

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТЕЙ МОЛЕКУЛ ГАЗА.

Гл. Разоренов, Москва.

В основании кинетической теории газов лежит максвелл-большцмановский закон распределения молекулярных скоростей. Несмотря на большое значение экспериментальной проверки этого закона, до последнего времени лишь косвенные указания, например измерения ширины спектральных линий, подтверждали его справедливость.

В 1908 г. Р и ч а р д с о н [1] исследовал распределение скоростей электронов, вылетающих из раскаленного тела и нашел хорошее совпадение с законом М а к с в е л л - Б о л ь т ц м а н н а. Однако и эта работа давала лишь косвенное указание на характер распределения молекулярных скоростей.

Не случайно первая работа была проведена над электронами. Заряд, который они несут на себе, устраняет затруднения, связанные с выделением нейтральных молекул, двигающихся с некоторой определенной скоростью, из общего числа незаряженных молекул. Задачу впервые экспериментально разрешил Ш т е р н [2] в 1920 г., воспользовавшись „абберацией“ узкого пучка движущихся атомов серебра. Работа Ш т е р н а установила величину средней скорости атомов, совпадающую с выводами кинетической теории. Недостаточная точность результатов не позволила ему сделать заключения относительно закона распределения скоростей.

Впоследствии Ш т е р н совместно с Г е р л а х о м применили узкий пучок атомов к исследованию магнитных моментов отдельных атомов. Работы Г е р л а х а и Ш т е р н а [3] привели к экспериментальному подтверждению пространственного квантования и к определению магнитных моментов атомов целого ряда элементов. Как работы Ш т е р н а, так и работы Г е р л а х а и Ш т е р н а были изложены Н. Н. Семеновым [4] на страницах этого журнала.

Однако точность определения магнитных моментов атомов в работах Г е р л а х а и Ш т е р н а страдала от того, что пучок состоял из атомов, двигающихся с различными скоростями. С целью устранить этот недостаток Т ы к о ч и н с к и й - Т ы к о ч и н е р [5] в 1927 г. предложил способ выделения пучка атомов, скорости которых заключены в известных пределах.

Схема установки, при помощи которой Т ы к о ч и н с к и й - Т ы к о ч и н е р предлагает измерить магнитный момент атомов водорода, из-

бражена на рис. 1. Вся установка находится в высоком вакууме, который постоянно поддерживается насосами. K — какой-нибудь источник атомов, R — пластинка, на которой химической реакцией отмечается след пучка летящих атомов водорода (подобно тому, как это было сделано в работе Вреде [6] и в работе Фипса и Тэйлора [7]. Работы Вреде, Фипса и Тэйлора изложены Г. С. Ландсбергом [8] на страницах этого журнала).

На пути атомов от источника K до пластинки R поставлены перпендикулярно к KR три экрана P_1 , P_2 и P_3 . Расстояние между двумя последними экранами равно D . Экраны P_2 и P_3 укреплены на гибких бронзовых лентах BB , так, что они могут колебаться в плоскости, перпендикулярной к KR . По этим лентам пропускается переменный электри-

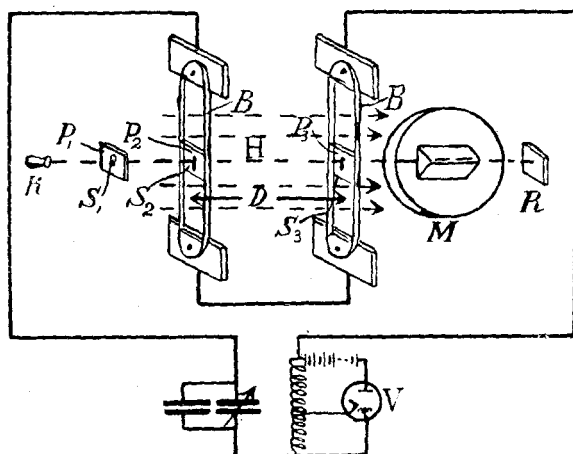


Рис. 1.

