

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

539.186+546.11

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ХОЛОДНЫМИ АТОМАМИ ВОДОРОДА**В. Б. Леонас**

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	707
2. Процессы с участием «холодных» атомов водорода	708
3. Экспериментальные исследования с использованием холодных атомов водорода	717
а) Получение холодных атомов водорода (717). б) Изучение упругого рассеяния атомов водорода при низких энергиях (720). в) Исследования взаимодействия холодных атомов водорода с поверхностью (722). г) Эксперименты по стабилизации и накоплению поляризованного водорода (724).	
4. Заключение	727
Цитированная литература	727

1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящий обзор посвящен рассмотрению выполненных в последние годы многочисленных исследований атомных процессов в газовой фазе и на поверхности с участием «холодных» атомов водорода.

Термином «холодный» атом обозначен диапазон относительных энергий столкновений $E \sim 10$ мэВ (соответственно «ультрахолодные» атомы $E < 1$ мэВ), отвечающий диапазону температур в десятки (единицы) градусов К.

Представляет интерес как сама мотивация постановки таких экспериментов, т. е. причины возникновения этой новой ветви физики атомных столкновений, так и своеобразная техника реализации и результаты экспериментальных исследований взаимодействий при сверхнизких энергиях. Одной из целей дальнейшего рассмотрения является попытка привлечь внимание к этой интенсивно развивающейся новой области исследований физики атомных столкновений.

Почему в этой проблематике атомных процессов сверхнизких энергий именно атомы водорода оказываются выделенными? В известном смысле это — отражение выделенности атомов H в природе: с одной стороны, водород является абсолютно преобладающим по распространенности элементом во Вселенной и атомы H играют определяющую роль в астрофизических процессах в холодном межзвездном газе, с другой стороны, атомы водорода являются наиболее легкими атомными частицами, в поведении которых наиболее ярко должны проявляться специфические квантовые эффекты. И если эти известные особенности вызывали ранее лишь академический интерес, то сегодня, например, необходимость количественного исследования мощного потока наблюдательных данных радиоастрономии сантиметрового и миллиметрового диапазона выдвинула, а прогресс экспе-

риментальной техники сделал реальной задачу постановки широких лабораторных исследований процессов с участием атомов водорода.

Мы рассмотрим вначале три главные области исследований, в которых реализованы наиболее обширные экспериментальные программы — изучение столкновительных процессов с участием атомов водорода, имеющих астрофизический интерес, изучение упругого атомно-молекулярного рассеяния при сверхнизких энергиях и исследования по проблеме конденсированного водорода, а затем обсудим основные технические средства их реализации и полученные результаты.

2. ПРОЦЕССЫ С УЧАСТИЕМ «ХОЛОДНЫХ» АТОМОВ ВОДОРОДА

Одним из наиболее замечательных фактов, обнаруженным радиоастрономией в последнее десятилетие и привлекшим внимание к атомным процессам при низких энергиях, является наличие в плотных межзвездных облаках (МЗО) большого количества разнообразных молекул^{1,2}. Это разнообразие иллюстрируется табл. I, и в значительной степени загадочным

Таблица I

Молекулы, обнаруженные радиоастрономическими наблюдениями в межзвездной среде

Неорганические	Органические	
H_2 , OH, SiO, SiC, SiS, SiN, NO, NS, SO, SiO ⁺ H_2O , N_2H^+ , H_2S , SO_2 , HDO, HSiN, HNO NH_3	Двухатомные	CH , CH^+ , CN, CO, CS,
	Трехатомные	C_2H , HCN, $HNCHCO^+$, HCO, OCS
	Четырехатомные	H_2CO , HNCO, H_2CS , C_3N , HNCS
	Пятиатомные	H_2CHN , H_2NCN , H_2C_2O , C_4H , HCOOH, HC_3N
	Шестиатомные	CH_3OH , CH_3CN , $HCONH_2$, CH_3SH
	Семиатомные	CH_3NH_2 , CH_3C_2H , HC_5N , HCOCH ₃ , H_2CCHCN
Восьмиатомные	HCOOCH ₃	
Девятиатомные	$(CH_3)_2O$, C_2H_5OH , CH_3CH_2CN , HC ₇ N	
Более сложные	HC ₉ N	

был (был — потому, что сейчас нащупаны возможные механизмы) способ, по которому оно возникает. Из табл. I видно, что атомы водорода входят в состав подавляющего большинства сложных молекул, и в связи с этим возникает проблема количественного объяснения химической эволюции изначально атомарного облака в практически полностью молекулярное облако. Радиоизлучения из плотных облаков в см и мм диапазоне длин волн несут информацию не только о химическом составе, но и о термическом состоянии газа — заселенности молекулярных уровней, переходы с которых создают эмиссии. Поэтому наряду с проблемой химической эволюции перед физикой атомных столкновений и физической кинетикой возникает своеобразная обратная задача — по спектральным распределениям принимаемых излучений восстановить картину термического состояния газового облака.

Таким образом, можно констатировать появление необходимости изучения столкновительных процессов атомов водорода, а также других атомов и молекул, приводящих к химическому связыванию свободных атомов межзвездного облака в молекулярные соединения, с одной стороны, и к за-

селению молекулярных уровней, ответственных за наблюдаемые излучения — с другой, при характерных для плотного облака температурах 10—100 К.

