 3,125$	53	...

Таким образом, из одного двоянного снимка можно получить кривые почернения для любых областей спектра.

## 2. Применение призмы Фери в новом спектрофотометре Бэкмана.

Призма Фери, впервые описанная в 1910 г. <sup>1</sup>, является остроумной комбинацией линзы и призмы: она разлагает падающий на неё пучок

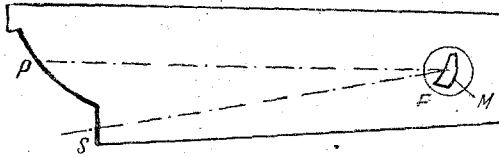


Рис. 3. Схема спектрографа Фери.  $S$  — щель,  $F$  — призма Фери,  $M$  — посеребренная сторона,  $P$  — изогнутая пластинка.

света в спектр и сама фокусирует его. В спектрографе Фери (рис. 3) передняя и задняя поверхности призмы имели цилиндрическую форму, вследствие чего изображение входной щели получалось растянутым в вертикальном направлении (высота изображения получалась около 2 дюймов), что невыгодно отражалось на интенсивности спектра. Вследствие такого значительного астигматизма призма Фери не могла применяться в монохроматорах. В новом спектрофотометре Бэкмана <sup>2</sup>, однако, призма Фери нашла себе удачное применение. Было найдено, что замена передней цилиндрической поверхности призмы — сферической приводит к хорошим оптическим качествам: астигматизм уменьшается, так что, например, стеклянной призмой с  $F = 18$  дюймов светящаяся точка изображается в виде линии в  $\frac{3}{4}$  дюйма высотой, что уже вполне приемлемо для монохроматора. Однако, как и в случае всякой другой призмы, изображение входной щели получается искривленным. В этом случае астигматизм должен сильно ухудшать качество изображения. Это затруднение устраняется тем, что в монохроматоре Бэкмана входная щель сделана такой кривизны, что её изображение на выходе получается прямым. Строго говоря, требуемая кривизна входной щели является функцией длины волны, но при разумном выборе этой кривизны удаётся добиться всё же удовлетворительно чёткого изображения в достаточно широком интервале длин волн.

В спектрографе Фери призма закрепляется неподвижно и спектр получается на некоторой кривой поверхности (рис. 3). В монохроматоре положения входной и выходной щели фиксированы, так что сама призма должна как-то перемещаться, чтобы при любой длине волны изображение получалось в плоскости выходной щели. В приборе Бэкмана призма поворачивается и в то же время перемещается поступательно. Это движение осуществляется с помощью специальной каретки. На рис. 4 дана схема такой конструкции. Стержни  $ff$  закреплены в точках  $aa$  и  $bb$ . При перемещении пластинки  $B$ , несущей призму, призма будет и поворачиваться и совершать поступательное движение.

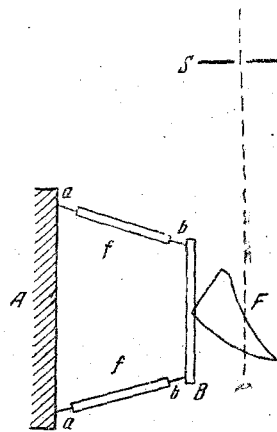


Рис. 4. Схема конструкции для перемещения призмы в монохроматоре Бэкмана.  $F$  — призма Фери,  $B$  — несущая её площадка,  $ff$  — стержни,  $A$  — основание, или стенка прибора.



Конструкция входной и выходной щелей также необычна. Щели помещены рядом, внутренние их щёлки неподвижны, а внешние могут отодвигаться при большем или меньшем нажиме на некоторую упругую пластинку, связанную с ними.

Новый спектрофотометр даёт возможность работать в области от 320 до 1000 мμ. В нём используются 2 фотоэлемента — один для области 320—640 мμ, другой для 640—1000 мμ. Как обычно, в области  $\lambda < 360$  мμ рассеянный или фальшивый свет устраняется с помощью соответствующего фильтра (в данном случае — фильтр Корнинга 9863).

3. Применение новой шкалы для построения прямолинейных кривых почернения.

