

О МОЛЕКУЛЯРНОМ ПУЧКЕ.

Н. Н. Семенов.

§ 1. Получение молекулярного пучка и критическая температура конденсации молекул. § 2. Ориентированный рост кристаллов. § 3. Попытки выяснения механизма явления критической температуры конденсации. § 4. Непосредственное определение скоростей и свободных длин путей молекул. § 5. Непосредственное определение магнитных моментов атомов. Заключение.

§ 1. ПОЛУЧЕНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПУЧКА И КРИТИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРА КОНДЕНСАЦИИ МОЛЕКУЛ.

Молекулярным пучком называется струя молекул, летящих в одном направлении в полном вакууме. Такой пучок молекул был впервые осуществлен Дюнуайе [1] (Dunoyer) в 1911 году и подробнее исследован Вудом [2,3] и Кнудсеном [1,3] в 1915 и 1916 г.г.

На рис. 1 изображен прибор Вуда. Вся трубка откачивается насосом до хорошего вакуума. В конце *A* помещен металл, нагреваемый наружной электрической печкой. Испаряющиеся молекулы металла вырываются в широкую часть трубки и распространяются вниз. Если весь прибор погрузить в Дьюаровский сосуд с жидким воздухом, то последующие явления рисуются в таком виде. Сверху, начиная от границы жидкого воздуха, внутренние стенки стеклянной трубки покрываются с течением времени толстым слоем дестилирующегося металла. Плотность этого слоя постепенно убывает книзу, доходя до 0 на расстоянии 1—2 см под границей жидкого воздуха. Дальше, до самого сужения *B* трубки, металлический налет отсутствует. Верхний конус перетяжки *B* опять покрыт налетом металла. Нижний конус и весь шарик *C* остается совершенно чистой (сколько бы времени ни

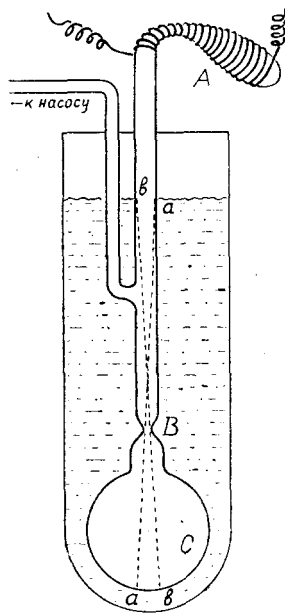


Рис. 1.

продолжался опыт), исключая небольшого резко очерченного пятна вокруг точки, находящейся прямо под перетяжкой *B*. Диаметр пятна определяется пересечением пунктирных прямых *aa* и *bb*, проходящих через место пересечения верхней трубки с границей жидкого воздуха и краем перетяжки. Такая картина совершенно очевидно доказывает следующий характер явления. Вырываясь из *A*, пар стремится дистиллировать в нижние части прибора. Но молекулы пара, ударяясь о стенки стекла, охлажденного жидким воздухом до температуры -140°C , прилипают к поверхности после первого же удара, образуя слой металла. Без объяснения очевидно, что плотность осадка при этом должна, уменьшаясь, сходить на-нет по мере удаления от границы жидкого воздуха. Вблизи перетяжки *B* сквозь широкую трубку, очевидно, будут пролетать те молекулы, которые без столкновения со стенкой пройдут все пространство от границы жидкого воздуха до перетяжки. Часть из этих молекул конденсируется на конусе перетяжки *B*, часть проходит сквозь перетяжку, образуя в шарике *C* резко ограниченный пучок молекул пара,двигающихся в одном направлении¹⁾; границы этого пучка определяются, очевидно, конусом, образованным прямыми *aa* и *bb*, соединяющими точки сечения трубки границей жидкого воздуха и точки сечения наиболее узкой части перетяжки.

Попадая на дно шарика *C*, пучок конденсируется, образуя резко очерченный круг. Полное отсутствие налета на остальных частях шарика доказывает наше основное предположение, что стекло, охлажденное до температуры -140°C , захватывает молекулу металла и в первом же ударе. Кроме того, это доказывает, что столкновением молекул пучка между собой можно пренебречь. Если наполнить прибор газом, напр., водородом при 0,01 мм, то границы пятна размываются, и налет покрывает весь шарик. Это, очевидно, происходит в результате столкновения молекул пучка с молекулами газа.

Если убрать сосуд с жидким воздухом, то явление идет совсем иначе. Сперва вся трубка покрывается налетом металла, равно как и весь шарик *C*, и только после этого толщина слоя начинает сильнее расти вокруг точки расположенной прямо под перетяжкой нежели в остальных частях шарика. Можно еще опыт произвести так: покрыть сперва налетом металла всю трубку выше шарика, а шарик оставить чистым и приложить ватку, смоченную жидким воздухом, к нижней части шарика. Тогда опять получается резко пятно вокруг *O* того же размера, что и в присутствии Дьюарова сосуда, остальная же часть шарика остается чистой. Эти опыты доказывают: 1) что в отсутствии

¹⁾ Прямолинейность распространения молекул может быть наглядно показана явлением тени. Именно, если на пути пучка поставить преграду, напр., тонкую проволоку, то на поверхности пятна видно ее геометрическое изображение в виде полоски чистого стекла на фоне пятна.

жидкого воздуха, когда стенки стекла находятся при комнатной температуре, молекулы металла лишь после многократных отражений конденсируются, наконец, на стенках, 2) что стенки стекла, покрытые слоем металла, при комнатной температуре ведут себя так же, как чистые стеклянные стенки при -140°C , т.-е. молекулы металла прилипают к металлической же поверхности тотчас, т.-е. после первого же столкновения, даже и при комнатной температуре.

Если весь прибор опустить в жидкий воздух, как это изображено на рис. 1, но изменить конструкцию прибора в том смысле, что ввести внутрь шарика стеклянную ножку, подогреваемую до комнатной температуры впаянными в нее проволоками, по которым идет ток, при чем расширенный конец ножки поместить против перетяжки, т.-е. на пути пучка, — то молекулы будут отражаться от поверхности ножки и попадать в верхнюю часть шарика, где и будут тотчас же конденсироваться, так как температура здесь ниже -140°C . Вся нижняя часть шарика под плоскостью шлифованной поверхности ножки должна оставаться совершенно чистой. Так именно и происходит дело на опыте.

Из кинетической теории газов вытекает, что направление, по которому отражается молекула, падающая на поверхность, может быть всевозможным в пределах, допускаемых формой поверхности ¹⁾. Однако вероятность того, что молекула отразится так, что ее направление движения будет находиться внутри некоторого телесного угла $d\Omega$, зависит от угла φ между направлением $d\Omega$ и нормалью к отражающей поверхности, именно эта вероятность будет пропорциональна:

$$W = k' \cos \varphi d\Omega.$$

При большом числе отражающихся молекул, число таких, которые отразятся внутри определенного угла $d\Omega$, будет пропорционально вероятности W . Следовательно

$$dn = k \cos \varphi d\Omega.$$

Если все отраженные молекулы конденсируются после первого же удара на сфере радиуса R , в центре которой расположена отражающая поверхность (опыт Вуда), то плотность осадка ρ в элементе поверхности dS сферы, вырезаемой конусом телесного угла $d\Omega$, будет

$$\rho = \frac{k \cos \varphi \Omega}{dS} = \frac{k \cos \varphi d\Omega}{R^2 d\Omega} = A \cos \varphi.$$

¹⁾ Молекула, конечно, может отразиться лишь наружу, а не может пройти сквозь поверхность. Отсутствие зеркального отражения объясняется тем, что для молекулы поверхность, как бы она полирована ни была, не является гладкой, так как и твердое тело также состоит из молекул же.