ческий ток с периодом T , генерируемый катодной лампой V . Для возбуждения колебания экранов в приборе создается магнитное поле H , направленное параллельно KR . В экранах P_1 , P_2 и P_3 прорезаны щели S_1 , S_2 и S_3 , перпендикулярные к направлению колебаний экранов P_2 и P_3 . Щель S_1 служит для выделения узкого пучка атомов, двигающихся со всевозможными скоростями по направлению KR .

Когда экраны P_2 и P_3 неподвижны, этот пучок целиком проходит сквозь щели S_2 и S_3 и достигает пластинки R . Перед самой пластинкой установлен так же, как в опытах Герлаха и Штерна, электромагнит M , создающий неоднородное магнитное поле с большим градиентом. В поле этого магнита пучок раздваивается и на пластинке можно зафиксировать две полосы, соответствующие установке атомов вдоль и против поля. Вследствие различия скоростей отдельных атомов эти полосы получаются несколько размытыми.

Приводя в колебание экраны P_2 и P_3 можно выделить пучок атомов, двигающихся с определенными дискретными скоростями

$$v_0, v_1, v_2, \dots, v_n, \dots (v_0 = \infty)$$

Действительно, если предположить, что щели S_1 , S_2 и S_3 бесконечно узкие, то через S_2 и S_3 атомы смогут проходить только в определенные моменты времени

$$t_0, t_0 + \frac{T}{2}, t_1 + \frac{T}{2} \cdot 2, t_0 + \frac{T}{2} \cdot 3, \dots, t_0 + \frac{T}{2} \cdot n, \dots,$$

так как в остальное время экраны P_2 и P_3 смещены в сторону. Поэтому до пластинки R долетят лишь те атомы, скорости которых определяются формулой

$$v_n = \frac{D}{T \cdot \frac{n}{2}}; \quad (n = 0, 1, 2, \dots), \quad (1)$$

так как все остальные атомы, пролетевшие сквозь щель S_2 , встретят экран P_3 в отклоненном положении и отразятся обратно.

В действительности ширина щели S_2 , а также и щели S_3 , равна w . Время, в течение которого щель S_2 или S_3 пересекает пучок атомов, равно τ :

$$\tau = \frac{wT}{2\pi a}, \quad (2)$$

где a — амплитуда колебаний экранов P_2 и P_3 . Поэтому проходить сквозь обе щели S_2 и S_3 будут не только атомы, скорости которых определяются формулой (1), но также и все атомы, скорости которых заключены в пределах

$$v_n' < v_n < v_n''; \quad (n = 1, 2, \dots)$$

Тыкочинский-Тыкочинер дает для v_n' и v_n'' следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} v_n' &= \frac{D}{T \cdot n + \frac{\tau}{2}} \\ v_n'' &= \frac{D}{T \cdot n - \frac{\tau}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (n = 1, 2, \dots) \quad (3)$$

При подходящем выборе w и a можно как угодно сузить эти пределы.

В результате такого выделения пучка атомов, скорости которых заключены в известных пределах, пластинка R зафиксирует на месте двух размытых полос Герлаха и Штерна ряд значительно более узких полос.

Тыкочинский И-Тыкочинер вычисляет ширину и расположение этих полос в зависимости от магнитного момента и массы атома, градиента магнитного поля, размеров магнита и пределов скоростей v_n' , v_n'' . В конце работы приведены числовые данные, полученные на основании этих расчетов, в применении к прибору, на котором Тыкочинский И-Тыкочинер предполагает произвести точное измерение магнитного момента атома водорода.

Расчеты, произведенные Тыкочинским И-Тыкочинером применительно к определению магнитного момента атома, непосредственно соприкасаются с изучением распределения скоростей молекул газа. Его метод выделения пучка атомов,двигающихся с определенными скоростями, аналогичен методу Физо определения скорости света. Еще ярче эта аналогия выступает в работе Коста, Смита и Комптона [9], задавшихся целью построить „спектрометр“ скоростей молекул газа. Схема их прибора изображена на рис. 2.