Для определения неизвестных интенсивностей в количественной фотографической фотометрии пользуются обычно «кривыми почернения»<sup>2</sup>. Для построения этих кривых откладывают по оси абсцисс логарифмы интенсивностей света, а по оси орди-

Таблица 1.  
T — координатные расстояния d.

T %	d	T %	d
2	0,00	84	7,55
5	1,60	86	7,76
10	2,81	88	8,00
20	4,03	90	8,27
30	4,76	91	8,44
40	5,30	92	8,62
50	5,76	93	8,83
60	6,18	94	9,08
70	6,64	95	9,37
80	7,24	96	9,74
82	7,39	97	10,21

нат «почернение» ( $S = \lg \frac{I_0}{I}$ ) или логарифм пропускания. Обычные фотоматериалы дают хорошо известную S-образную кривую, лишь незначительный участок которой является прямолинейным. Наиболее точны и удобны фотометрические операции в пределах этой прямолинейной части кривых почернения. Интенсивности света для «марок почернения» выбираются именно так, чтобы почернения попали на эту прямолинейную часть кривой. Пользование искривлёнными участками кривых почернения невыгодно вследствие гораздо меньшей точности и необходимости большего количества точек, вырисовывающих этот участок кривой.

Хьюз и Мёрфи<sup>4</sup> предложили удобную шкалу, дающую возможность получать прямолинейные характеристические кривые фотоматериалов в пределах от 2 до 97%.

пропускания проявленного слоя. Пользование такими выпрямленными кривыми весьма выгодно, так как для получения этих кривых нужно меньше марок почернения, и многие промежуточные этапы обработки данных можно отбросить.

Из многих исследованных функций авторы остановились на следующем выражении:

$$f(T) = \frac{\lg T}{1-T} - Ae^T + B.$$

Здесь T — пропускание фотографического слоя, A и B — произвольные константы. Последняя выбирается так, чтобы кривая проходила через начало координат. Испытания показали пригодность этой шкалы для разных γ (от 0,9 до 3) и разных участков спектра (от видимого до ультрафиолета).

По оси абсцисс авторы откладывают логарифмы экспозиций, а по оси ординат некоторую функцию пропускания проявленного изображения  $f(T)$ .

Удобнее всего строить эти характеристические кривые, нанося на миллиметровую бумагу соответствующие шкалы для  $I$  и  $T$  по заранее вычисленным значениям.

Для  $T$  авторы приводят такую шкалу (см. табл. 1).

А. Ильина

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. C. Fery, J. de Phys. **9**, 762 (1910).
2. А. О. Бекштап и др., JOSA **39**, 377 (1949).
3. С. Л. Мандельштам, Введение в спектральный анализ. Гос. Изд-во техн.-теор. лит-ры.
4. H. K. Hughes and R. W. Murphy, JOSA **39**, 501 (1949).

### НОВЫЕ ДАННЫЕ О СУМЕРЕЧНОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ АТМОСФЕРНОГО НАТРИЯ

Открытие присутствия значительных количеств натрия в высоких слоях атмосферы (60 — 100 км над уровнем моря) тотчас же поставило вопрос о путях его проникновения в эти слои. Тем самым исследования распределения натрия по высотам оказались теснейшим образом связанными с общей проблемой строения и динамики атмосферы, приобретающей за последнее время всё большее и большее значение. Среди различных методов определения концентрации натрия на различных высотах особое место занимают исследования его сумеречной люминесценции, открытой в 1937 г. М. Ф. Вуксом и В. И. Черняевым<sup>1</sup>. Измерения интенсивности  $D$ -линии натрия, присутствующей в спектре свечения сумеречного неба, в функции зенитного расстояния Солнца, уже позволили сделать ряд существенных заключений<sup>2</sup>. Реферируемая работа, выполненная осенью 1948 г. С. Ф. Родионовым и Е. Н. Павловой<sup>3</sup>, посвящена дальнейшему развитию этих исследований и содержит новые, весьма существенные результаты.