Т.-е. ρ будет пропорционально косинусу угла между перпендикуляром к отражающей поверхности и вектором, соединяющим центр этой поверхности с той точкой на сфере, где плотность измеряется. Конечно, это рассуждение верно при предположении, что отражающая поверхность мала в сравнении с радиусом R сферы. В опытах Вуда это собственно не имело места. Но вычислениями можно было показать, что при имевших место в опыте Вуда условиях влияние погрешности, вносимой конечными размерами поверхности, было все же очень мало.

Фотометрируя осадок кадмия, Вуд показал, что закон косинуса оправдывается. Однако фотометрирование было связано с большими погрешностями. Точная проверка закона косинуса принадлежит Кнудсену, который, работая, со ртутью определял количество сконденсировавшейся ртути в разных частях шарика прямым взвешиванием ртутных капель после того, как удалялся жидкий воздух и прибор наполнялся воздухом. При этом он воспользовался следующим остроумным соображением. Если отражающая поверхность есть некоторый участок dS внутренней поверхности шарика (а не центр, как у Вуда), то, как нетрудно показать простым геометрическим рассуждением, закон косинуса распределит осадок отраженных молекул равномерно по всей сфере. А установить равномерность осадка гораздо легче, чем проверить закон косинуса в условиях Вуда. На деле, Кнудсен нагревал извне металлическим стержнем один участок шарика, погруженного в жидкий воздух, как раз тот, на который падал пучок.

Дальше Кнудсеном был выяснен вопрос о том, с какой степенью точности можно считать, что поверхность стекла при температуре -140°C действительно поглощает каждую попавшую на нее молекулу металла. Им были проделаны опыты с кадмием, ртутью и цинком. Он работал со специальным, довольно сложным прибором; поверхностью, на которую падал пучок, служила наружная стенка пробирки впаянной внутрь шарика. Наливая в эту пробирку жидкий кислород или различные охлаждающие смеси, можно было поддерживать отражающую поверхность при любой, строго определенной (с помощью толуюлового термометра), температуре.

Он нашел, что при $t = -140^\circ\text{C}$ для всех металлов в среднем на 10000 падающих на поверхность молекул отражается не больше двух. Такой же величиной, по мнению Кнудсена, является число отраженных молекул от слоя металла, но уже при комнатной температуре. Впрочем это последнее заключение довольно сомнительно. Так, в одном из опытов с металлической поверхностью Кнудсен сам получил число отраженных молекул 10 на 100 падающих.

В случае ртутного пучка Кнудсен проделал ряд опытов при различных температурах отражающей поверхности, при чем в опыте при $t = -77,5^\circ\text{C}$ (в пробирке углекислота с эфиром) поверхность

стекла отражала так же хорошо, как и при комнатной температуре, т.е. почти нацело. Прodelывая ряд измерений между -140°C и $-77,5^{\circ}\text{C}$, Кнудсен ожидал найти постепенное нарастание коэффициента отражения от величины, близкой к нулю при -140°C до величины, близкой к единице, найденной для -77°C . Однако на деле оказалось иначе: до температуры -130°C коэффициент отражения оставался ≈ 1 (согласно точности измерения Кнудсена из 10000 падающих молекул не больше двух прилипало). При -140°C , наоборот, коэффициент отражения делался равен 0; вернее — из 10000 падающих не больше 2 отражалось. Интервал между -140 и -130 Кнудсен не исследовал. Ему так и не удалось найти переходной области. Если она и есть, то во всяком случае уже, чем 10°C . Итак, для поверхности стекла, в смысле отражения падающих на нее металлических молекул, существует как бы некая «критическая температура», выше которой все молекулы отражаются, ниже — все прилипают. Для кадмия, цинка и магния Кнудсен установил лишь интервал, в котором лежит критическая температура. То же в особых опытах он сделал для серебра и меди. Приводим его данные:

Металл:	Критич. температура:
	между
Ртуть	-140 и -130 .
Цинк	-140 и -78 .
Кадмий	
Магний	
Медь	350 и 575 .
Серебро	575 .

Если поверхность, на которую падает пучок, находится при температуре выше критической, след от пучка не появляется. По этому явлению Вуд также сделал определение ряда критических температур. Его результаты таковы:

Вещество:	Критич. температура:
Ртуть	между -130 и -150 .
Кадмий	около -100 .
Иод	около -60 .

Однако как ни мала вероятность прилипания молекул к стеклу при температуре выше критической, она, очевидно, имеет какую-то величину, и именно это обстоятельство делает понятным всегда наблюдаемое явление конденсации пара на стенках. Из-за малого коэффи-

циента отражения металла от металла, случайно приставшая молекула делается центром конденсации пара. В работах Вуда и Кнудсена есть указания на то, что при температурах выше критической металлический осадок при рассмотрении в микроскоп состоит из удаленных друг от друга кристалликов, при температурах же ниже критической осадок сплошной или почти сплошной.

§ 2. Ориентированный рост кристаллов.

Фольмером [6, 7, 8, 9] был произведен ряд опытов по изучению конденсации молекулярного пучка на стеклянную пластинку, температура которой была выше критической. Работы свои он производил главным образом с кадмием и отчасти с цинком и ртутью. Стеклянная пластинка, на которую падает пучок, помещалась под различными углами к направлению пучка. В первые несколько минут опыта на пластинке не получалось изображение пучка, из-за отражения от стенок сосуда вся пластинка покрывалась слабым налетом конден-

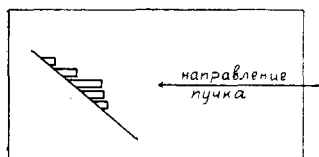


Рис. 2.

сирующегося металла. Однако, после того, как стенки покрывались легким слоем кадмия, они (с гласно с результатами Кнудсена) переставали отражать, и на пластинке начал расти налет металла только в том месте, на которое падал пучок. Рассматривая после опыта пластинку, Фольмер обнаружил, что, вообще говоря, матовый налет металла при

некотором угле зрения вдруг начинает отражать свет, как зеркало. Этот угол совершенно не зависел от положения плоскости пластинки по отношению к направлению пучка, но только от направления пучка. Микроскопическое исследование осадка показало в чем причина такого удивительного явления. Оказалось, что налет состоит сплошь из отдельных маленьких кристаллов, имеющих форму призм (кадмий кристаллизуется в гексагональной системе). Ребра этих призм направлены навстречу пучку. Верхняя грань этих призм перпендикулярна к ребрам и, следовательно, перпендикулярна к направлению пучка. Эта грань очень правильно образована, и она-то и отражает свет. Естественно поэтому, что угол отражения, наблюдаемый вначале, соответствует зеркалу с плоскостью, перпендикулярной пучку, и не зависит от ориентации пластинки. Роль этой пластинки чисто пассивная; она сечет призмы под углом к их оси, как это изображено на рис. 2.

Почему при молекулярном пучке кристаллы могут расти только одной определенной гранью, соответствующей ориентации гексагональных призм? Несомненно, что зародышевые кристаллы могут быть ориентированы как угодно по отношению к пучку, и, казалось бы,

всякая грань с тем же успехом могла бы расти навстречу пучку. Анализируя этот вопрос, Фольмер приходит к такому выводу: вероятность α прилипания молекулы к грани кристалла, соответствующей основанию призмы, близка к 1, в то время как для других граней она много меньше. От других граней молекулы чаще отражаются, чем прилипают. Поэтому из всевозможных зародышевых кристаллов развиваются лишь те, которые имеют грань основания призмы, перпендикулярно к пучку расположенную.