Упомянутая выше «загадочность» механизма химического преобразования межзвездного облака обусловлена тем, что плотность типичного облака $\sim 10^4 \text{ см}^{-3}$. Для столь низких плотностей парные столкновения происходят с характерным временем $\tau(2) = (n_{\text{H}}Qc)^{-1} \sim 10$ лет (здесь n_{H} — плотность, Q — эффективное сечение столкновения, c — средняя тепловая скорость). Столь большие времена означают, что сталкивающиеся атомы облака будут находиться в основном электронном состоянии. Тройные столкновения, в которых главным образом и должны были бы образовываться молекулы, например, простейшая — H_2 , происходят с характерным временем

$$\tau(3) \sim 10^{31} (n_{\text{H}})^{-2} \text{ с},$$

превышающим при типичных плотностях время жизни Вселенной. Поскольку парные столкновения атомов не могут образовать молекулы H_2 (фоторекомбинация запрещена по правилу сохранения полного спина), а тройные столкновения практически не осуществляются, то загадка рекомбинации H (и других) атомов в молекулу может быть разрешена, если вспомнить еще об одной компоненте облака — межзвездной пыли. Согласно имеющимся представлениям, масса пыли составляет около 1% от массы газа, а объемная плотность n_{g}

$$n_{\text{g}} = 10^{-12} n_{\text{H}}.$$

Роль межзвездной пыли в рекомбинации сводится к тому, что в столкновении трех тел — пылинки и два атома — «время жизни» столкновительной системы за счет адсорбции может быть фантастически увеличено по сравнению с временами для гомогенной рекомбинации. В последнем случае это время определяется временем пролета области взаимодействия ($\sqrt{Q/\pi}/c \sim 10^{-12}$ с). В случае рекомбинации с участием пылинки время жизни (в секундах) адсорбированного на пылинке атома дается известным соотношением Френкеля

$$\tau_{\text{a}} = 10^{-12} e^{(\epsilon_{\text{a}}/kT_{\text{g}})}, \quad (1)$$

где ϵ_{a} — энергия адсорбции, глубина адсорбционного потенциала, T_{g} — температура пылинки. Экспоненциальный множитель и ответствен за затягивание τ_{a} . Так, согласно недавним измерениям³ дифракционного рассеяния атомов H на монокристаллической поверхности графита (графит считается одним из наиболее подходящих кандидатов для материала пылинки) следует, что $\epsilon_{\text{a}} = 0,043$ эВ.

Таким образом, для $T_{\text{g}} = 10$ К $\epsilon_{\text{a}}/kT_{\text{g}} = 50$, а время жизни захваченного на поверхности атома H оказывается равным $\tau_{\text{a}} \approx 4 \cdot 10^9$ с. Коль скоро это время намного превышает среднее время между последовательными ударами атомов по пылинке ($\tau_{\text{g}} = (n_{\text{H}}\pi a^2 c)^{-1} \leq 10$ с, a — радиус пылинки), то на ней всегда будет присутствовать больше двух атомов водорода. Миграция адсорбированных атомов по поверхности пылинки обеспечивает⁴ высокую вероятность их встречи и рекомбинации со сбросом избыточной энергии на пылинку, являющуюся третьим телом. В настоящее время именно этот подход позволяет удовлетворительно количественно объяснить скорость процесса образования молекул H_2 , являющегося первой стадией химической эволюции. Характерное время «переработки» атомарного H -облака в молекулярное H_2 -облако дается простым соотношением⁵

$$\tau_{\text{мол}} \approx 3 \cdot 10^8 n_{\text{H}}^{\frac{1}{2}} \text{ (лет)}, \quad (2)$$

и ясно, что для типичного облака ($n_{\text{H}} = 10^4 \text{ см}^{-3}$) это время мало в масштабе полного времени существования (до схлопывания) облака.

Приведенные простые оценки являются иллюстрацией применения общей схемы адсорбционного механизма на случай атомов H; ясно, что предсказательная эффективность этой схемы будет определяться конкретными значениями таких определяющих параметров, как:

- а) вероятность захвата атомной частицы в адсорбционный потенциал,
- б) энергия адсорбции на пылинках различного состава,
- в) характер распределения выделенной энергии рекомбинации (в случае молекулы H_2 , $\Delta E \approx 4,5 \text{ эВ}$).

Потребность в надежной информации об этих характеристиках создает мощный стимул развития исследований столкновений при низких энергиях. Помимо проблем химического преобразования облака существует значительный интерес к оценкам столкновительного возбуждения (деактивации) атомами водорода молекулярных степеней свободы для партнеров, перечисленных в табл. I.

Ключевой информацией в такого рода оценках является знание поверхностной потенциальной энергии взаимодействия. Таким образом, исследования рассеяния в области низких энергий оказываются второй областью активного интереса и ему уделяется сейчас внимание многими исследовательскими группами.

Резюмируя сказанное, можно заметить, что возможность количественного описания кинетики столкновительных (химического и физического) превращений в МЗО позволит по наблюдениям относительного содержания различных молекул и пространственного распределения интенсивности излучения осуществлять как датировку, так и установить внутреннюю структуру эволюционирующего облака.

Упомянувшиеся исследования упругого рассеяния при низких энергиях представляют и самостоятельный интерес, поскольку область энергий $\leq 10 \text{ мэВ}$ — это область проявления эффектов резонансного рассеяния.

Теория резонансного рассеяния подробно рассмотрена в ⁶ (см. также ссылки в ⁷), и здесь уместно обсудить лишь качественные особенности рассеяния при низких энергиях и требования, предъявляемые к экспериментам, нацеленным на регистрацию резонансных эффектов упругого молекулярного рассеяния.

Рассеяние медленных частиц ⁶ в поле притяжения в случае, когда дискретный спектр отрицательных уровней энергии (*s*-состояния) характеризуется наличием неглубокого уровня ($w < 0$), имеет при близости энергии рассеиваемой частицы к энергии уровня, т. е. при резонансе, особенность.

