

Ю. Н. БЕЛЯЕВ, В. Б. ЛЕОНАС

ПОЛУЧЕНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПУЧКОВ

Описан газодинамический источник молекулярного пучка. Интенсивность пучка, реализуемая такого рода источником, примерно в 70 раз превышает интенсивность классического печного источника. Использование смесей в качестве рабочего газа позволяет еще больше увеличить интенсивность, а также скорость молекул в пучке.

Изучение межмолекулярного взаимодействия в газах и взаимодействия молекул с поверхностью твердого тела является актуальной задачей молекулярной физики. Метод молекулярного пучка представляет одно из наиболее удобных экспериментальных средств изучения этих задач. Этот метод основан на получении тем или иным способом коллимированного пучка параллельно летящих, невзаимодействующих молекул и регистрации эффекта, сопровождающего прохождение пучка через рассеивающий газ или отражение пучка от исследуемой поверхности. Реализация подобных экспериментов связана с возможностью получения достаточно интенсивных пучков. Причем в силу малой эффективности доступных средств регистрации частиц в диапазоне энергий в несколько электронвольт решающей оказывается именно проблема абсолютной величины интенсивности.

В настоящей работе описан газодинамический источник молекулярного пучка, создававшийся для исследования эффектов взаимодействия молекул с поверхностью твердого тела.

§ 1. Принцип действия газодинамического источника

Газодинамический источник, предложенный в [1], отличается от классического тем, что выделение молекул в пучок осуществляется из расширяющейся в вакуум сверхзвуковой струи газа. В такой струе распределение направлений вектора скорости за счет наложения массового движения существенно отличается от распределения в свободном пространстве. Этот эффект и позволяет повысить интенсивность получаемого пучка. Если в качестве эталона взять классический источник, то можно сравнить интенсивности, реализуемые обоими источниками при одинаковых условиях. Как известно [2], для классического источника

$$I_{\text{эф}} = \frac{N\bar{c}\bar{v}}{4\pi L^2} [\text{мол/см}^2 \cdot \text{сек}], \quad (1)$$

где I — интенсивность пучка на расстоянии L от источника с бесконечно тонкой щелью размера σ , $\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$, N — плотность газа перед щелью.

Для газодинамического источника имеется возможность увеличения плотности тока получаемого пучка. Эта возможность связана с происходящим при расширении (охлаждении) сверхзвуковой струи уменьшением поперечных и увеличением продольного компонентов скорости молекул за счет наложения массового движения.

Несложные выкладки приводят к следующему выражению для $I_{\text{гд}}$ — интенсивности газодинамического источника [4]:

$$I_{\text{гд}} = I_{\text{эф}} \cdot \frac{\left(1 + \frac{\gamma}{2} M^2\right) \left[\sqrt{\frac{\pi\gamma}{2}} \left(1 + \operatorname{erf} \sqrt{\frac{\gamma}{2}} M\right) - \exp\left(-\frac{\gamma}{2} M^2\right) + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi\gamma}{2}} M \right]}{\sqrt{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2}}. \quad (1a)$$

Здесь M — число Маха потока, γ — отношение теплоемкостей $\left(\frac{c_p}{c_v}\right)$.

Как видно из этого выражения, отношение соответствующих интенсивностей $I_{\text{гд}}/I_{\text{эф}}$ сильно зависит от числа M (пропорционально M^2).

Например, $I_{\text{гд}}/I_{\text{эф}}$ при M , равном 4 и 10, составляет 70 и 475 соответственно. При $M=0$ газодинамический источник вырождается в классический. Эти данные отчетливо характеризуют преимущества газодинамического источника.

Для получения полного представления о возможностях газодинамического источника рассмотрим распределения и возможные величины скоростей частиц пучка. Для эффузионного источника, как известно [2], функция распределения молекул пучка по скоростям имеет вид

$$f(v) = Bv^3 \exp(-v^2h), \quad (2)$$

$$h = \sqrt{\frac{m}{2kT}}.$$

Для пучка, получаемого газодинамическим способом, функция распределения скоростей отражает наличие массовой скорости u и имеет несколько иной вид

$$f(v) = Av^3 \exp[-h(v-u)^2] \quad (3)$$

(A , B — нормировочные множители). Наиболее вероятные скорости частиц a равны соответственно

$$a_{\text{эф}} = \frac{1,22}{\sqrt{h}}, \quad a_{\text{гд}} = \frac{\left[\sqrt{\frac{\gamma}{2}} M + \sqrt{\frac{\gamma}{2} M^2 + 6} \right]}{2 \sqrt{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right) h}}. \quad (4)$$

На рис. 2 представлены кривые для функций распределения (2) и (3). Из рис. 2 следует, что наряду с зависящим от M ростом величины наиболее вероятной скорости для газодинамического источника характерно сужение («монокроматизация») самой кривой распределения.