Нельзя сказать, чтобы такое заключение было прямым следствием опытов Фольмера, но это есть единственное пока существующее объяснение результатов рассматриваемого явления. Наблюдая как растут кристаллики, Фольмер заметил, что сперва они гораздо быстрее растут в ширину, чем в высоту, сохраняя, однако, все время правильно образованную грань, перпендикулярную пучку. Этот рост в ширину сперва почти в 1.000 раз больше максимально возможного теоретического значения. Достигнув некоторой величины, кристалл начинает все медленнее расти в ширину и, наконец, совсем перестает. Соответственно с этим, рост в высоту делается все больше, достигая, наконец, некоторого определенного значения, соответствующего теоретически вычисленному при предположении, что $\alpha = 1$. Для объяснения этого явления Фольмер делает такое предположение. Атом металла, попадая на поверхность кристалла, не сразу входит органически в состав кристалла, не сразу находит свое место в пространственной решетке, но сперва входит с поверхностью кристалла в некоторую промежуточную связь, примерно такого же характера, как связь абсорбированных поверхностью газов, в явлении абсорбции газов. При этом он может передвигаться по поверхности и при небольших размерах кристалла доходит до границы поверхности и здесь уже входит окончательно в решетку кристалла, вызывая рост кристалла в ширину. При достаточно больших размерах кристаллика он не успевает дойти до границы, так как раньше этого успевает связаться органически с кристаллом на плоскости основной грани, вызывая рост в высоту. Эта сама по себе очень гипотетическая, точка зрения находит себе подтверждение в тех выводах, которые сделал Лэнгмюр^[10] из своих опытов по абсорбции и конденсации. Но об этом речь будет ниже.

§ 3. Попытки выяснения механизма явления критической температуры конденсации.

Переходим к выяснению вопроса о том, в чем же заключается механизм удивительного явления, открытого Вудом и Кнудсеном. В цитированной только что работе Лэнгмюр приходит к такому представлению о механизме отражения молекул от поверхности твер-

дых тел¹⁾. По его мнению между моментом времени, когда молекула ударяется о поверхность, и моментом, когда она покидает ее, как говорилось до сих пор «отражается» от поверхности, проходит некоторое конечное время τ . Молекула при ударе связывается с поверхностью и пребывает там до тех пор, пока случайным тепловым толчком молекулы твердого тела наша молекула не будет вытолкнута с поверхности. Это мы и принимаем за отражение. Явление совершенно аналогично поведению, например, металлического пара над металлом. Здесь никто, конечно, не предполагает, что молекулы пара всегда тотчас отражаются при ударе о поверхность металла. Наоборот, мы считаем, что при этом они конденсируются, но зато вылетает какая-нибудь другая молекула из металла. Таким образом устанавливается некое подвижное равновесие, когда число конденсирующихся молекул равно числу испаряющихся, чем и определяется упругость пара. Если мы искусственно будем убирать пар, то число конденсирующихся молекул будет меньше числа испаряющихся, и металл будет все время испаряться, пока не улетит весь.

По Лэнгмюру, совершенно аналогичное явление происходит и при ударе молекулы металла об инертное вещество, например, о стекло. Надо сказать только, что очень тонкие слои металла испаряются крайне быстро; это указывает на то, что связь между атомами металла и стекла гораздо меньше, чем связь атомов металла между собой. А значит и время, в течение которого атом металла остается связанным с поверхностью стекла, гораздо меньше времени связи его с металлом. Остается еще указать, что скорость испарения, как известно, очень сильно увеличивается с увеличением температуры.

Итак, пусть имеем металлический пучок, падающий на поверхность стекла, имеющую температуру T . Если количество испаряющихся атомов металла за 1 времени с поверхности стекла при температуре T меньше, чем число атомов, приносимых за 1 времени пучком, то, очевидно, никакого осадка мы замечать не будем и будем считать, что все молекулы нацело отражаются. Только при достаточно долгих экспозициях может оказаться, что два или несколько атомов металла встретятся случайно на поверхности стекла и соответственно с их более крепкой связью дольше пробудут на поверхности. За это время к ним успеют пристать еще несколько атомов, и таким образом начнет расти кристаллик. Такого, вероятно, происхождение наблюдаемых Фольмером кристаллов.

Представим себе теперь, что при той же самой интенсивности пучка мы понизили настолько температуру стеклянной пластинки,

¹⁾ Лэнгмюр совсем вскользь касается этого вопроса. В последнее время Л. Френкель разработал теоретически приложение точки зрения Лэнгмюра к явлению критической температуры, при чем излагаемые ниже соображения стали ясными автору лишь из работы Френкеля.

что число испаряющихся атомов стало чуть меньше, чем число падающих. Тогда в каждый момент времени на пластинке будет иметься некоторое число атомов металла; прибывающие из пучка атомы будут связываться с этими атомами металла и в силу прочности связи металла с металлом не будут испаряться. Вновь прибывающие атомы будут все увеличивать этот металлический налет, пока вся пластинка сплошь не покроется очень мелко кристаллическим слоем металла, который дальше будет беспрепятственно расти, так как при этой температуре скорость испарения металла с металла же ничтожно мала. Итак, такая температура, при которой скорость испарения металла со стекла будет меньше скорости конденсации металла из пучка, будет обладать всеми свойствами критической температуры Вуда и Кнудсена. Однако при такой трактовке значение этой температуры будет зависеть от интенсивности пучка, т.е. от числа молекул, приносимых на единицу поверхности пучком, будет тем меньше, чем меньше интенсивность. Такого рода факт ни Кнудсеном, ни Вудом не был замечен.

В последнее время мною [12] были поставлены опыты, повидимому подтверждающие точку зрения Лэнгмюра. На-ряду с этим Я. И. Фрепкель [11] развил теоретически точку зрения Лэнгмюра и пришел к численным результатам, совпадающим с данными, полученными мною.

Поставив своей задачей точное определение критических температур, мы, по совету академика А. Ф. Иоффе, применили следующий метод. Была взята медная пластинка шириной в 1 см и длиной в 10—15 см. Против середины ее на расстоянии 3—10 мм помещалась нихромовая проволока, на которую осаждался электролитически слой исследуемого металла (*Cd*, *Zn*). На рис. 3 изображена в увеличенном виде средняя часть пластинки; посредине видна находящаяся не в фокусе нихромовая проволока, покрытая слоем металла. Эти металлические части помещались внутри пробирки, погруженной в жидкий воздух; из верхней части выкачивался воздух мощными насосами — так, что давление воздуха в приборе не превышало 10^{-5} мм. Пластинка нижним концом упиралась в дно пробирки, где было налито небольшое количество ртути. При погружении в жидкий воздух ртуть замерзала и через теплопроводность поддерживала нижний конец пластинки при температуре, близкой к -140°C .