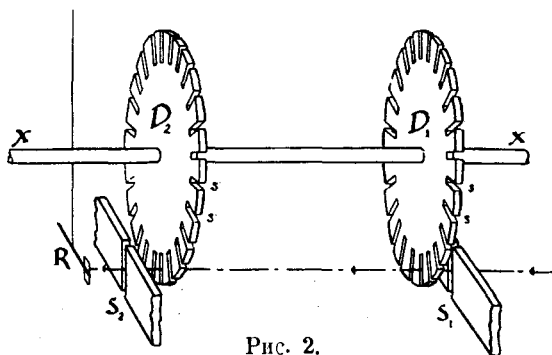


Рис. 2.

S_1 и S_2 — две параллельные щели, между которыми постоянно поддерживается насосами высокий вакуум. На вращающейся оси xx' укреплены два диска D_1 и D_2 с радикальными прорезами s , s' и s' , s' . Диск D_1 расположен за щелью S_1 , диск D_2 — перед щелью S_2 . Диски можно повернуть так, что прорезы s , s' будут приходиться против щелей S_1 , S_2 . Исследуемый газ поступает через щель S_1 . Часть молекул этого газа движется с различными скоростями в направлении S_1R . Если прорезы стоят против щелей, эти молекулы пройдут последовательно через S_1 , s , s' , S_2 и попадут на крыло радиометра R , установленного за щелью S_2 .

При равномерном вращении дисков на крыло радиометра будут попадать молекулы, двигающиеся с определенными дискретными скоростями

$$v_1, v_2, \dots, v_n, \dots; \quad v_n = \frac{v_1}{n}, \quad (1 \text{ bis})$$

а также, вследствие конечной ширины прорезей, молекулы, скорости которых заключены в пределах

$$v_n' < v_n < v_n''.$$

Все остальные молекулы будут задержаны диском D_2 . Скорости v_n и пределы v_n' и v_n'' определяются в зависимости от размеров прибора, от числа прорезей в дисках и от угловой скорости вращения дисков формулами, аналогичными формулам (1), (2), (3).

Исходя из какой-нибудь заданной кривой распределения скоростей молекул, на основании этих формул можно подсчитать число и скорости молекул, попадающих на крыло радиометра, в функции угловой скорости вращения дисков.

Остается вычислить величину отклонения радиометра под действием падающих на него молекул. Авторы работы указывают на два различных способа подсчета. Можно предположить, во-первых, что молекулы отра-

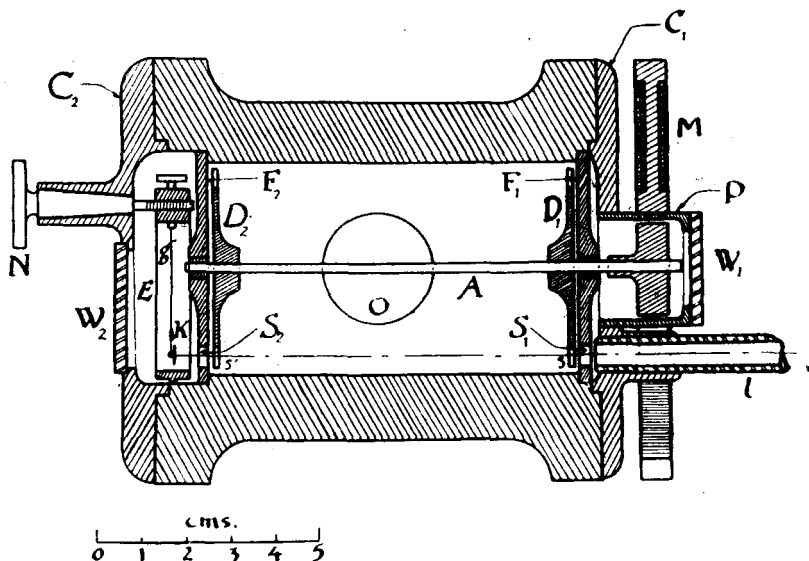


Рис. 3.