Эта особенность — значительное возрастание эффективного или полного сечения рассеяния. Если $w > 0$, то уровень будет квазидискретным, поскольку центробежный барьер в эффективном потенциале ($V_{\text{эфф}} = V(r) + [\hbar^2 l(l+1)/2\mu r^2]$) делает для частицы с резонансной энергией вероятность ухода из этого состояния на бесконечность малой.

Соответственно время жизни этого состояния τ велико, что означает образование при резонансном столкновении метастабильной составной системы с τ , превышающим характерное время пролета области взаимодействия.

Резонансы в энергетической зависимости сечения упругого рассеяния называют иногда профильными (shape) резонансами из-за того, что их свойства определяются профилем или формой потенциала, а иногда — резонансами орбитирования, по аналогии с классическим захватом на квазистационарные орбиты ⁸. Качественное представление эффектов резонансного рассеяния дается на рис. 1 для эффективных потенциалов взаимо-

действия, соответствующих различным значениям l . Потенциал типа Леннарда-Джонса имеет один колебательный уровень ($v = 0$); как видно из рис. 1, уровень при $l > 4$ оказывается в сплошном спектре, т. е. является виртуальным, а при $l \leq 4$ — квазидискретным. Эффективные потенциалы для $l = 1-3$ не показаны, и наличие уровня (дискретного) обнаруживается спектроскопическими наблюдениями (спектр преддиссоциации). Правая часть рис. 1 иллюстрирует органическую связь оптической спектроскопии и спектроскопии столкновений.

Так как полное сечение упругого рассеяния описывается известным соотношением ⁶

$$Q = \frac{4\pi}{k_0} \sum_l (2l + 1) \sin^2 \eta_l, \quad (3)$$

то для выявления резонансной структуры зависимости $Q(E)$ число членов суммы, дающих заметный вклад в сечение, должно быть мало. Для взаимодействия, описываемого потенциалом типа Леннарда-Джонса максимальное значение орбитального квантового числа l_{\max} , дающего вклад в сумму,

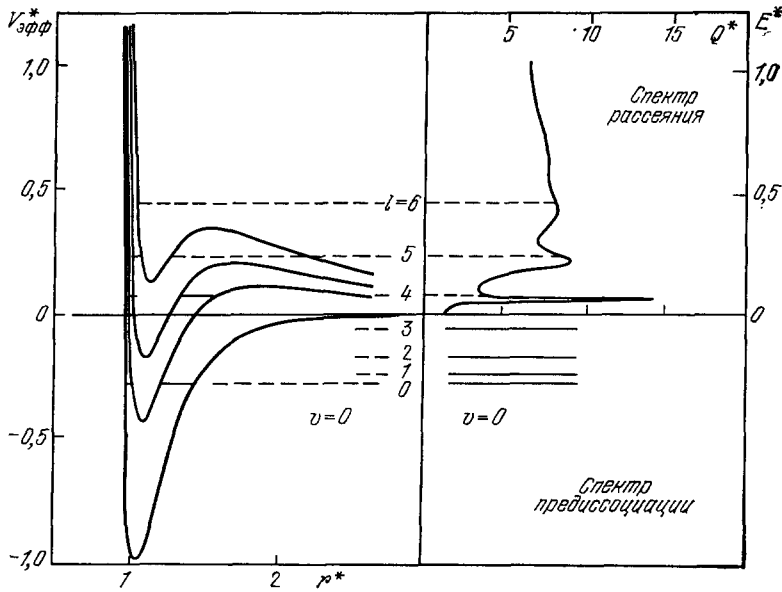


Рис. 1. Качественная схема возникновения резонансов полного сечения молекулярного рассеяния для случая потенциала взаимодействия $V(r)$ с единственным колебательным ($v = 0$) уровнем.

Штриховой линией показаны положения колебательного уровня в эффективных потенциалах $V_{эфф}^*$, соответствующих различным значениям l от $l = 0$ до $l = 6$. Эффективные потенциалы для $l = 1 - 3$ не показаны, и наличие уровня (дискретного) обнаруживается спектроскопическими наблюдениями (спектр преддиссоциации). Правая часть рисунка иллюстрирует органическую связь оптической спектроскопии и спектроскопии столкновений; использованы приведенные координаты $E^* = E/\epsilon$, $V_{эфф}^* = V_{эфф}/\epsilon$, $r^* = r/r_m$, $Q^* = Q/\pi r_m^2$.

можно оценить из соотношения $l_{\max} \approx 3k_0 r_m$. Следовательно, единственным способом обрезания суммы является уменьшение значения волнового числа $k_0 (= \mu g/\hbar)$. Отсюда легко видеть, что при низкой относительной энергии $E (= \mu g^2/2)$ наибольший эффект снижения k_0 достигается для атомов водорода. В эту же сторону работает требование на профиль потенциала. Для сферически-симметричного потенциала $V(r)$ эффективный центробежный потенциал $V_{эфф} (= V(r) + [\hbar^2 l(l+1)/2\mu r^2])$ при больших l

не будет иметь минимума и, таким образом, не будет иметь связанных состояний, ответственных за резонансы рассеяния. Для потенциала Леннарда-Джонса «исчезновение» минимума происходит⁹ при $E > 0,8\epsilon$ и поэтому для типичных слабосвязанных ван-дер-ваальсовских систем с глубиной потенциальных ям $\epsilon/k \sim 10-100$ К мы приходим к ограничению на величину $E/k \leq 8-80$ К. Из рассмотрения рис. 1 можно сделать еще один практический вывод — резонансные структуры в шкале энергий или скоростей весьма узки, и их выявление требует от эксперимента обеспечения высокого разрешения по энергиям (скоростям). При относительных энергиях, меньших резонансных, имеет место еще ряд специфических особенностей рассеяния. Это — резонанс «нулевой энергии», макроскопическое проявление которого наблюдалось для системы He — He в экспериментах по формированию пучка атомов He при газодинамическом истечении в вакуум¹⁰. При малых энергиях в энергетической зависимости сечения рассеяния наблюдается провал, имеющий природу, аналогичную эффекту Рамзауэра — Таунсенда; эта особенность непосредственно наблюдалась для систем H — He (см. ¹¹) и He — He¹². Наконец, в области $E > 0,8\epsilon$ возможно появление структуры, связанной с так называемыми фешбаховскими резонансами¹³.