На верхнем конце пластинки была намотана маленькая нихромовая печка, накаливаемая током, которая поддерживала температуру верхнего конца при некоторой температуре. Обычно мы выбираем температуру около 10°C . Итак, нижний конец пластинки был при температуре -140°C , верхний — при 10°C . Вдоль пластинки благодаря теплопроводности происходило падение температуры от 10° до -140° . Ряд термоэлементов, припаянных к наружной стороне пластины, показывал,

что падение температуры вдоль пластины почти точно равномерное. Накаливая нихромовую проволоку током, мы нагреваем слой Cd или Zn , покрывающий ее, и молекулы испаряющегося металла по всем направлениям вылетают с поверхности проволоки. При этом они могут попасть или на поверхность пластины, или на внутренние стеклянные стенки пробирки. Так как пробирка погружена в жидкий воздух, то стеклянная поверхность имеет температуру заведомо ниже критической, поэтому каждая молекула металла, попадающая на стекло, прилипает к нему. Что касается молекул, попадающих на поверхность пластины, то если они попадают на верхние части пластины, где температура выше критической, то они отражаются и раз отразившись

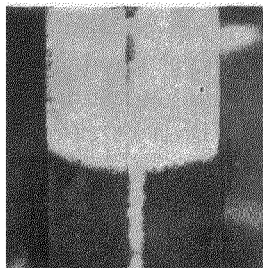


Рис. 3.

поглощаются стеклом, если же они попадают в нижние части, где температура ниже критической, то прилипают, образуя слой металла. Кнудсен и Вуд лишь для Hg определили, что интервал температур, выше которого молекулы отражаются от стекла, ниже — прилипают, не превышает 5° . Для Cd и Zn этот интервал был определен с гораздо меньшей точностью. Нашим методом мы могли выяснить вопрос о величине интервала температур, в котором может происходить и отражение и прилипание по степени размытости границы

осадка. Кроме того, покрывая медную пластинку тонкими слоями пинеина, парафина и слюды¹⁾, мы могли исследовать явление критической температуры для ряда новых веществ, кроме стекла. Первые опыты были сделаны с пинеином, на черной поверхности которого слой металла особенно отчетливо виден. На фотографии (рис. 3) изображен полученный нами результат. Слой металла имел совершенно резкую и отчетливую границу. Переходная область распространялась не больше как на $1^\circ - 2^\circ$. Однако нам сразу бросилось в глаза следующее удивительное явление. Граница представляла собой не прямую линию, а дугу, выпуклость которой была направлена вверх. Такое направление выпуклости противоположно тому, которое можно было ожидать при предположении, что проволока лучеиспусканием нагревает поверхность пластины, при чем это нагревание в середине больше, чем по бокам.

Изменяя относительное положение проволоки и пластины, мы обнаружили, что выпуклость дуги увеличивается при приближении нити к пластине и делается несимметричной, когда проволока поме-

¹⁾ Рядом опытов мы доказали, что при достаточно тонких слоях температура поверхности нанесенного вещества не больше, чем на 2° отличается от температуры пластины.

щена не против середины пластины, а с краю, при чем верхняя часть дуги всегда против проволоки.

Единственным объяснением этого явления следует считать предположение о зависимости критической температуры от количества молекул, падающих на поверхность, т.-е. от плотности молекулярного потока ¹⁾, что соответствует точке зрения Лэнгмюра и Френкеля, изложенной ниже. Форма дуги, вычисленная при этом предположении из теории Френкеля, вообще хорошо совпадает с той, что получается из опыта. Мы пробовали проверить непосредственно этот результат, меняя сильно интенсивность потока (накалом проволоки) и определяя критическую температуру верхней части дуги. Однако здесь мы встретились с большими затруднениями: при очень малой интенсивности налет или совсем не появляется, или он крайне неопределенно выражен, при очень большой — вся пластина нацело покрывается налетом. Последнее, очевидно, связано с большой вероятностью встреч двух и нескольких молекул металла в разных частях пластины и к появлению в результате этого центров кристаллизации (как это было у Фольмера) и при температурах ниже критической. Вообще оказалось, что появление производится в том виде, как оно изображено на фотографии, только в очень узких пределах изменения интенсивности потока, чем, вероятно, и следует объяснить довольно малые колебания в определенной нами из разных опытов критической температуре, соответствующей верхней границе дуги. Кроме интенсивности потока, для хорошего воспроизведения явления играет какую-то, не вполне еще выясненную, роль время экспозиции.

Совершенно такое же явление мы наблюдали при осаждении *Cd* и *Zn* на слюду и парафин. Покрыв половину пластины парафином и половину слюдой, мы заметили, что граница на слюде значительно выше, чем на парафине, при чем эта разница соответствовала разнице на 10°С в критических температурах осаждения *Cd* и *Zn* на слюду и парафин. В заключение укажу, что по просьбе Я. И. Френкеля нами был проделан опыт, при котором по возможности тщательно было определено положение проволоки во время опыта, затем взвешиванием проволоки до и после опыта было определено число испарившихся молекул и, кроме того, была измерена критическая температура T_{max} в вершине дуги и T_{min} у края. Пользуясь нашими данными, Френкель вычислял по своим формулам величину $T_{max} - T_{min}$, которая почти точно совпала с измеренной нами величиной (5°С).

¹⁾ Так как молекулы металла испускаются проволокой равномерно во все стороны, то плотность потока, т.-е. число молекул, попадающих на единицу поверхности пластины, будет больше в том участке пластины, который находится против проволоки т.-е. на наименьшем от него расстоянии, чем по краям.

§ 4. Непосредственное определение скоростей и свободных длин путей молекул.

Идея прямого экспериментального определения средней скорости молекул заключается в следующем.

Представим себе малый замкнутый сосуд G (см. рис. 4), наполненный газом. Пусть температура сосуда будет T . Сосуд G помещен внутри другого большого сосуда V , из которого нацело выкачан воздух. В сосуде G просверлено маленькое круглое отверстие L . Тогда из этого отверстия по всем направлениям будут вылетать молекулы газа со скоростями, соответствующими температуре T . Круглая диафрагма B выделяет из этого потока молекул узкий пучок, который попадает на пластину P около точки a и конденсируется здесь,

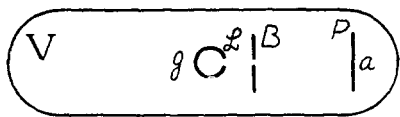


Рис. 4.

в виде резкого круглого пятна с центром в точке „ a “. Такое явление, как мы знаем, будет иметь место, если температура P будет ниже критической температуры осаждения рассматриваемых молекул на данную поверхность.

Если мы теперь приведем весь аппарат во вращательное движение вокруг оси, совпадающей, например, с перпендикуляром к плоскости чертежа, восстановленном в точке L , то пятно на пластине P будет смещено в сторону, противоположную вращению. Действительно, за то время пока молекула пролетает l от L до P , т.-е.

за время $\tau = \frac{l}{v}$, точка „ a “ переместится на расстояние $s = 2\pi l \nu \tau$

и молекула встретит пластину P в точке отстоящей от a на расстояние $= s$. Здесь через v мы обозначаем скорость молекулы, и через ν — число полных оборотов нашего прибора в секунду. Согласно закону распределения скоростей Максвелла, скорости газовых молекул при всякой температуре T весьма разнообразны. Однако большинство молекул обладает скоростями, очень близко группирующимися около так называемой средней квадратичной скорости, которая всецело определяется температурой газа и может быть легко вычислена. Поэтому мы будем предполагать в дальнейшем, что все молекулы обладают одинаковой скоростью v .

В таком случае пятно, получающееся от осаждающихся на P молекул, сохранив свою форму, переместится при вращении прибора так, что центр смещенного пятна будет отстоять от „ a “ на расстоянии $s = \frac{2\pi \nu l^2}{v}$. Измеряя это расстояние s и зная число оборотов в секунду ν , при котором такое смещение получилось, легко найти v .