Последнее качество весьма удобно с методической стороны, поскольку выделение частиц фиксированной скорости для обычного источника может приводить к сильному ослаблению пучка.

§ 2. Конструкция источника и вакуумная система

Как видно из рис. 1, основными конструктивными элементами источника являются сходящееся — расходящееся сопло и две конические щели.

Коническое сопло изготовлялось из латуни. В ходе разработки источника был изготовлен ряд сопел с различными углами раствора расходящейся части (12° , 16°); сечение горловины также было различным и равнялось 0,3, 0,5 или 0,7 мм. При изготовлении сопла большое внимание уделялось качеству обработки области горловины и внутренних поверхностей. Поверхности полировались, а неоднородности в горловой части устранялись путем продолжительного продувания через сопло жидкости со взвешенным мелким полировальным порошком. Сопло обеспечивает получение сверхзвукового потока, примерная структура которого получена методом построения характеристик. Однако истинная структура потока в этих условиях может быть, по-видимому, определена только экспериментально.

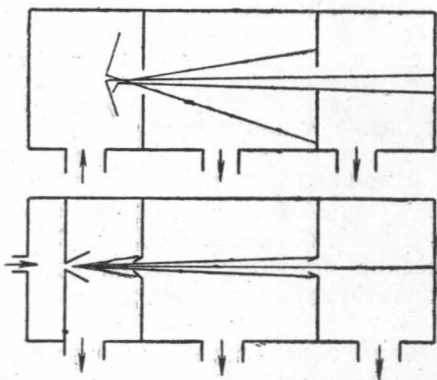


Рис. 1. Схематическое изображение классического (эффузионного) и газодинамического источников молекулярного пучка

Так как в газодинамическом источнике первая щель помещается в сверхзвуковой поток газа, то необходимо предусмотреть минимальность возмущения потока этой щелью. Возмущения проявляются в том,

что, во-первых, на кромках щели могут возникнуть скачки, искажающие проходящий поток, во-вторых, перед щелью вообще может появиться прямой скачок, который практически ликвидирует сверхзвуковое течение. Устранить эти возмущения можно уменьшением радиуса кривизны кромки щели (до 10μ) и правильным выбором внешнего угла раствора конической щели. Заметим, что определенные ограничения накладываются и на величину внутреннего угла, так как число молекул, возвращающихся в поток после столкновения с внутренней стенкой, должно быть минимальным. В нашем случае внешний полуугол равнялся 35° , а внутренний — 25° . Диаметр конической щели составлял 0,7 мм.

Для коллимирующей щели также выбрана коническая форма, причем полуугол раствора равнялся 45° , а диаметр отверстия 1,5 мм.

Добиваясь эффективной работы источника и возможности варьирования его характеристик в достаточно широких пределах, приходится применять метод дифференциальной откачки отдельных частей источника. На рис. 3 схематически показана вакуумная система установки для получения пучка, включающая три независимо откачиваемых объема: I — камера сопла; II — камера коллимирования; III — рабочий объем.

Камера сопла откачивается бустерным насосом БН-3, камера коллимирования — диффузионным насосом Н-5С и частично Н-8Т; рабо-

чая — диффузионным насосом Н-8Т. Предварительное разрежение для всех насосов создается механическим насосом ВН-1, однако для улучшения условий работы высоковакуумных насосов Н-5С и Н-8Т их выходные патрубки соединяются с механическим насосом через дополнительный бустерный насос (БН-3). В рабочих условиях в камерах были следующие давления: I — 10^{-1} – $5 \cdot 10^{-2}$; III — 10^{-4} ; II — 10^{-5} мм рт. ст.