В ядерной физике хорошо известен механизм взаимодействия частиц, связанный с кратковременным захватом бомбардирующей частицы в результате передачи энергии частице мишени. Соответствующие резонансы, квантовомеханическую трактовку которых дал Фешбах, возникают при молекулярном рассеянии в случае совпадения относительной энергии столкновения с энергией связанного состояния, в котором рассеивающая молекула возбуждена в ближайшее вращательное состояние. Такие резонансы, возможные и для тяжелых ($\mu > 1$) систем, характеризуются очень малой энергетической шириной и из-за малости вращательных квантов могут оказаться в неразрешимой для имеющихся в настоящее время экспериментальных средств близости друг от друга. В этом случае в энергетической зависимости сечений вместо выраженных пиков будет иметь место лишь небольшое возмущение монотонного хода. Следы таких возмущений, возможно, и наблюдались в экспериментах (см. ⁷) по рассеянию атомов H на молекулах. Практический интерес к изучению резонансного рассеяния связан со следующим. Хорошо известно, что обычный профиль потенциала ван-дер-ваальсовского взаимодействия атомов в *s*-состоянии возникает как результат конкуренции вкладов дальнедействующих (притяжения) и короткодействующих (отталкивания) сил¹³. В хорошем приближении на больших межатомных расстояниях дальнедействующие силы описываются разложением

$$V_{\text{д}} = -\frac{c_6}{r^6} - \frac{c_8}{r^8} - \frac{c_{10}}{r^{10}}, \quad (4)$$

коэффициенты которого могут надежно вычисляться теоретически и выражаются через поляризуемости и высшие электрические моменты для отдельных атомов. Короткодействующие, обменные силы возникают при сближении на расстояния, где начинается заметное перекрывание электронных облаков партнеров; они могут удовлетворительно описываться Борн-Майеровским экспоненциальным потенциалом или потенциалом, включающим квадратичный (r^2) член в экспоненте. Фундаментальной проблемой является вопрос о том, сколь далеко внутрь потенциальной ямы может быть «продвинута» даваемая рядом (4) дисперсионная ветвь притяжения, когда появляется заметное возмущение ее хода влиянием сил отталкивания.

Поскольку в области промежуточных расстояний у минимума теоретические расчеты энергий крайне трудны и недостаточно точны, то ответа

на этот вопрос следует скорее ждать от эксперимента, обладающего сегодня достаточной чувствительностью и точностью. Именно исследования упругого рассеяния в области низких и сверхнизких энергий, в частности, измерения энергетической зависимости полных сечений открывают возможность получить ответ на этот вопрос. Чувствительность этих измерений обусловлена тем фактом, что область низких энергий — это область резонансного рассеяния ⁶. Рис. 2 иллюстрирует эту чувствительность на примере зависимости полного сечения Q от относительной энергии столкновения E для системы Н — СО₂, рассчитывавшейся в приближении центральных потенциалов V_I, V_{II} с одинаковой глубиной ϵ и положением минимума r_m , но различавшихся в дальнедействующей области:

$$V_I = \epsilon \left[\left(\frac{r_m}{r} \right)^{12} - 2 \left(\frac{r_m}{r} \right)^6 \right], \tag{5}$$

$$V_{II} = \epsilon \left[\left(1 + \frac{c_8^*}{3} \right) \left(\frac{r_m}{r} \right)^{12} - 2 \left(1 - \frac{c_8^*}{3} \right) \left(\frac{r_m}{r} \right)^6 - c_8^* \left(\frac{r_m}{r} \right)^8 \right].$$

Как видно из рис. 2, зависимости, имеющие весьма специфический вид (с узкими выбросами — резонансами, обусловленными квантовым характером взаимодействия сталкивающихся частиц), действительно обнаруживают доступные измерения смещения положений и изменения амплитуд экстремумов для двух потенциалов V_I, V_{II} .

Проблема образования молекул Н₂ в МЗО была одним из первых стимулов к развитию обсуждаемых исследований, однако, сегодня не меньшим стимулом является обратная проблема получения устойчивого по отношению к рекомбинации газа из атомов водорода, задача «синтеза» макроколичеств такого нового вещества. Такое вещество представляет интерес как новый объект квантовой макрофизики и необычайно эффективное топливо с наивысшим (по сравнению с обычными химическими) энергосодержанием на единицу массы.