По существу опыт, произведенный на самом деле Штерном [13, 14] (1920 г.), отличался лишь тем, что вместо испускающей

молекулы малого круглого отверстия был применен линейный источник молекул в виде тонкой платиновой проволоки, на которую был нанесен слой серебра (L на рис. 5). При достаточном нагревании проволоки током серебро испарилось, и таким образом осуществилось испускание молекул тонким линейным источником.

Как известно, скорость молекул определяется только температурой и молекулярным весом; от давления же и агрегатного состояния она не зависит.

Кроме того, в опыте Штерна вместо одной диафрагмы были взяты две, также не круглые, но щелевидные; прибор Штерна схематически изображен на рис. 5.

Следует отметить впрочем, что такая замена круглого источника линейным вызывает существенную разницу в расчете. Действительно, так как молекулы вылетают не только по направлениям, перпендикулярным к проволоке, но и по всем другим, то в зависимости от того, какой угол составляет направление их скорости с проволокой, они будут пролетать разное время от источника до пластины P ; соответственная величина l для них, очевидно, будет разная. Вместо резкой полоски осажденного серебра при покое приборе, при вращении будет получаться размытая картина; расчет также сильно затруднится. Однако если длина проволоки, испускающей серебряные молекулы значительно меньше, чем расстояние l до пластины, то влияние указанной причины будет невелико. В опытах Штерна, где $l = 6$ см, а длина испускателя — 1,5 см, величина s могла измениться для разных направлений скоростей молекул всего в пределах 3%, что было значительно меньше других ошибок опыта, достигавших 10 — 15%.

Очень большие трудности пришлось преодолеть Штерну, чтобы достигнуть внутри измерительного сосуда вакуума в 0,0001 мм при наличии вращения отдельных частей прибора со скоростями до 2700 оборотов в минуту.

Выше уже было указано, что критическая температура прилипания серебра как к металлическим, так и к диэлектрическим поверхностям, повидимому, выше комнатной температуры. Поэтому в покое приборе Штерн наблюдал на пластине при действии испускателя появление резкой и тонкой (шириной 0,3 мм)

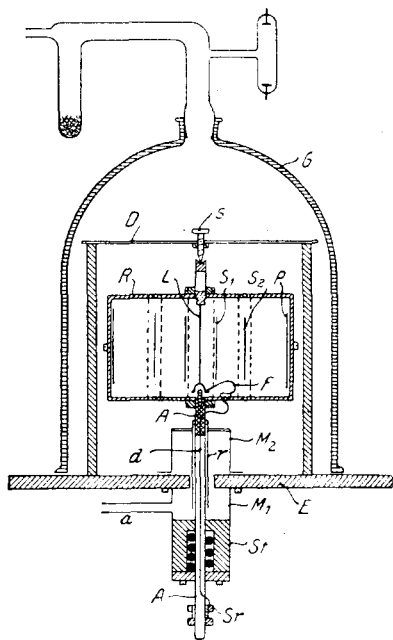


Рис. 5.

полоски осажденного серебра. При вращении прибора полоска также была достаточно резкая и почти той же ширины, но она была перемещена сравнительно с первым опытом на 0,4—0,6 мм. Так как это весьма малая величина, то для большей точности определения величины S Штерн продельвал опыт в такой последовательности. Сперва он получал осадок при вращении прибора в одну сторону, потом в другую при одном и том же числе оборотов. При этом расстояние между полосками удваивалось (рис. 6). Это расстояние между ними было: при 1500 оборотов в минуту — 0,8 мм, при 2400 оборотов — 1,12 мм при

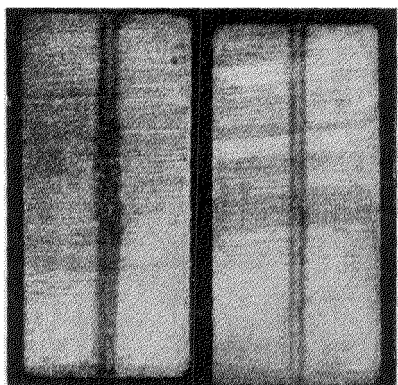


Рис. 6.

2700 оборотов — 1,26 мм. Соответственные значения s получаем делением на 2. Отсюда для v получаются следующие значения: $v_1 = 640 \frac{\text{м}}{\text{сек.}}$, $v_2 =$

$$= 643 \frac{\text{м}}{\text{сек.}}, v_3 = 675 \frac{\text{м}}{\text{сек.}}$$

в пределах 5% постоянно. Все эти опыты были произведены при одной и той же температуре проволоки 1200°C. Эта температура определялась оптическим пирометром.

Средняя квадратичная скорость в условиях испускания молекул в пу-

$$\text{стоту} = \sqrt{\frac{4RT}{M}}, \text{ где } R — \text{газовая по-}$$

стоянная, M — молекулярный вес, T — абсолютная температура. Если предположить, что пары серебра подобно другим более летучим металлам одноатомные, то M равно атомному весу серебра.

Вычисляя v для $T = 1200 + 273 = 1473$, получаем $672 \frac{\text{м}}{\text{сек.}}$, т.-е.

величину, близко согласующуюся с опытными данными. Должен впрочем заметить, что по моему мнению та скорость, которую определяет Штерн, должна на 20% отличаться от средней квадратичной скорости. По произведенному мной расчету определяемая Штерном скорость есть просто средняя арифметическая скорость обычно равновесного Максвеллова распределения скоростей. Впрочем само собой разумеется, что эти опыты Штерна связаны с очень большими погрешностями как в измерении расстояния между полосками, которое всего в 3 раза больше ширины полоски, так и в определении температуры нити, которая, по собственному признанию Штерна, неодинакова вдоль всей проволоки из-за того, что серебро плавится и собирается в капельки. Поэтому не приходится ждать точных количественных результатов. Но получение правильного порядка величины и резкость эффекта позволяют надеяться, что в будущем этот метод даст сильное орудие в руки физиков. С помощью этого метода можно будет иссле-

довать массы различных молекул, т.е. их состав при высоких температурах и низких давлениях. Так как разные молекулы дают разное отклонение, можно регистрировать все имеющиеся налицо сорта молекул.

Далее, исследуя микрофотометром распределение толщины серебряного слоя вдоль ширины полосы, можно было бы экспериментально проверить закон распределения скоростей Максвелла. Обнаружение отклонений от закона Максвелла могло бы пролить свет на очень трудный и спорный вопрос о том, следует ли и каким образом следует прилагать теорию квантов к прямолинейному движению атомов и молекул.

Почти одновременно со Штерном, Борн [15] показал, что с помощью молекулярного пучка можно найти непосредственно среднюю длину пути молекулы в газе. Величина эта до этого также никогда не была измерена прямым методом.

В кончике S (см. рис. 7) кварцевой трубки Q положен кусочек серебра. При подогревании S электрической печкой серебро начинает испаряться. Таким образом S является испускателем атомов серебра. Сначала опыт производится в хорошем вакууме. Диафрагма R выделяет из этого потока атомов пучок, который, распространяясь дальше, частью проходит сквозь диафрагмы P_1 , P_2 , P_3 , P_4 (все P сделаны из латуни). Число атомов n_{20} , прошедших сквозь диафрагму P_2 , будет меньше, чем число атомов n_{10} , прошедших сквозь диафрагму P_1 , в силу того обстоятельства, что пучок атомов расходящийся и часть атомов, прошедших сквозь P_1 , попадает на металлические края пластины P_2 (вблизи отверстия) и там конденсируется. Итак, по условию опыта $n_{10} > n_{20} > n_{30} > n_{40}$ (значок o относится к измерениям в пустоте). Переходим теперь к случаю, когда сосуд C наполнен газом (в опытах Борна воздухом при давлениях около 10^{-9} мм).