Важным элементом экспериментальной установки является механический селектор пучка (рис. 3, 4). Назначение селектора состоит, с одной стороны, в создании пучка молекул в узком интервале скоростей (монокинетических частиц), а с другой — в модуляции пучка, что сильно облегчает задачу его регистрации. Способ выделения монокинетических частиц селектором основан на хорошо известном «методе времени пролета», состоящем в получении прерывистого пучка и последующем

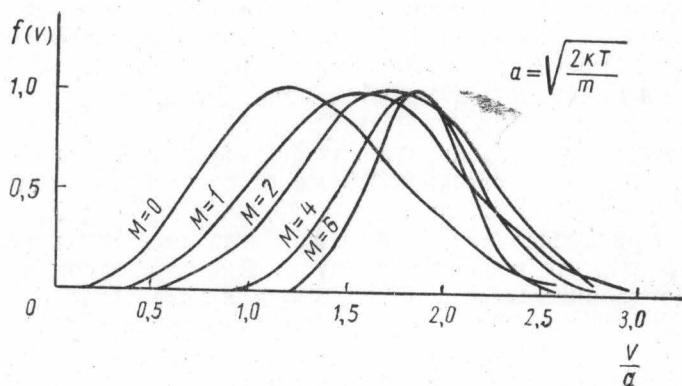


Рис. 2. Распределение скоростей в пучке при различных значениях числа M потока

выделению частиц с заданным временем пролета известного расстояния [3].

Для детектирования пучка нейтральных частиц используется ионизационный приемник (рис. 3, 7), обладающий необходимыми с точки зрения планируемого эксперимента свойствами — универсальность, безынерционность и высокая чувствительность — при сравнительной простоте конструкции. Действие приемника основано на ударной ионизации пролетающих частиц электронами и последующем отсасывании образующихся ионов на коллектор [4].

Усиление слабых импульсов ионного тока первоначально осуществлялось стандартными усилителями типа 28-ИМ. Однако вследствие сравнительно большой ширины резонансной кривой этого усилителя малость отношения сигнал/шум в некоторых случаях не позволяла провести достаточно надежные измерения.

Для преодоления этой трудности был собран и налажен двухкаскадный резонансный усилитель со ступенчатым изменением резонансной частоты. После усиления амплитуда импульсов ионного тока в принципе может быть измерена ламповым вольтметром, однако при малых отношениях сигнал/шум такие измерения весьма затруднительны. Наиболее тщательные измерения слабых сигналов осуществлялись с помощью синхронного детектора с фазовращателем [4]. Использование синхронного приема позволяет существенно повысить избирательность (а значит и эффективную чувствительность) регистрирующей системы. Принципиально при увеличении времени измерений чувствительность

может быть повышена до уровня, соответствующего детекторам с электронным умножением. С помощью использованной системы удается надежно регистрировать молекулярные пучки с интенсивностью $\sim 10^{10}$ мол/сек.

§ 3. Характеристики источника молекулярного пучка

Предварительное опробование источника состояло в изучении характера сверхзвукового потока, создаваемого соплом, а также степени влияния формирующей щели на поток. Для этой цели использовалась миниатюрная трубка полного напора (трубка Пито) с внешним и внутренним диаметром 0,6 и 0,4 мм, передний край которой затуплялся. Трубка перемещалась вдоль оси сопла. В результате были получены распределения полного напора на оси струи для различных перепадов давления. Кривые распределения для некоторых перепадов давления характеризуются нерегулярностью, которая, по-видимому, обуславливается появлением в потоке скачков. Рабочий режим выбирался из соображений отсутствия таких неоднородностей, с одной стороны, и возможностей отточной системы, с другой.

Для определения степени влияния формирующей щели на поток щель укреплялась на расстоянии 2,5 мм от среза сопла, так что сопло и щель могли смещаться вдоль оси неподвижной трубки Пито. Полученные при этом распределения полного давления подобны кривым, полученным без щели, что и свидетельствует о малости влияния последней на поток. Предварительные опыты позволили установить диапазон рабочих режимов сопла и ориентировочные значения чисел M потока.

Изучение рабочих характеристик источника проводилось непосредственно по молекулярному пучку и заключалось в следующем: после модуляции однодисковым селектором пучок направлялся в ионизационный приемник, в котором сгустки частиц создавали импульсы ионного тока. Импульсы ионного тока усиливались, и амплитуда их измерялась; кроме того, форма импульса при определенных условиях оказывается однозначно связанной с распределением молекул пучка по скоростям.