Нейтральный атом водорода, обладающий электронным спином $S = 1/2$ и ядерным $I = 1/2$ ($F = I + S = 0,1$) аналогично атому гелия является бозоном ⁶. По известным правилам построения молекулярных термов два атома Н в 1²s-состоянии будут взаимодействовать по двум, соответствующим различным полным спином системы, термам: $X^1\Sigma_g^+$, $V^3\Sigma_u^+$. Первый из них отвечает связанному состоянию с глубиной потенциального минимума $\epsilon/k \approx 52\ 000$ К и равновесным расстоянием $r_e = 0,74$ А, тогда как второй отвечает слабосвязанному состоянию с глубиной ван-дер-ваальсовского минимума $\epsilon/k = 6,4$ К. Таким образом, если «закрывать» рекомбинационный канал, для которого столкновительная

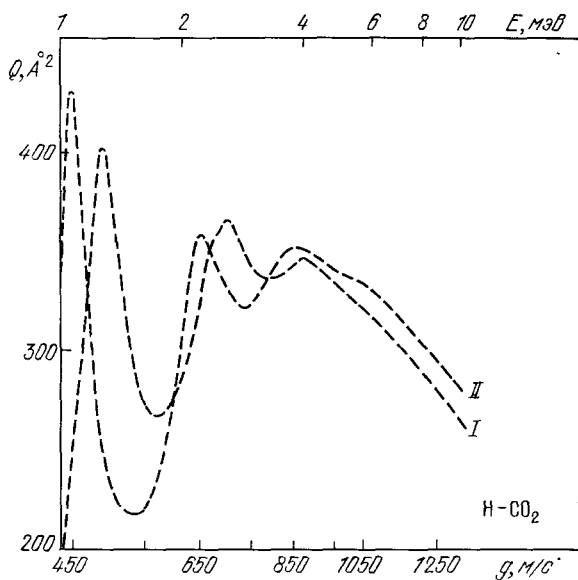


Рис. 2. Энергетические зависимости полного сечения рассеяния системы Н — СО₂ в резонансной области, рассчитанные с использованием слегка отличающихся по форме потенциалов V_I, V_{II} .

система из двух атомов $\uparrow\text{H}$ имела бы полный спин, равный нулю, то газ из атомов водорода не сможет превратиться в молекулярный. Такое «закрытие канала» в принципе мыслимо осуществить путем сортировки — поляризации электронных спинов, и возникает вопрос — какими свойствами будет обладать гипотетический газ поляризованных атомов водорода, обозначаемых ($\text{H}\uparrow$).

Во-первых, малость массы атомов H и величины ε приводит к тому, что даже при абсолютном нуле движение поляризованных атомов остается столь энергичным, что они остаются в газообразной фазе.

В молекулярной теории жидкости известен безразмерный параметр де-Бура η , характеризующий поведение системы при изменении термодинамических параметров:

$$\eta = \frac{\hbar}{m\sigma^2\varepsilon},$$

где σ — характерный размер, определяемый условием $V(\sigma) = 0$ (близкий по смыслу параметр B — приведенная емкость потенциала $B = (1/\eta)(r_m/\sigma)^2$ используется в теории молекулярных столкновений для характеристики числа колебательных уровней, содержащихся в потенциальной яме¹⁵). Критическое значение параметра де-Бура $\eta_{\text{кр}} = 0,45$ определяет границу раздела по отношению к фазовым переходам для систем, состоящих из частиц-бозонов (а таковыми и являются атомы водорода; для фермионов $\eta_{\text{кр}} = 0,27$). Для систем с $\eta > \eta_{\text{кр}}$ сосуществование жидкой и газовой фаз невозможно, и, соответственно, при $\eta > \eta_{\text{кр}}$ газ поляризованных атомов $\text{H}\uparrow$ ни при каких температурах не может быть сжижен. Известные результаты квантовомеханических расчетов термов молекулы H_2 Колоса и Вольневича были использованы в¹⁶ для аппроксимации $b^3\Sigma^+_g$ -терма потенциальной функцией типа Леннарда-Джонса. Полученные значения $\varepsilon/k = 6,46$ К и $r_m = 3,69$ Å позволяют определить значения параметра де-Бура для различных изотопов водорода: $\eta = 0,55$ для $\text{H}\uparrow$, $\eta_{\text{D}} = 0,27$ для $\text{D}\uparrow$, $\eta_{\text{T}} = 0,18$ для $\text{T}\uparrow$.

Таким образом, видно, что газ $\text{H}\uparrow$ оказывается вне области разрешенных фазовых переходов (соответственно газ фермионов $\text{D}\uparrow$ оказывается на границе устойчивости по отношению к переходам газ-жидкость, так как $\eta_{\text{D}} \approx \eta_{\text{кр}}$). Указанное обстоятельство оказывается одним из определяющих в обострении интереса к проблеме стабилизации газов $\text{H}\uparrow$ (и $\text{D}\uparrow$) поскольку открывается возможность непосредственного изучения их квантовых свойств, в частности, эффектов, связанных с конденсацией Бозе — Эйнштейна (БЭ), сверхтекучестью.

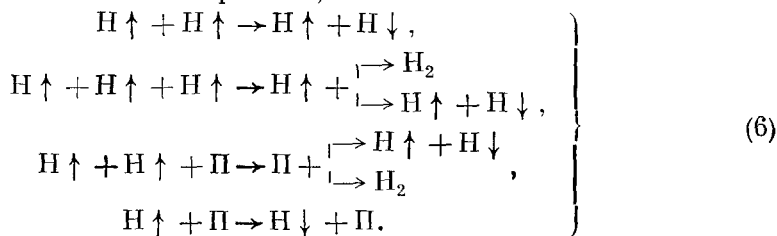
Во-вторых, газ поляризованных атомов $\text{H}\uparrow$ является наилучшим приближением к модели идеального бозе-газа. Это легко видеть из того, что для температуры в 0,2 К конденсация Бозе — Эйнштейна наступает при плотности $4 \cdot 10^{19}$ см⁻³; при этой плотности среднее межатомное расстояние, как легко видеть, составляет около 30 Å, и ясно, что для приведенных значений ε , r_m межатомные силы взаимодействия могут в хорошем приближении считаться пренебрежимыми. Для гелия — классического объекта квантовой микрофизики (с соответствующим значением $\eta_{\text{He}} = 0,1815$) ожижение газа при снижении температуры наступает много раньше, чем достигается температура БЭ конденсации; в результате среднее межатомное расстояние в жидком гелии оказывается на порядок меньше, чем для атомов $\text{H}\uparrow$. Поэтому проявления БЭ конденсации в точке перехода в сверхтекучее состояние гелия осложнены сильным возмущением за счет межмолекулярных взаимодействий. Теперь этот ненаблюдавшийся и существовавший в «чистом виде» только в теории процесс БЭ конденсации $\text{H}\uparrow$ -газа может стать доступным прямым экспериментальным ис-