Из кинетической теории газов известно, что из числа n_0 атомов, которые могли бы попасть на данную поверхность в полной пустоте, число таких, которые дойдут до нее без столкновения при давлении p газа, будет

$$n_1 = n_0 e^{-\frac{x_1}{\lambda}}, \quad (a)$$

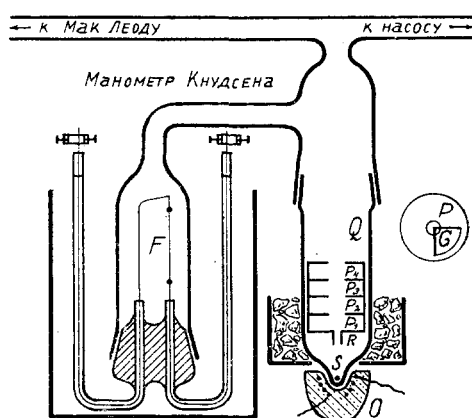


Рис. 7.

где x —расстояние от источника атомов до данной поверхности, а λ —так называемая средняя свободная длина пути атома в окружающем газе. Согласно кинетической теории

$$\frac{1}{\lambda} = \pi N \sigma^2 \sqrt{1 + \frac{m' T'}{m T}}, \quad (b)$$

где N —число атомов газа в единице объема σ сумма радиусов атома и молекулы газа, наполняющего сосуд— m , m' , T , T' —массы и температура молекул газа и атомов серебра. Так как N пропорционально давлению газа, то $p\lambda$ должно быть постоянной величиной. Правильность зависимости $p\lambda = \text{const}$ подтверждается рядом фактов, как-то: величина внутреннего трения, теплопроводность газа и т. д. Из этих же величин вычисляется по формулам кинетической теории численное

значение λ . Однако для случаев, когда имеется свободная длина пути одного сорта молекул в среде других, как это имеет место в условиях опыта Борна, в нашем распоряжении нет данных для ее вычисления.

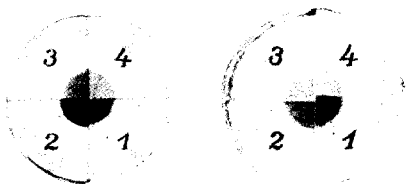


Рис. 8.

Итак, согласно формуле (a) число атомов серебра, проходящих сквозь диафрагму P_1 в присутствии воздуха при давлении p , будет $n_1 = n_{10} e^{-\frac{x_1}{\lambda}}$, где n_{10} —число атомов, проходящих сквозь P_1 в пустоте, а x_1 —расстояние от 0 до P_1 . Аналогично $n_2 = n_{20} e^{-\frac{x_2}{\lambda}}$ и т. д. Зная числа n_1 , n_2 , n_{10} и n_{20} , можно вычислить λ . Действительно,

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{n_{10}}{n_{20}} e^{\frac{-x_1 + x_2}{\lambda}} \quad \text{или} \quad \ln \frac{n_1 n_{20}}{n_2 n_{10}} = \frac{x_2 - x_1}{\lambda},$$

откуда определяем. БORN следующим образом находит величину n_1 , n_2 , n_{10} и n_{20} и т. д. На каждую из пластин $P_1 P_2 P_3 P_4$ он наклеивал по одной стеклянной пластинке в форме квадранта, центр которого помещен на оси прибора. Форма и расположение пластинок видны на рис. 8. Квадрант на P_2 был смещен на 90° относительно квадранта на P_1 . Квадрант на P_3 —на 90° относительно квадранта P_2 , то же для P_4 . Таким образом, если смотреть из S , то проекции квадрантов образуют полный круг, нацело закрывая поверхность диафрагм. На каждый из квадрантов попадает, очевидно, $\frac{1}{4}$ атомов серебра, проходящих сквозь данную диафрагму в отсутствии квадранта. Все попавшие на квадрат атомы конденсируются, и по толщине слоя можно было определить числа, пропорциональные n_{10} , n_1 , n_{20} и n_2 , и т. д. На-глаз

было видно, как почернение, почти одинаковое на всех квадрантах в случае вакуума, резко меняется при давлении газа 10^{-4} мм; в этом случае квадрант на b_1 почти совершенно черный квадрант на b_4 обнаруживает почти полное отсутствие налета. Толщина слоя исследовалась микрофотометром. Найденные величины для λ при разных давлениях удовлетворяли зависимости $p\lambda = \text{const}$. Вставляя значение λ в формулу (b), Борн получил для σ (суммы радиусов атома серебра воздуха) величину $2,6 \cdot 10^{-8}$. Эта величина неизвестна из других данных, порядок же ее правильный. Главное затруднение метода—определение толщины осадка.

§ 5. НЕПОСРЕДСТВЕННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ АТОМОВ.

Пропуская молекулярный пучок в магнитном поле, очень неоднородном, т.е. с большим градиентом силы H в направлениях, перпендикулярных движению атомов, и наблюдая отклонение пучка от прямолинейного движения, можно найти величину магнитного момента атома.

Известно, что явление парамагнетизма можно объяснить, предполагая, что каждый атом или молекула парамагнитного вещества представляет собой маленький магнетик. Эти магнетики стремятся под действием внешнего магнитного поля H повернуться по направлению H . Тепловое движение препятствует такой ориентации. Окончательно под действием H устанавливается некоторое равновесное положение направлений магнитных моментов атомов, при чем большая часть их повернута в сторону H , что и вызывает намагничивание тела.

При $H=0$ магнетики одинаково часто направлены как в ту, так и в другую сторону, поэтому тело при отсутствии магнитного поля, вообще говоря, не обнаруживает магнитных свойств. Чем больше H , тем больше преобладает направление магнетиков в сторону направления поля; чем больше температура T вещества, тем сильнее удары молекул, расстраивающие ориентацию, и тем меньше намагничивание J при том же H . Исходя из гипотезы молекулярных магнитов, Ланжевен показал теоретически, что J пропорционально $\frac{H}{T}$, что согласуется с опытом для всех парамагнитных веществ. Только для железа, никеля и кобальта при больших H наблюдаются отклонения, что связано с совершенно исключительно большой магнитной восприимчивостью этих веществ. Величина коэффициента пропорциональности между J и $\frac{H}{T}$ по формуле Ланжевена весьма просто связана с магнитным моментом μ молекулы. Зная опытное значение J , можно вычислить μ , которое для разных веществ оказалось разное, имея порядок 10^{-21} CGSM

Другой способ определения магнитного момента годен лишь для железа, кобальта и никеля. Дело в том, что для этих тел величина J , увеличиваясь сначала с увеличением H , потом начинает увеличиваться все медленнее и, наконец, совсем перестает увеличиваться, оставаясь постоянной при дальнейшем увеличении H . Это явление, известное под названием магнитного насыщения, с точки зрения теории элементарных магнитов должно быть объяснено так: при столь больших H все молекулярные магниты повернуты нацело в направлении H и обнаруживают, таким образом, максимальное возможное намагничивание. Если n есть число молекул в см^3 , а μ их магнитный момент, то $J_{\text{max}} = n\mu$, откуда можно найти μ . Со времен появления электронной теории атомного строения сразу стало понятным, почему атомы могут обладать магнитным моментом. Действительно, обращаясь по замкнутой орбите вокруг ядра, атомный электрон в смысле магнитного действия вполне эквивалентен замкнутому току, контур которого совпадает с орбитой, а сила тока $i = \frac{e}{\tau}$, где e —заряд электрона, а τ —период обращения по орбите. Хорошо известно, что в смысле магнитных действий замкнутый ток совершенно эквивалентен магниту, магнитный момент которого $\mu = is$, где s есть площадь контура тока; итак $\mu = \frac{es}{\tau}$ где s —площадь орбиты.