жаются от крыла радиометра со скоростями, пропорциональными скоростям падения, и во-вторых, что скорости отраженных молекул распределяются по закону Максвелл-Больцмана соответственно температуре крыла. Тем или другим способом определяется количество движения, отданное молекулами крылу радиометра, в функции числа и скоростей этих молекул. Отклонение радиометра вычисляется интегрированием полученного выражения по всем молекулам, попадающим на его крыло.

Подсчет первым и вторым способом в предположении максвелловского распределения скоростей падающих молекул показывает, что в этом случае результаты мало разнятся между собой.

Таким путем, исходя из какой-нибудь заданной кривой распределения молекул, можно получить кривую отклонения радиометра в функции угловой скорости вращения дисков. С другой стороны на приборе Коста,

Смита и Комптона отклонения радиометра можно наблюдать непосредственно. Сравнивая наблюдаемые и вычисленные кривые можно судить о степени пригодности того закона распределения скоростей молекул, на основании которого был произведен расчет.

Прибор Коста, Смита и Комптона изображен на рис. 3.

Бронзовый цилиндрический сосуд B разделен перегородками F_1 и F_2 на три части. В перегородках прорезаны щели S_1 и S_2 . Газ поступает в сосуд по стеклянной трубке l и откачивается мощным диффузионным насосом через отверстие O , так что между l и O поддерживается постоянная разность давлений. Ось, на которую насажены диски D_1 и D_2 , укреп-

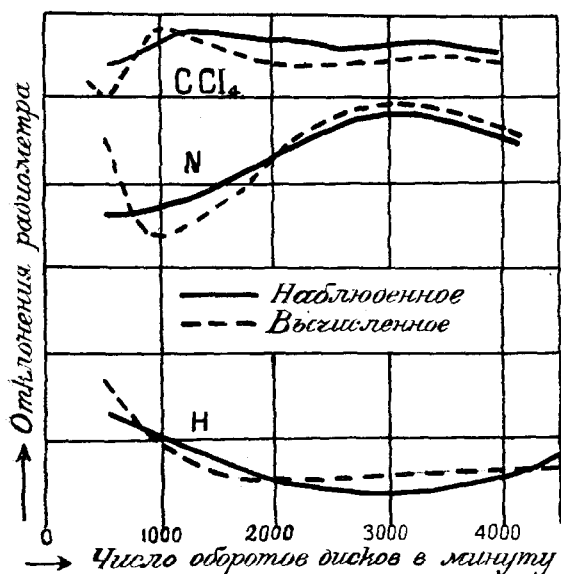


Рис. 4.

плена в сапфировых подшипниках в перегородках F_1 и F_2 . При помощи электромотора, магниты которого M находятся снаружи, а якорь внутри сосуда в вакууме, можно вращать диски со скоростью от 500 до 6000 оборотов в минуту. Расстояние между дисками равно 8 см. Радиометр E состоит из системы K , подвешенной на тонкой нити g . Вес системы K равен 1,2 мг. В крышках цилиндра C_1 и C_2 прорезаны два окна, закрытые толстыми стеклами W_1 и W_2 . Первое окно

служит для стробоскопического определения числа оборотов дисков, второе — для наблюдения отклонений радиометра по нулевому методу. Система K при каждом измерении приводилась к нулю при помощи винта N .

Коста, Смит и Комpton исследовали на этом приборе водород, азот и четыреххлористый углерод. На рис. 4 приведены наблюдаемые ими кривые и кривые, вычисленные в предположении распределения скоростей молекул по закону Максвелла-Больцмана. Подсчет отклонений радиометра был произведен по первому из указанных выше способов. Второй способ подсчета несколько сглаживает максимум верхней теоретической кривой.