следованиям. Повышение давления (плотности $N \uparrow$) приводит при $p \sim 50$ атм ($V \sim 65$ см³/моль) к переходу системы в твердое состояние квантового кристалла, причем вплоть до давлений порядка мегабара это состояние остается немагнитическим¹⁶.

Первая работа, посвященная обсуждению свойств газа поляризованных атомов, датируется 1959 г.¹⁷, но она прошла почти незамеченной и в 70-е годы возникла вторая волна теоретических работ, поддерживаемых теперь и усилиями многочисленных экспериментальных лабораторий (см. ^{18, 19}). Достижения в этой области были недавно подытожены на специальной Международной конференции в Оссуаз, Франция¹⁹ *).

Рассмотрим теперь кратко проблему рекомбинационной устойчивости $N \uparrow$ -газа, оставляя способы его получения для последующего обсуждения. В связи с дальнейшим отметим, что поляризацию атомов водорода целесообразно осуществлять таким образом (рис. 3), чтобы они оказывались в наимизшем энергетическом состоянии (т. е. при значении проекции спина $M_s = -1/2$ или в состоянии со спином «вниз»). Из рис. 3 следует, что это состояние фактически расщепляется на два и соответственно квантовый газ поляризованных атомов окажется двухкомпонентным. Главными процессами, нарушающими рекомбинационную устойчивость газа из таких атомов, являются эндотермические столкновительные процессы переворота электронного спина (рис. 3) как в объеме, так и на поверхности сосуда, в который заключен гипотетический газ $N \uparrow$.

Указанные процессы можно ²⁰ описать символическими соотношениями (символом П обозначена поверхность)



Для процессов в газовой фазе простой путь подавления канала эндотермических реакций переворота спина и предотвращения разрушения системы связан со снижением относительных энергий столкновений — температуры.

Так как активационным барьером процесса столкновительного переворота спина является величина зеемановского расщепления $\mu_B H$ (см. рис. 3) состояний с различной поляризацией в магнитном поле, то величина константы скорости реакции переворота спина будет определяться входящим в аррениусовскую экспоненту множителем $\mu_B H/kT$. Поэтому ясно, что увеличение магнитного поля, приводящее к увеличению расщеп-

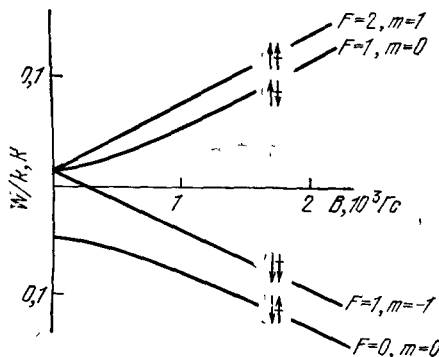


Рис. 3. Схема сверхтонких уровней энергии атома водорода в магнитном поле.

\uparrow — электронный спин, $\frac{1}{2}\uparrow$ — ядерный спин.

* Труды конференции опубликованы в специальном выпуске «Journal de Physique» (1980, t. 41, Colloq. C7, suppl. au Nr. 7).

ления (рис. 3) состояний и уменьшение температуры могут практически полностью подавить эндотермический канал столкнотельного переворота спинов. Так, при $H = 10^5$ Гс ($10 T$) и $T = 0,1$ К ($(H/T) = 10^6$) показатель $\mu_B H/kT = 134$, а экспонента $\approx 10^{-58}$, что означает полное подавление процесса разрушения. Повышение температуры при том же H до 1 К сопровождается увеличением скорости в $\sim 10^{52}$ раза.

Для столкновений с поверхностью справедливы аналогичные соображения, тем не менее ситуация в этом случае осложняется тем, что энергия адсорбции ε_a может оказаться дополнительным источником энергии, необходимой для преодоления активационного барьера. Ясно, что выбор непарамагнитного материала покрытия стенок с энергией адсорбции $\varepsilon_a/k \ll \mu_B H$ позволит обойти указанную трудность. В этой связи обсуж-

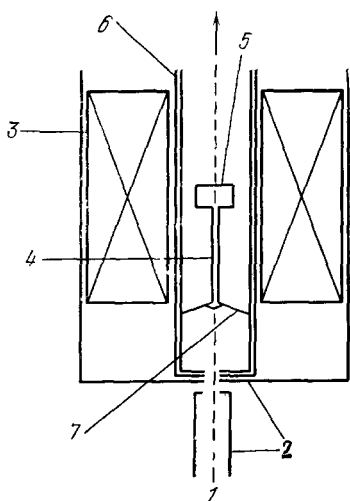


Рис. 4. Схема, поясняющая идею эксперимента²⁵ по накоплению поляризованных атомов водорода.

1 — источник атомов, 2 — охлаждающее устройство при гелиевой температуре $T \sim 4$ К, 3 — соленоид сверхпроводящего магнита, 4 — капилляр, 5 — накопительная ячейка, 6 — криостат на $T \sim 0,1$ К, 7 — охлаждающая (до $T \sim 0,1$ К) стенка.