В отличие от предшествовавших измерений, проводившихся методами фотографической фотометрии с помощью светосильных спектрографов малой разрешающей силы, С. Ф. Родионов и Е. Н. Павлова использовали фотоэлектрический фотометр и монохроматор с дисперсией в области 5900 Å, равной 135 Å/мм. Приёмником света служил фотоэлектронный умножитель с цезиевым катодом системы Л. А. Кубецкого. Измерения велись во время вечерних сумерек на высоте 2200 м (Адыл-Су, Кавказ), причём прибор направлялся под углом 30° к горизонту на юг или юго-запад. Непосредственно измерялась зависимость фототока через каждые 4,3 Å в интервале длин волн от 5825 до 5929 Å при различных погружениях Солнца под горизонт. Измерение одного такого спектра отнимало от 1 до 2 минут. На рис. 1 приведены результаты измерений для одного вечера. Все кривые охватывают интервал времени около 20 минут.

На кривых 1, 2, 3 совершенно отчетливо видна  $D$ -линия излучения натрия, причём дублет остался неразрешённым вследствие большой ширины щели монохроматора (0,12 мм). Ход интенсивности этой линии в функции зенитного расстояния Солнца в общих чертах воспроизводит данные других авторов<sup>3</sup>, и абсолютное значение интенсивности находится в удовлетворительном согласии с данными Брикара и Кастлера<sup>4</sup>.

Существенно новым является то, что при зенитных расстояниях, меньших 95°, линия испускания обращается и переходит в линию поглощения, вновь исчезающую при зенитных расстояниях, меньших 92°. Авторы

подчёркивают, что здесь мы имеем дело с регулярно наблюдающимся явлением. На рис. 2 приводится сводная кривая всех измерений интенсивности  $D$ -линии натрия

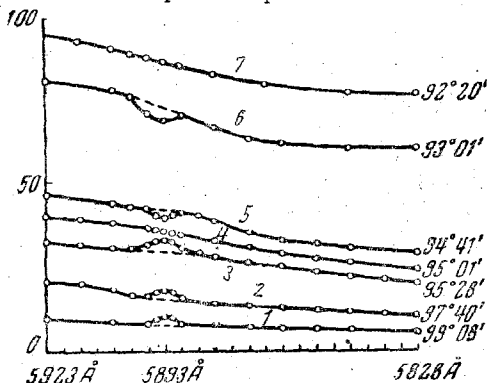


Рис. 1. Спектры сумеречного неба при различных зенитных расстояниях Солнца.

использованной авторами ширине щели фраунгоферова линия вообще не должна наблюдаться вследствие её малой интенсивности. Точно так же полоса поглощения водяного пара (6000—5850 Å) в условиях эксперимента должна была бы иметь ширину около 150 Å, в то время как ширина наблюдаемой линии поглощения составляет всего 9 Å.

Авторы ищут объяснения наблюдаемой линии поглощения в тушении «резонансной флуоресценции Na, образующегося вследствие диссоциации молекул NaCl (морского происхождения) в более низких слоях атмосферы»

и рассматривают её как веский довод в пользу присутствия натрия на высотах, меньших 60 км. Согласно их гипотезе NaCl, находящийся на высотах 20—40 км, диссоциирует под действием солнечной радиации ( $\lambda < 2400$  Å), и за появление линии поглощения ответственно тушение резонансной флуоресценции освобождающихся атомов натрия атомами азота. По мере погружения нижних слоёв атмосферы в тень земли и прекращения вследствие этого процесса диссоциации, свободные атомы Na быстро исчезают, рекомбинируя с атомами хлора, кислорода и т. п. Поскольку процессы тушения могут играть заметную роль только на высотах, не превышающих, примерно, 40 км, постольку, когда тень земли достигает этих высот и в формировании интенсивности  $D$ -линии начинают принимать участие только вышележащие слои атмосферы, где эффект обращения уже не имеет места,  $D$ -линия натрия выступает как линия испускания. Это объяснение представляется нам, однако, мало вероятным. И. А. Хвостикову<sup>3</sup> удалось возбудить резонансную флуоресценцию натрия в призем-

сивности  $D$ -линии натрия (интенсивность линии минус интенсивность фона рассеянного света Солнца в прилегающих областях спектра) при различных зенитных расстояниях Солнца.

Авторы приводят весьма убедительные доводы в пользу того, что линия поглощения, наблюдаемая при зенитных расстояниях от 92° до 95°, обусловлена атмосферным натрием.