Когда в атоме имеется много электронов, то каждая из орбит N_k имеет свой магнитный момент μ_k . Полный результирующий момент атома $\mu = \sum \mu_k$, при чем эта сумма геометрическая. Повидимому, электроны в атоме располагаются так, что магнитные моменты их компенсируют друг друга, так что общий момент атома 0 и тело не магнитно. Однако когда число электронов нечетное, то такой компенсации обычно не может произойти, и атом в результате обладает магнитным моментом $= \frac{es}{\tau}$, создаваемым наиболее удаленным от ядра электроном. Около 10 лет тому назад Барнетт в Америке и Эйнштейн в Германии почти одновременно прямым опытным путем доказали, что именно вращение электронов создает магнитный момент атомов.

Надо заметить, однако, что более тщательный теоретический разбор вопроса с этой точки зрения обнаружил такие трудности в теоретическом отношении и такие невязки с опытным материалом по намагничиванию, что область теории магнетизма оказалась одной из наиболее запутанных и неблагополучных областей физики. Самая формула Ланжевена, из которой определялась величина μ , была поставлена под сомнение. Поэтому особенно важно и необходимо было найти метод прямого измерения магнитных моментов атомов. Впервые была высказана мысль о применении для этой цели молекулярного пучка автором этой статьи в 1920 году. Расчет опыта был сделан им совместно с П. Л. Капицей и отправлен в декабре 1920 года в Гер-

манию для напечатания в научных сборниках, издаваемых в Берлине Научно-Техническим Отделом ВСНХ [16] К сожалению, эта статья была напечатана лишь в 1922 году, после того как появился более подробный аналогичный расчет, сделанный Штерном [17].

Пусть мы имеем магнитное поле, создаваемое призматическими башмаками электромагнита формы, изображенной на рис. 9, где дано сечение башмаков плоскостью x y перпендикулярной к ребрам призмы. Пусть кружок O изображает собой сечение молекулярного пучка, летящего внутри цилиндра, перпендикулярного к O , т.е. параллельно ребрам призмы. Как будет действовать магнитное поле на движение свободно летящей молекулы?

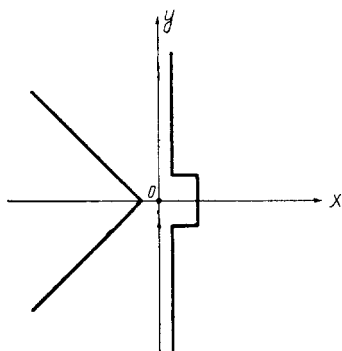


Рис. 9.

Из теоремы Лармора вытекает, что если магнитный момент молекулы создается в результате движения по орбитам внутриатомных электронов, то при отсутствии столкновений с другими молекулами магнитное поле весьма своеобразно будет действовать на направление магнитного момента молекулы. Это действие изображено на рис. 10. Если H есть направление магнитного поля, а μ —направление магнитного момента при попадании молекулы в магнитное поле, то при ее дальнейшем движении электронная орбита начинает процессировать вокруг направления H , подобно тому, как прецессирует волчок около вертикального направления; в результате этой прецессии вектор, изображающий величину и направление μ , будет вращаться вокруг оси H , описывая круговой конус, как это изображено на чертеже. Составляющая μ

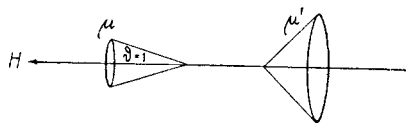


Рис. 10.

на ось H будет все время одна и та же, составляющие же на две оси, перпендикулярные к H , будут меняться, приобретая то положительное, то отрицательное значение, и в среднем за большое число оборотов будут, следовательно, $=0$. Молекулы, магнитный момент μ' которых составлял с H тупой угол, будут вести себя точно так же, но их составляющая μ' на ось H будет, очевидно, направлена в сторону, противоположную H . Т. к. при попадании в магнитное поле μ были направлены одинаково часто как в направлении H , так и в обратном, то на свободно летящие молекулы поле не будет действовать так, как на молекулы в твердых и жидких и газообразных средах, т.е. не будет ориентировать их преимущественно в направлении H . Итак, при изучении сил, действующих на молекулы в магнитном поле, мы можем считать, что половина из них направлена в сторону H , половина —

в противоположную, но магнитный момент каждой молекулы $\mu_1 = \mu \cos \vartheta$, где ϑ угол между μ и H . Хорошо известно, что магнетик, помещенный в равномерное поле H , так что μ_0 совпадает или противоположно направлению H , не испытывает никакой силы, заставляющей его перемещаться. Если же он помещен в неоднородное поле, при чем величина этого изменения поля в направлении H будет определяться градиентом $\frac{\partial H}{\partial x}$, то на магнетик в целом будет действовать сила

$\mu_0 = \frac{\partial H}{\partial x}$ и направленная в сторону увеличения поля, если μ_0 совпадает с направлением H и обратно, если не совпадает. При расположении башмаков, изображенных на рис. 9, поле весьма неоднородно в точке O и имеет большой градиент $\frac{\partial H}{\partial x}$. Направление H в точке O совпадает с направлением x . Итак, молекулы пучка будут испытывать силы $= \mu_0 \frac{\partial H}{\partial x}$, направленные частью в сторону положительных x , частью

в сторону отрицательных x . Если длина призмы l , то отклонение молекулы под действием поля от ее пути при отсутствии его будет по выходе из поля равно $S = \frac{\mu_0}{m} \cdot \frac{\partial H}{\partial x} \cdot \frac{t^2}{2}$, где m — масса молекулы, а t — время пролета в поле $= \frac{e}{v}$, где v — скорость молекулы, т.-е. $s = \frac{\mu_0 l^2}{2mv^2} \frac{\partial H}{\partial x}$. Если температура вещества, испускающего пучок T , то $2mv^2 = 6kT$, где $k = \frac{R}{N}$ (R — газовая постоянная, а N — число Авогадро).

Окончательно, $s = \frac{\mu_0 l^2}{6kT} \frac{\partial H}{\partial x}$. Т. к. $\mu_0 = \mu \cos \vartheta$ и т. к. ϑ может меняться от 0 до $\frac{\pi}{2}$ и от $\frac{\pi}{2}$ до π , то S будет приобретать все значения от 0 до $s_0 = \frac{\mu l^2}{6kT} \frac{\partial H}{\partial x}$. В результате, если без магнитного поля молекулярный пучок давал след в виде кружка, при действии поля кружок раз-

мывается в полоску, длина которой будет $= 2s_0 = \frac{\mu l^2}{3kT} \frac{\partial H}{\partial x}$. Измеряя $\frac{\partial H}{\partial x}$ и $2s_0$, можно найти μ .