Как указывалось, газодинамический источник позволяет получать более интенсивные пучки по сравнению с классическим, и представляет интерес экспериментально измерить величину выигрыша — отношение интенсивностей этих источников. С этой целью проводились измерения ионных токов для случая, когда сопло отключалось, а газ непосредственно подавался в камеру сопла; при этом роль печной щели классического источника выполняла формирующая щель ($\Phi 0,7$ мм). Измерения проводились при различных значениях статического давления в камере I . Было найдено, что для перекрывающихся значений давления отношение интенсивностей достигает примерно 70. Этот результат, по-видимому, свидетельствует о правильности работы как источника в целом, так и отдельных его элементов.

На рис. 3 представлена зависимость ионных токов и вычисленных по току интенсивностей (в произвольных единицах) от давления напора в сопле для H_2 , Ag , N_2 . Как видно из рис. 4, ионные токи для всех газов близки по величине. Если, однако, учесть различия значений эффективного сечения ионизации и скорости, то интенсивность водородного пучка в максимуме оказывается примерно в 10 раз выше соответствующей тяжелой газам.

В этой же серии опытов была измерена ширина пучка в области регистрации, удаленной на 300 мм от выходного сечения источника ($\Phi 1,5$ мм). Результаты показывают, что сечение пучка постоянной

плотности составляет примерно 1 см^2 , и наводят на мысль о возможности создания небольшой «молекулярной аэродинамической трубы» с эффективными числами M порядка 5—7, а возможно и выше. Абсолютная величина интенсивности, реализуемой источником, не измерялась, однако на основании оценок по величинам ионного тока интенсивность составляет 10^{15} — $10^{16} \text{ мол/см}^2 \cdot \text{сек}$.

В связи с имеющимися в литературе данными [5] была предпринята серия экспериментов, направленных на изучение возможности использования смесей газов для повышения интенсивности и скоростей частиц пучка. В этих опытах смесь «тяжелых» (Ag , N_2) и «легкого» (H_2) газов продувалась через сопло и регистрировались ионные токи, а также распределение молекул пучка по скоростям.

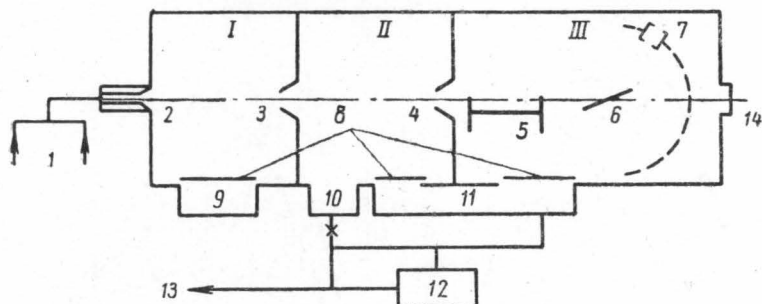


Рис. 3. Схематический вид экспериментальной установки для изучения взаимодействия молекул с поверхностью:
 1 — напуск рабочих газов, 2 — сверхзвуковое сопло, 3 — первая коническая щель, 4 — коллимирующая щель, 5 — селектор скорости, 6 — исследуемый объект, 7 — ионизационный приемник, 8 — вакуумные затворы, 9—12 — паромасляные насосы, 13 — к механическому насосу

Основным результатом использования смесей является существенное возрастание ионного тока пучка по сравнению с током пучка для любого чистого компонента. Соответствующие зависимости величины ионного тока от концентрации для различных давлений напора приведены на рис. 5, где по оси ординат отложена не сама величина ионного тока, а отношение ионных токов для смеси и водородного пучка при том же давлении. Для использования пучков, получаемых при продуве через сопло смеси, необходимо определить состав пучка. Прямой анализ состава в нашем случае был невозможен, однако полученные данные позволяют сделать заключения о составе.