Получение конденсированной фазы поляризованного водорода — задача более далекой перспективы, и мы не будем обсуждать здесь имеющиеся оценки характерных времен. Как же практически может быть реализован эксперимент по изучению и стабилизации газа поляризованных атомов водорода (мы здесь не будем касаться способов накопления и стабилизации атомарного водорода в твердых матрицах²⁴). Основные идеи используемых способов создания газа можно понять из схемы²⁵, представленной на рис. 4.

Поток атомов водорода из источника (1) вводится в канал (2), охлажденный до температуры жидкого гелия; атомы H, аккомодируя на стенках канала, снижают свою кинетическую энергию. Вылетающий из выходного отверстия пучок холодных атомов водорода направляется в область сильного градиента магнитного поля ($H \leq 10^5$ Гс), создаваемого сверхпроводящим соленоидом (3), осуществляющего разделение атомов по проекциям электронного спина. Половина атомов с нужной поляризацией

далось применение в качестве поверхностного покрытия пленки сверхтекучего гелия. Для атомов H, как показано в²¹, энергия связи на пленке $\varepsilon_a/k = 0,1$ К (существует, правда, и оценка, превышающая эту в пять раз). Возможно также применение поверхностных слоев замороженных благородных газов, хотя их использование имеет относительно сверхтекучей пленки тот недостаток, что не гарантирует полного покрытия внутренних поверхностей и не допускает непрерывного обновления поверхностного покрытия.

Рассмотрение вопроса рекомбинационной устойчивости газообразного поляризованного водорода и оптимистические прогнозы возможности длительного удержания газовой системы следует дополнить упоминанием о проблеме стабильности конденсированной фазы^{22,23}. При высоких плотностях приводившиеся выше простые оценки оказываются недостаточными. Наиболее общее рассмотрение задачи устойчивости поляризованных кристаллов, т. е. кристаллов из атомов с параллельными электронными спинами, и оценки времен жизни для различных каналов распада даны на примере водородоподобных атомов щелочных металлов в²².

ускоряется полем ($\mu_B H > kT$) и может попасть в капилляр (4), ведущий в накопительную ячейку (5); другая половина с ненужной ориентацией тормозится магнитным полем и выталкивается им в противоположном направлении. Стенки капилляра и сама накопительная ячейка поддерживаются при температуре до 0,1 К и таким образом ускоренные атомы с нужной поляризацией могут, аккомодируя на стенке, сбрасывать избыточную энергию. В расположенной в области однородного поля накопительной ячейке собираются атомы, для которых выполняется условие стабилизации $H/T \sim 10^6$. Непрерывная подача атомов с нужной поляризацией позволяет при устойчивости газа по отношению к рекомбинационному распаду осуществлять накопление атомов. В этой схеме реализована идея, близкая к удержанию плазмы в магнитной бутылке (см. ¹⁸), однако сильное поле здесь наряду с созданием магнитной пробки выполняет дополнительно роль стабилизатора рекомбинации. Плотность накопленного газа может лимитироваться соотношением кинетического и магнитного давлений ($H^2/8\pi \geq nkT$); однако для $H = 10^5$ Гс и $T = 0,1$ К давления будут сравниваться при плотности, на несколько порядков превышающей критическую плотность бозе-эйнштейновской конденсации ($\sim 10^{19}$ см⁻³). Таким образом, при достаточной мощности источника атомов единственным фактором, ограничивающим величину достигаемой плотности, будет рекомбинационная устойчивость поляризованного газа.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ХОЛОДНЫХ АТОМОВ ВОДОРОДА

а) Получение холодных атомов водорода

Поскольку в нормальных условиях водород существует только в молекулярной форме, то ясно, что получение атомов должно быть связано с разрывом молекулярной связи. Диссоциативные источники атомарных частиц используются в лабораторной практике давно ²⁶, но для них характерно то, что средняя энергия выходящих атомов превышает энергию при комнатной температуре. Диссоциация в безэлектродном ВЧ или СВЧ разряде является наиболее удобным и широко используемым способом получения атомов. Создание пучка холодных атомов для разрядного источника возможно либо за счет значительного снижения температуры стенок разрядной трубки, либо путем введения потока горячих атомов из разрядной трубки в специальный охлаждающий объем, температура стенок которого может варьироваться в нужном интервале температур. На рис. 5 показана схема источника атомов водорода с СВЧ разрядом, осуществляемом в трубке, погруженной в жидкий азот, т. е. при температуре стенок 78 К²⁷. Прямое изучение спектров скоростей атомов методом времени пролета позволяет установить эффективную температуру атомов, выходящих из разрядной трубки; измерения ²⁷ показали, что она соответствует $T_H \sim 90$ К. Представляется, однако, что это значение является практически пределом для описанного прямого способа получения холодных атомов, поскольку использование других (кроме жидкого азота) хладоагентов будет неприемлемо по соображениям расхода хладоагента (выделяемая в разряде мощность до 100 Вт будет расходоваться на испарение хладоагента).

Другой путь получения пучков холодных атомов, свободный от этого ограничения, иллюстрируется рис. 6 и основан на выведении из «горячего» (с эффективной температурой ~ 400 К) источника с ВЧ разрядом атомов, направляемых затем в охлаждающую камеру, выход которой является целью эффузионного источника ²⁸. Характерная температура

атомов будет в этом случае определяться степенью аккомодации и температурой стенок камеры.