Авторы работы считают, что результаты, полученные ими, очень хорошо подтверждают справедливость закона Максвелл-Больц-

манна. Отступления наблюдаемой кривой от вычисленной, которые заметны на рис. 4, вполне покрываются возможными погрешностями опыта. Таким образом, благодаря высокому совершенству современной вакуумтехники, оказалось возможным построить „механического демона Максвелла“, выбирающего из газа молекулы, двигающиеся с определенными скоростями. В настоящее время нельзя, однако, назвать прибор Коста, Смита и Комптона „спектрометром“ скоростей молекул газа, как надеялись авторы в начале своей работы. Основное затруднение заключается в том, что радиометр работает уже на пределе своей чувствительности, а также в неизбежных вибрациях прибора при большом числе оборотов дисков.

Эльдриджу [10] удалось получить значительно более точные результаты.

Прибор Эльдриджа (рис. 5) состоит из цилиндрического стеклянного сосуда, внутри которого помещена система дисков, закрепленных на общей оси. Внутри сосуда постоянно поддерживается высокий вакуум.

Нижний диск служит ротором двухфазного электромотора, статор которого помещается вне сосуда (в атмосфере).

Система остальных дисков составляет „фильтр“, который в определенном направлении пропускает через себя атомы с определенными дискретными скоростями (аналогично прибору Коста, Смита и Комптона).

Система дисков может вращаться более или менее синхронно с угловой скоростью до 7200 оборотов в минуту.

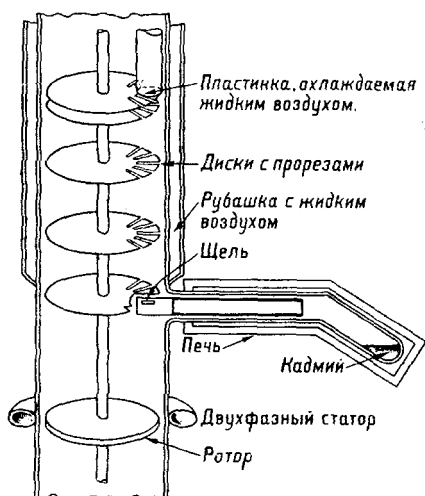


Рис. 5.

Пары кадмия получались нагреванием металлического кадмия в электрической печи приблизительно до 400°C . Из печи пары кадмия поступают в сосуд через алюминиевую трубку, закрытую на конце алюминиевой фольгой, в которой прорезана щель шириной 0,1—0,2 м.м. Эта щель находится против первого (снизу) из дисков, составляющих фильтр.

В каждом диске сделаны радиальные прорезы, через которые атомы кадмия могут проходить по направлению вдоль цилиндрического сосуда.

За последним диском помещается маленький цилиндрический стеклянный сосуд с плоским дном, наполненный жидким воздухом. Часть атомов, пройдя сквозь фильтр, попадает на пластинку, составляющую дно этого сосуда, и конденсируется на ней, образуя налет металлического кадмия.

Принципиальный расчет действия фильтра аналогичен расчету Тыкочинского-Тыкочинера.

Предположим, что фильтр состоит только из двух крайних дисков, причем в каждом из них имеется только по одному прорезу, расположенных друг против друга.

Атомы кадмия вылетают из щели по всем возможным направлениям. Если диски вращаются, атомы могут проходить через прорезы в первом диске только в те моменты времени, когда этот прорез приходится против щели. Атомы, прошедшие сквозь прорез в первом диске, образуют под этим диском сильно расходящийся пучок.

Часть атомов полетит по направлению, параллельному оси цилиндрического сосуда. Из них через прорез в последнем диске пройдут только атомы с дискретными скоростями $v_0, \frac{v_1}{1}, \frac{v_1}{2}, \frac{v_1}{3}, \dots (v_0 = \infty)$.