Таков приблизительно был расчет, произведенный П. Л. Капцей и мною в 1920 году.

Штерн в конце 1921 года произвел тот же расчет, но приняв еще во внимание результаты применения к этому случаю теории квантов. Согласно этой теории движение электрона внутри атома подчинено условию, чтобы его момент количества движения был равен $M = n \frac{h}{2\pi}$, где n — целое число, а h — постоянная Планка. Магнитный

момент $\mu = \frac{eh}{4\pi m} \cdot \frac{M}{h} = \frac{eh}{4\pi m} \cdot \frac{n}{2} = \frac{ehn}{8\pi m}$. Если n — целое число, то μ — квантованная величина. Если n — нечетное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина.

Если n — нечетное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина.

Если n — нечетное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина.

Если n — нечетное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина.

Если n — нечетное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина.

Если n — нечетное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина.

Если n — нечетное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина.

Если n — нечетное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина.

Если n — нечетное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина.

Если n — нечетное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина.

Если n — нечетное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина.

Если n — нечетное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина.

Если n — нечетное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина.

Если n — нечетное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина, а если n — четное число, то μ — квантованная величина.

момент μ связан с величиной M . Во-первых, т. к. M и μ перпендикулярны к плоскости орбиты, их направления совпадают, и, во-вторых, по величине $\mu = M \frac{e}{2m} \cdot 1$, где m — масса электрона, а e — заряд¹⁾. Отсюда $\mu = n \frac{h}{4\pi} \frac{e}{m}$, где e , m и h — универсальные постоянные, а n — целое число.

Далее прецессионное движение орбиты вокруг направления магнитного поля также должно быть ограничено квантовым условием, как это показал Зоммерфельд. Мы не можем здесь подробнее входить в разбор этого вопроса, укажем только результаты. Оказалось, что если $n=1$, то направлений μ в магнитном поле может быть только два, одно по направлению H поля, другое — против поля. Если $n > 1$, то таких направлений может быть несколько. Итак, в случае $n=1$, μ направлены или по H , или против. Это, очевидно, изменит результаты предыдущего расчета в том смысле, что $\cos \theta$ будет = только ± 1 . Тогда вместо полоски мы получим два пятна, подобных первичному и отстоящих друг от друга на ту же величину $2s_0 = \frac{\mu l^2}{3kT} \frac{\partial H}{\partial x}$. Штерн и Герлах^[18, 19, 20] впервые поставили опыты по непосредственному определению μ на основе указанных выше расчетов. Опыт производился с серебряным²⁾ пучком и башмаками, подобными тем, что изображены на рис. 9.

При отсутствии поля получался след пучка шириной около 0,6 м.м. В присутствии поля было обнаружено расщепление пучка на два, отстоящих друг от друга на расстоянии около 0,2 м.м. Таким образом был непосредственно подтвержден результат теории квантов. Измерив $\frac{\partial H}{\partial x}$, можно было по формуле $2s = \frac{\mu l^2}{3kT} \frac{\partial H}{\partial x}$ определить μ , которое оказалось совпадающим с теоретической величиной $\frac{he}{4\pi m}$. Ошибки опыта авторы оценивают в 10%. Эти результаты можно считать одним из наиболее блестящих подтверждений теории квантов.

К сожалению, трудности опыта оказались, видимо, столь большими, что кроме серебра²⁾ авторам так и не удалось исследовать больше ни одного вещества³⁾.

¹⁾ Покажем это для круговой орбиты. $\mu = Si = \frac{Se}{c} = \frac{\pi a^2 e}{c}$; $M = mva = \frac{2\pi a}{c} ma = \frac{2\pi a^2 m}{c}$, откуда $\mu = M \frac{e}{2m}$.

²⁾ Для серебра, согласно Бору, магнитный момент создается одним внешним электроном, для которого квантовое число $n=1$.

³⁾ В последнее время появилась работа Штерна и Герлаха²¹⁾, где были повторены опыты с серебром и вновь сделанные медью, свинцом и висмутом. У меди, согласно с теорией, получился то же μ , что и у серебра. У висмута и свинца были получены также расщепление, но численные результаты неясны. Удивительно, что в висмуте пучок не расщепляется на два лежащих по обе стороны от неотклоненного пучка, но на два из коих один совпадает с неотклоненным, и другой отклоненный.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Мы видели, что нет еще и 10 лет с тех пор, как впервые появились исследования явлений в молекулярном пучке. Таким образом это — одна из самых молодых отраслей современной физики. Мы видели, что метод молекулярного пучка может служить для прямого определения ряда атомных и молекулярных констант, как-то: скоростей молекул, свободных длин путей, масс, радиусов атомов и молекул, их магнитных моментов. Кроме того, он может дать возможность исследовать явления, связанные с теорией квантов; ему, очевидно, суждено разрешить вопрос о механизме конденсации пара и в частности механизме роста кристаллов. Это один из наиболее богатых перспективами методов современной физики.

Однако, с другой стороны, мы видели, что дальше предварительных результатов с этим методом не удалось пойти. В нем заключены столь большие экспериментальные трудности, столь новая техника измерения, что он не поддается пока усилиям экспериментаторов.

Впечатление такое, что метод ждет какой-то новой остроумной идеи, чтобы сделаться легким, доступным и точным, после чего быстро разовьется применение его в разнообразнейших отделах физики, которые поставят его наряду с главными методами современной физики, подобными рентгенографическому анализу или методу бомбардировки атомов электронами.

Но появлению такой новой идеи должны предшествовать, очевидно, упорные и внимательные исследования явлений, происходящих в пучке, главным образом его конденсации.

ЛИТЕРАТУРА.

- 1) L. Du Royer. C. Rend. 152, p. 592, 1911.
- 2) R. Wood. Phil. Mag. 30, p. 300, 1915.
- 3) R. Wood. Phil. Mag. 32, p. 364, 1916.
- 4) M. Knudsen. Ann. d. Phys. 48, p. 1113, 1915.
- 5) M. Knudsen. Ann. d. Phys. 50, p. 472, 1916.
- 6) M. Volmer. Zeitschr. f. Phys. 5, p. 31, 1921.
- 7) R. Gross und M. Volmer. Zeitschr. f. Phys. 5, p. 188, 1921.
- 8) M. Volmer und J. Estermann. Zeitschr. f. Phys. 7, p. 13, 1921.
- 9) M. Volmer. Zeitschr. f. Phys. 9, 1922 p. 193.
- 10) Langmuir. Phys. Rev. 8, p. 149, 1916.
- 11) Я. И. Френкель ZS. f. Phys. 26, p. 117, 1924.
- 12) Н. Семенов и Ю. Харитон. ZS. f. Phys. 25, 1924.
- 13) O. Stern. ZS. f. Phys. 2, p. 49, 1920.
- 14) O. Stern. ZS. f. Phys. 3, p. 417, 1920.
- 15) M. Born. Phys. ZS. p. 578, 1920.

16) P. Kapitza und N. Semenov. Сборник, издаваемый в Берлине Н.-Т. О. В. С. Н. X. 1922.

17) O. Stern. ZS f. Phys., p. 7, 149, 1921.

18) W. Gerlach und O. Stern. ZS. f. Phys. 8. p. 110, 1921.

19) " " " ZS. f. Phys. 9. p. 349, 1922.

20) " " " ZS. f. Phys. 9. p. 353, 1922.

21) " " " Annalen d. Phys. 1924.