Против её отождествления с фраунгоферовой линией свидетельствует как то, что она не наблюдается днём, так и то, что при

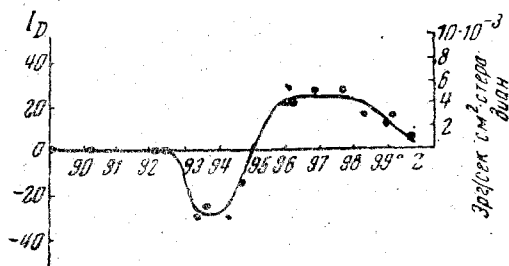


Рис. 2. Интенсивность  $D$ -линии атмосферного натрия в функции зенитного расстояния Солнца.

ных слоях атмосферы, вплоть до высот порядка 1000 м, причём флуоресценция эта, доказывающая присутствие Na на этих высотах, обнаруживалась именно по возрастной рассеивающей способности воздуха в области *D*-линии натрия. Нетрудно видеть, что результат этот, относящийся, правда, к более низким слоям атмосферы, прямо противоречит основному предположению авторов.

Более вероятно, на наш взгляд, другое объяснение, связанное с различием масс воздуха, участвующих в формировании яркости сумеречного неба в различных участках спектра. В самом деле, наличие натрия в нижних слоях атмосферы, доказанное опытами И. А. Хвостикова, должно обуславливать некоторое (и, судя по приведенным в<sup>5</sup> данным, значительное) увеличение коэффициента экстинкции в области самой *D*-линии натрия по сравнению с соседними спектральными областями. Вследствие этого должно возникнуть различие и в эффективной высоте земной тени, т. е. в высоте нижней границы рассеивающего объёма для самой *D*-линии и для соседних участков спектра (сравнить, например,<sup>4</sup>). Так как плотность атмосферы весьма быстро убывает с высотой, то, вследствие указанной «дисперсии» эффективной высоты земной тени, должно возникнуть различие и в интенсивности света, рассеянного атмосферой внутри и вне границ *D*-линии. Это различие будет тем больше, чем больше градиент плотности, а так как последний быстро убывает с высотой, то и различие в интенсивности должно убывать по мере погружения Солнца под горизонт. С другой стороны, это различие должно стираться и при малых углах погружения вследствие уменьшения экранирующей толщи нижних слоёв атмосферы (см., например,<sup>6</sup>). Указанный эффект изменения относительной яркости сумеречного неба в различных участках спектра в результате «дисперсии» эффективных высот земной тени, вызванной различиями в коэффициентах экстинкции, может достигать заметной величины и, повидимому, в значительной мере ответственен за цвет сумеречного неба и его изменения в процессе сумерек при погружении Солнца, меньших 10°.

С этой точки зрения наблюдённое автором обращение *D*-линии атмосферного натрия может являться лишь кажущимся и связанным с убыванием интенсивности фона рассеянного света Солнца внутри линии по сравнению с фоном вне её.

В пользу того, что здесь мы имеем дело с эффектом такого рода свидетельствует и наличие неотмеченного авторами характерного изгиба кривых 5 и 6 (рис. 1) в области длин волн 5860 — 5880 Å, исчезающего как при больших, так и при меньших зенитных расстояниях.

Во всяком случае непосредственное определение интенсивности *D*-линии как разности интенсивностей внутри и вне соответствующего спектрального интервала, как это делалось до сих пор и как это делают авторы, без детального анализа всех факторов, влияющих на формирование яркости сумеречного неба, может вести к серьёзным ошибкам.

Таким образом, одним из существенных результатов реферируемой работы, как нам кажется, является выяснение настоящей необходимости, при интерпретации данных о сумеречной люминесценции натрия, детального рассмотрения всей картины формирования яркости сумеречного неба.

Указанное явление «дисперсии» эффективных высот земной тени значительно легче поддаётся учёту для зенита, чем для других областей неба. Кроме того, в той области неба, где велись измерения, существенную роль должно играть кратное рассеяние, крайне осложняющее картину. Поэтому приходится пожалеть, что весьма интересные и важные результаты, полученные авторами, относятся не к зениту и, тем самым, вряд ли могут быть положены в основу подробного теоретического рассмотрения на основе современной теории сумерек.