Число оборотов и расстояние между дисками можно подобрать так, чтобы v_1 было мало сравнительно со скоростями атомов кадмия при данной температуре.

Тогда атомы, двигающиеся параллельно оси сосуда, совсем не пройдут через прорез в последнем диске (за исключением очень небольшого числа атомов, которыми можно пренебречь). Атомы, движущиеся с определенными скоростями под углом к этому направлению, встречают прорез в последнем диске с одной стороны несколько раньше, с другой стороны — несколько позже, чем атомы, движущиеся параллельно оси сосуда.

Первыми из них можно пренебречь, так как для того, чтобы они могли пройти через прорез в последнем диске, их скорости должны быть значительно меньше v_1 (немного больше $\frac{v_1}{2}$) и по условию выбора V_1 число таких атомов очень мало.

Вторые смогут пройти сквозь фильтр в сравнительно большом количестве, так как для этого достаточно, чтобы их скорости были заключены в пределах между v_1 и ∞ .

Чем больше угол между направлением движения атомов и осью сосуда в сторону вращения дисков, тем меньшая скорость необходима для того, чтобы атомы с этой скоростью могли бы пройти через прорез во втором диске.

При постоянной угловой скорости вращения дисков на пластинке, охлаждаемой жидким воздухом, получится размытый след пучка атомов, прошедших сквозь фильтр.

Первоначально отмечалась „несмещенная линия“, расположенная против щели. Чем больше угол между направлением движения атомов и осью сосуда, тем больше расстояние между „несмещенной линией“ и следом пучка этих атомов. „Несмещенная линия“ соответствует бесконечной скорости атомов. Различные части размытого налета кадмия соответствуют различным скоростям атомов.

С целью уменьшить потребную угловую скорость вращения фильтра, вместо одной прорези в каждом диске сделано по 100 прорезей. Принципиально действие фильтра от этого не изменяется.

Атомы, отраженные от дисков, образуют „встречный поток“. Для того, чтобы устранить эти атомы, между первым и последним диском на ту же ось насажены еще три диска. С той же целью внутри сосуда помещены неподвижные перегородки (на рис. 1 не показаны).

Точность результатов очень сильно зависит от степени разрежения внутри сосуда. Чтобы повысить вакуум, сосуд окружен рубашкой с жидким воздухом.

Полученный таким образом „спектр скоростей“ фотометрировался при помощи микрофотометра и по сравнению с фотометрическими данными пластинок, покрытых налетом кадмия заранее известной толщины, определялась толщина налета в различных частях „спектра“, и тем самым находилась кривая распределения скоростей атомов осевших на пластинке.

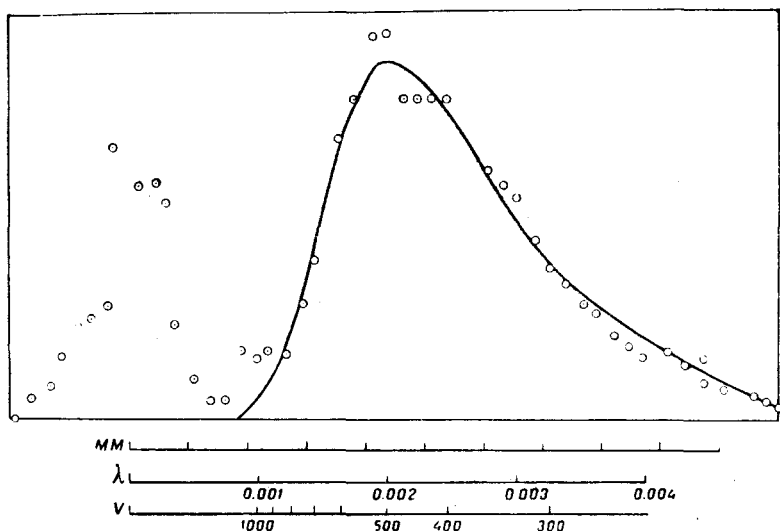


Рис. 6.