Покажем, что наблюдаемое увеличение ионного тока однозначно свидетельствует об изменении состава пучка по отношению к исходному и об увеличении плотности тока тяжелого компонента. В самом деле, так как ионные токи компонент аддитивны, нетрудно показать, что максимальное возрастание тока при одинаковых начальных давлениях и интенсивностях для пучков чисто водородного и 50% смеси должно составлять 3,16 и 2,8 соответственно для смесей H_2 — Ag и H_2 — N_2 . Однако из рис. 5 видно, что максимальное возрастание достигает $\sim 6,8$ в случае смеси H_2 — Ag и $\sim 4,8$ в случае H_2 — N_2 ; из этого расхождения можно заключить, что разбавление легкого газа как бы приводит к возрастанию плотности тока тяжелых частиц в пучке, т. е. изменению концентраций. Возможен ли подобный эффект? Попробуем, воспользовавшись формулой (1а), оценить это. Допустим, что в сопле происходит

обычное равновесное газодинамическое истечение смеси со средним молекулярным весом $\bar{\mu}$ и средним показателем адиабаты $\bar{\gamma}$, тогда сверхзвуковой поток можно характеризовать неким средним числом \bar{M} и средней температурой смеси. Поскольку можно принять, что при расширении в вакуум молекулы компонентов ведут себя независимо, то число частиц, приходящих в область регистрации, определится по формуле (1а), с заменой M на M_l и M_T (значок л — соответствует легкому, т — тяжелому компонентам).

Рассмотрим теперь конкретный случай смеси $H_2 - N_2$. Пусть $\bar{M}=4$, тогда при 10%-ной начальной концентрации N_2 $M_T = 9,8$ и $M_l = 2,64$. В соответствии с (1а) возрастание интенсивности по сравнению с клас-

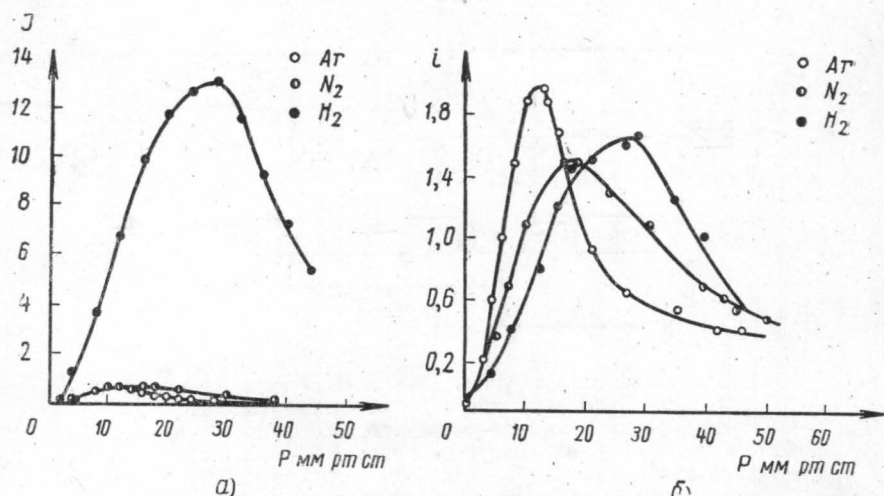


Рис. 4. Зависимость ионного тока и интенсивности пучка от давления перед соплом

сическим случаем равно 475 для азота и 25 для водорода, тогда как возрастание интенсивности чисто водородного пучка при $M=4$ равно 70. Если интенсивности смесового пучка и чистого компонента газа равны, то это приводит к тому, что концентрация тяжелого компонента в пучке достигнет примерно 68%. Отношение ионных токов равно 3,9 (ср. рис. 5).

Рассмотренная схема, хотя и упрощает действительную картину, позволяет заключить о существенном изменении концентрации в пучке по отношению к исходной, что подтверждается прямыми измерениями [6].

Этот эффект обогащения тяжелым компонентом усиливается с ростом разницы масс компонент. Так, при начальной 10%-ной концентрации аргона и 90%-ной водорода концентрация в пучке будет для тех условий равняться 85% аргона и 15% водорода.

Эффект обогащения пучка тяжелым компонентом, усиливаемый селективностью приемника (сечение ионизации тяжелых газов примерно в 5—4 раза больше, чем для водорода), дает основания полагать, что основной вклад в измеряемую величину ионного тока пучка дает тяжелый компонент.

А это означает, что использование смесей, как видно из рис. 5, существенно повышает возможности источника, приводя к увеличению интенсивности примерно на 3 порядка относительно соответствующей классическому источнику.