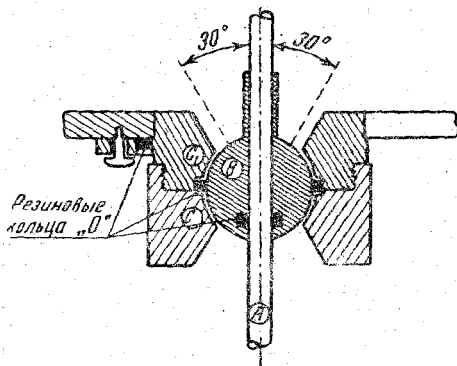
Г. Розенберг

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Черняев и М. Ф. Вукс, ДАН 14, 77 (1937).
2. И. А. Хвостиков, Свечение ночного неба, Изд. Ак. наук СССР, 1948 г.
3. С. Ф. Родионов и Е. Н. Павлова, ДАН 67, 251 (1949).
4. J. Bricard et A. Kastler, Ann. Geophysique 1, 1, (1944).
5. И. А. Хвостиков, УФН 36, 372 (1948).
6. Н. М. Штауде, Изв. АН СССР, сер. геофиз. и географ. 11, 349 (1947).

## ПОДВИЖНЫЕ ВАКУУМНЫЕ ВВОДЫ \*)

По технологическим причинам часто бывает необходимо применение подвижных вводов в вакуумные системы. Наиболее широко распространённым уплотнением, применяющимся для осуществления этой цели, является, повидимому, уплотнение на резине.



В реферируемой статье описывается приспособление, дающее возможность применить это уплотнение для перемещения внутри вакуумной камеры интересующего нас объекта в довольно широком диапазоне углов и расстояний. Это приспособление, показанное на рис. 1, состоит из шара В, вращающегося в шарообразном патроне. Вдоль отверстия шара скользит стержень А; осью отверстия является диаметр шара. И стержень и шар уплотняются с помощью резиновых колец О. В описываемых опытах шар имел диаметр, рав-

ный 25,4 мм. Шар и патрон, в котором он вращается, были обработаны с точностью до сотых долей миллиметра.

Патрон состоит из двух частей С и С<sub>1</sub>. Часть патрона С<sub>1</sub>, прилегающая к вакуум-камере, вакуумно-плотно сочленяется с ней. Способы сочленения могут быть различны. В левой части рисунка показано соединение с помощью ряда болтов (один из которых виден на рисунке), сжимающих резиновое кольцо. В правой части рисунка изображено соединение пайкой. Часть патрона С навинчивается на часть С<sub>1</sub> и уплотняется с помощью резинового кольца О. Данная конструкция позволяет перемещать введённую в камеру деталь в любом направлении в пределах 30°, считая от центрального положения стержня.

Автор статьи указывает, что при испытании описанного выше приспособления имел место вакуум, превосходящий  $10^{-4}$  мм Нг. Ухудшения вакуума при поступательном движении стержня, при поворачивании шара в патроне и при вращении стержня вокруг своей оси обнаружено не было.

В. В. Фёдоров

\*) O. Retzlöff, Rev. Sci. Instr. 20, 4 (1949).

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## СОДЕРЖАНИЕ

С. Г. Суворов, Ленинская теория познания — философская основа развития физики . . . . .	3
В. С. Эдмор, Электроника в ядерной физике . . . . .	51
А. И. Ахиезер и И. Я. Померанчук, Дифракционное рассеяние быстрых нейтронов и заряженных частиц . . . . .	153
У. Горди, Микроволновая спектроскопия . . . . .	201
И. В. Кузнецов, Об одном порочном толковании второго начала термодинамики . . . . .	299
Я. А. Смородинский, Смещение термов водородоподобных атомов и аномальный магнитный момент электрона . . . . .	325
В. С. Вавилов, Опыты по радиолокации луны . . . . .	359
В. И. Лихтман, Физико-химические явления при деформации металлических монокристаллов . . . . .	371
Товарищ Сталин — величайший учёный нашей эпохи . . . . .	477
В. В. Шепель, Физики — лауреаты Сталинской премии . . . . .	496
Г. Б. Жданов, Распад и ядерные взаимодействия остановившихся заряженных мезонов . . . . .	512
Е. А. Порай-Кошиц, Диффузное рассеяние рентгеновских лучей под малыми углами . . . . .	573

## НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ

В. М. Харитонов, Счётчики с большой разрешающей способностью . . . . .	402
Р. Хофштадтер, Кристаллические счётчики . . . . .	426
Л. Д. Розенберг, Вогнутые ультразвуковые излучатели . . . . .	456

## ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Исследование спектра электронов, образующихся при распаде остановившихся мезонов, с помощью камеры Вильсона (Ш.) . . . . .	132
Закономерности альфа-распада (Б.) . . . . .	134
Исследование деления урана, сопровождающегося вылетом альфа-частиц . . . . .	137
Распределение осколков деления урана 235 и урана 233 по энергиям (Б.) . . . . .	138
Исследование кристаллической структуры льда с помощью дифракции нейтронов (И. Ш.) . . . . .	140
Однородные по размерам сферические частицы и их применение в электронной микроскопии (Г. Р.) . . . . .	142

Биологическое действие микрорадиоволн . . . . .	144
Исследование реакций типа (d, p) на магнии, алюминии, кремнии и кислороде (В. А. Лешковцев) . . . . .	307
О капельном методе определения заряда электрона (Р. Г.) . . . . .	313
Наблюдение облаков и дождя с помощью радиолокаторов (Г. Розенберг) . . . . .	315
Приспособление для дозировки газов (В. В. Фёдоров) . . . . .	317
Поляризация электронного пучка при рассеянии (Р. Г.) . . . . .	464
Прецизионный метод измерения энергии $\gamma$ -лучей (И. С. Шапиро) . . . . .	466
Фотографии узких ливней (В. С. Анастасевич) . . . . .	469
Химический состав атмосферы на высоте 70 км (Г. Розенберг) . . . . .	471
Новая теория возникновения первичных космических лучей (В. С. Вавилов) . . . . .	612
Новости спектрофотометрии. 1. Двухступенчатая спектральная сенситометрия с бипризмой. 2. Применение призмы Фери в новом спектрофотометре Бэкмана. 3. Применение новой шкалы для построения прямолинейных кривых почернения (А. Ильина) . . . . .	619
Новые данные о сумеречной люминесценции атмосферного натрия (Г. Розенберг) . . . . .	623
Подвижные вакуумные вводы (В. В. Фёдоров) . . . . .	626

## ХРОНИКА

Научная дискуссия о природе светочувствительности и механизме образования скрытого фотографического изображения (Ю. Гороховский) . . . . .	146
На сессии Отделения физико-математических и химических наук Академии наук СССР (П. Г. Борзяк) . . . . .	319

## БИБЛИОГРАФИЯ

1. Г. Герман и С. Вагенер, Оксидный катод (Н. Д. Моргулис) . . . . .	150
2. З. Г. Пинскер, Дифракция электронов (А. Китайгородский) . . . . .	474

Редактор Г. В. Розенберг.

Техн. редактор Р. П. Остроумова.

Подписано к печати 13/XII 1949 г.  
49,250 тип. зн. в печ. листе

А-15814,

Тираж 3300 экз.

9,5 печ. л. 11,7 уч.-изд. л.  
Цена книги 10 р. Заказ № 86713-я типография Главполиграфиздата при Совете Министров СССР.  
Москва, Гарднеровский пер., 1а.

## СОДЕРЖАНИЕ

Товарищ Сталин — величайший учёный нашей эпохи . . . 477

В. В. ШЕПЕЛЬ

Физики—лауреаты Сталинской премии . . . . . 496

Г. Б. ЖДАНОВ

Распад и ядерные взаимодействия остановившихся заря-  
женных мезонов . . . . . 512

Е. А. ПОРАЙ-КОШИЦ

Диффузное рассеяние рентгеновских лучей под малыми  
углами . . . . . 573

## ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Новая теория возникновения первичных космических лучей (В. С. Ва-  
виллов) . . . . . 612

Новости спектрофотометрии 1. Двухступенчатая спектральная сенсито-  
метрия с бипризмой. 2. Применение призмы Фари в новом спектро-  
фотометре Бэкмана. 3. Применение новой шкалы для построения  
прямолинейных кривых почернения (А. Ильина) . . . . . 619

Новые данные о сумеречной люминесценции атмосферного натрия  
(Г. Розенберг) . . . . . 623

Подвижные вакуумные входы (В. В. Федоров) . . . . . 628