На графике (рис. 6) по оси абсцисс отложены экспериментально полученные линейные размеры „спектра“ в миллиметрах, считая от „несмещенной линии“, по оси ординат — толщина налета в различных частях „спектра“. Согласно условиям опыта расстояние от „несмещенной“ линии должно быть прямо пропорционально $\lambda \left(\lambda - \frac{1}{v} \right)$.

Формула Максвелла приводится к виду

$$dN = C \frac{1}{\lambda^3} \cdot e^{-\frac{1}{\lambda^2 v^2}} d\lambda, \quad (4)$$

где dN — число атомов, осевших на пластинке, скорости которых лежат в пределах λ и $\lambda + d\lambda$ ($\lambda = \frac{1}{v}$), α — наиболее вероятная скорость, C — постоянный коэффициент. Экспериментальная кривая (рис. 6) была получена Эльдриджем в хорошем согласии с формулой (4).

При температуре паров кадмия 400°C средняя скорость атомов равна $\bar{v} = 388 \text{ m/sec}$, наиболее вероятная скорость равна $\alpha = \bar{v} \sqrt{\frac{2}{3}} = 317 \text{ m/sec}$ и максимальное значение λ равно $\lambda_m = \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{2}{5}} = \frac{1}{2000} \text{ sec/m}$.

С другой стороны, радиус дисков был равен $3,15 \text{ см}$ длина фильтра $12,7 \text{ см}$ число оборотов 85 в секунду. При этих значениях каждый миллиметр от „несмещенной линии“ соответствует приблизительно

$$\Delta\lambda = \frac{1}{2140} \text{ sec/m}.$$

Согласно данным фотометрирования „спектра“ (рис. 6) максимальное значение λ получается почти равным $\lambda_m = \frac{1}{2000} \text{ sec/m}$.

Совершенно так же в пределах возможных погрешностей опыта совпадают между собой все точки теоретической и экспериментальной кривых распределения.

Работы Штерна, Тыкочинского-Тыкочинера, Коста, Смита и Комптона и Эльдриджа за время с 1920 г. по 1927 г. наметили пути к непосредственному исследованию распределения скоростей молекул газа и на конкретных примерах показали справедливость закона Максвелл-Больцманна.

ЛИТЕРАТУРА.

- [1] Richardson. Phil. Mag. 16, p. 353, 893, 1908; 18, p. 681, 1909. Richardson „The Electron Theory of Matter, p. 442, Cambridge 1914, Richardson „The Emission of Electricity from Hot Bodies, London 1916. P. p. 150.
- [2] O. Stern, ZS. f. Phys. 2, 49, 1920. O. Stern, ZS. f. Phys. 3, 417, 1920.
- [3] O. Stern, ZS. f. Phys. 7, 149, 1921. W. Gerlach und O. Stern ZS. f. Phys. 8, 110, 1921. W. Gerlach und O. Stern, ZS. f. Phys. 9, 349, 1922. W. Gerlach und O. Stern, Ann. d. Phys., 1924.
- [4] Н. Н. Семенов „О молекулярном пучке“. У. Ф. Н. 5, стр. 57, 1925.
- [5] I. Tykocinski-Tykociner „Velocity selektor for atomic rays“. Journal of the Optical Society of America, 11, 5, 423. May 1927.

- [6] E. Werde, ZS. f. Phys. 41, 560, 1927.
 - [7] T. Phipps and J. Taylor, Phys. Rev. 29, 409, 1927.
 - [8] Г. С. Ландсберг „Новые опыты с молекулярным пучком по методу О. Штерна“ У. Ф. Н., 7, стр. 494, 1927.
 - [9] J. L. Costa, H. D. Smyth, and K. T. Compton „A. Mechanical Maxwell demon“. Phys. Rev. 30,3 349. September 1927.
 - [10] John A. Eldridge „Experimental Test of Maxwell's Distribution Law“. Physical Review, 30, 931, December 1927 № 6.
-