В следующей серии опытов методом времени пролета изучался характер распределения молекул пучка по скоростям. Здесь основным результатом (рис. 6) является измеренное изменение скоростей частиц пучка при добавлении к водороду тяжелых газов. Значения наиболее вероятных скоростей частиц оказываются ниже значения для водорода, но значительно выше, чем для пучков тяжелых газов. Принимая во внимание отмеченные выше эффекты обогащения, можно говорить об «ускорении» тяжелых частиц. Это ускорение приводит к 4–5-кратному увеличению скорости по сравнению со средней тепловой скоростью частиц при исходной температуре. Экспериментальный факт возрастания

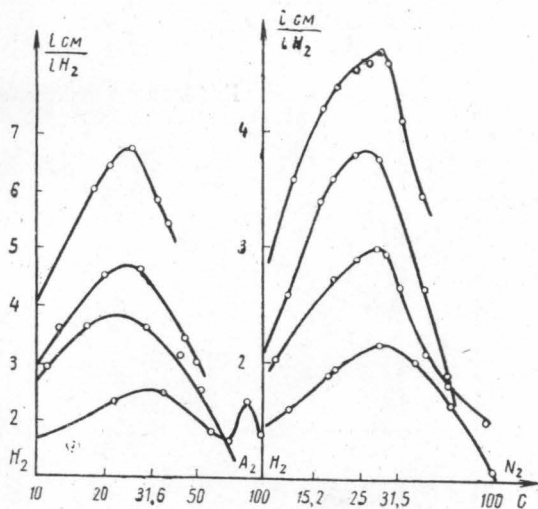


Рис. 5. Зависимость ионного тока пучка и интенсивности пучка от концентрации смеси при различных давлениях перед соплом

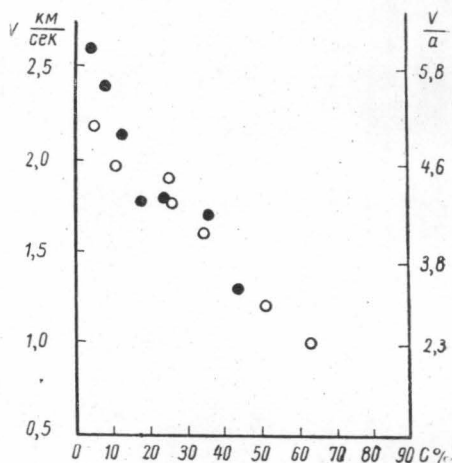


Рис. 6. Зависимость наиболее вероятной скорости молекул пучка от концентрации смеси (Ni—H₂) при различных давлениях (•—37 мм, ○—25 мм рт. ст.)

скорости, по-видимому, оправдывает модель, использованную для оценки обогащения состава пучка.

На рис. 6 приведены результаты измерений наиболее вероятной скорости молекул в пучке в зависимости от концентрации смеси. Видно, что наиболее вероятные скорости пучка из смеси заключены между значениями скоростей для чистых компонент и при возрастании содержания тяжелого компонента смещаются в сторону меньших скоростей (заметьте, что измеренные скорости соответствуют тяжелому компоненту).

Этот результат наряду с фактом обогащения пучка тяжелым компонентом позволяет говорить о возможности получения при предварительном подогреве смеси до 2000°K молекулярных потоков со скоростями порядка 5–6 км/сек. Присутствие небольшой добавки легкого компонента при использовании селективного приемника не скажется на результатах соответствующих экспериментов.

Состав может быть улучшен при использовании селекции по скоростям. Таким образом, открывается возможность обойти трудности формирования высокоскоростного потока разреженного газа с хорошо контролируемым состоянием внутренних степеней свободы частиц. Можно поэтому сделать вывод о реальности создания «молекулярной аэродинамической трубы» со статистическими давлениями пото-

ка 10^{-4} — 10^{-7} мм рт. ст. и числом Маха порядка 20, обеспечивающей «разгон» частиц до энергии в пределах от 0,5 до 5 электронвольт.

Авторы приносят благодарность Сермягину А. В., принимавшему участие в выполнении настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kantrowitz A. Grey J. Rev. Sci. Instr., **22**, 333, 1951.
2. Рамзей Н. Молекулярные пучки. ИЛ, М., 1960.
3. Леонас В. Б., Рубцов В. К. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 115, 1960.
4. Леонас В. Б. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 127, 1962.
5. Becker E. W. Zeit. Naturforsch., **10A**, 842, 1955.
6. Stern S. A., Waterman P. O. J. Chem. Phys., **33**, 805, 1960.

Поступила в редакцию
22. 1 1963 г.

Кафедра
молекулярной физики