Прямые времяпролетные измерения²⁸ показали, что при использовании жидкого азота средняя энергия атомов действительно близка к температуре стенок и соответствует $T_H \sim 90$ К. Однако попытка снизить

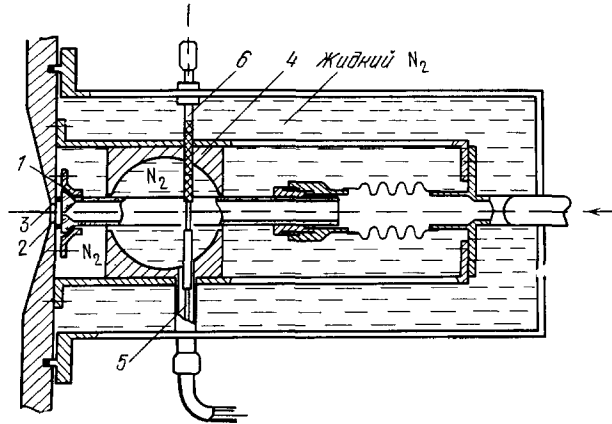


Рис. 5. Схема источника холодных атомов водорода с использованием СВЧ разряда при температуре жидкого азота.

1 — разрядная трубка, 2 — выходное сопло, 3 — уплотнение, 4 — резонатор, 5 — кабель, подводящий мощность, 6 — настроечный штыв

среднюю энергию атомов до соответствующей температуре жидкого водорода 20,4 К не привела к ожидаемому эффекту. Относительный отрыв средней энергии атомов от величины, соответствующей температуре

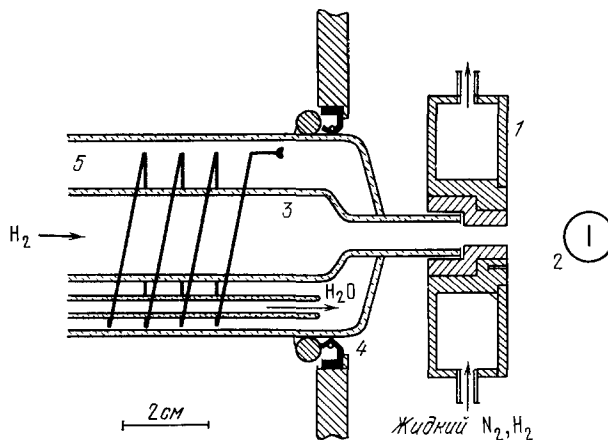


Рис. 6. Схема источника²⁸ атомов водорода, использующего ВЧ разряд и охлаждение атомов в специальной камере с температурой, определяемой подводимым хладагентом (жидкий N_2 , H_2 и др.).

1 — дьюар камеры охлаждения, 2 — выходная щель, 3 — разрядная трубка, охлаждаемая водой, 4 — вакуумное уплотнение, 5 — ВЧ катушка.

стенок, по сравнению с охлаждением жидким азотом возрос, и при этом резко упала величина интенсивности выходящего из камеры пучка атомов. Такие эффекты естественным образом объясняются рекомбинацией атомов на стенках камеры, и может казаться, что и для второго метода существует предел достижимого понижения температуры атомов. Поскольку

время жизни на поверхности захваченной атомной частицы τ_a определяется величиной $e\chi_r (\epsilon_a/kT)$, то ясно, что только понижение температуры стенок охлаждающей камеры не может дать положительного результата. Необходимо при этом подбирать материал покрытия внутренних стенок, обеспечивающий кратковременность пребывания атомов на них.

При времени жизни на поверхности τ_a степень заполнения ее адсорбированными атомами, очевидно, определяется величиной $n\sigma\tau_a/4$ и с ростом τ_a на поверхности увеличивается число частиц, способных к рассматривавшейся ранее рекомбинации с отводом избыточной энергии на стенку — третье тело. Включение этого механизма поверхностной гибели атомов и объясняет отрица-

тельный результат работы²⁸. Таким образом, разработка источника холодных и ультрахолодных атомов водорода требует оптимизации охлаждающей системы с учетом конкурирующих эффектов аккомодации (полная — при захвате частиц) и поверхностной рекомбинации захваченных частиц. Объемная рекомбинация из-за малости величины константы скорости тройной рекомбинации ($k_3 \sim 10^{-32}$ см⁶/с при комнатной температуре; недавние измерения этой константы при температуре до ~ 1 К¹⁹ показали, что величина константы очень слабо меняется с температурой)

при разумных размерах атомопровода, соединяющего разрядную трубку с охлаждающей камерой, практически не будет конкурировать с поверхностной вплоть до плотностей $n \sim 10^{15}$ см⁻³. Как уже говорилось, наилучшим материалом поверхностного покрытия является пленка сверхтекучего гелия. Но на длине атомопровода реализуется широкий спектр температур от гелиевых до превышающих комнатную, и испарение жидкого гелия около источника приведет к неприемлемым его расходу и давлению пара в области разрушения пленки. Оптимальным вариантом оказывается двухступенчатое охлаждение — вначале до ~ 10 К, а затем до гелиевых и ниже. При температурах ≥ 10 К удовлетворительными покрытиями являются замороженные на поверхность слои молекулярного водорода или благородных газов. Практически использование H_2 даже предпочтительнее, поскольку подача в источник с выключенным разрядом молекулярного водорода позволяет осуществить предварительную обработку поверхности атомопровода, а так как степень диссоциации в безэлектродном разряде не достигает 100%, то при последующей работе источника будет происходить регенерация покрытия за счет недиссоциировавших молекул. Все эти соображения были приняты во внимание в работе²⁹ при создании источника холодных атомов. Схема установки показана на рис. 7 и требует минимальных пояснений. Поток атомов из СВЧ разрядника 1 (рис. 7), охлаждаемого водой, по тефлоновой

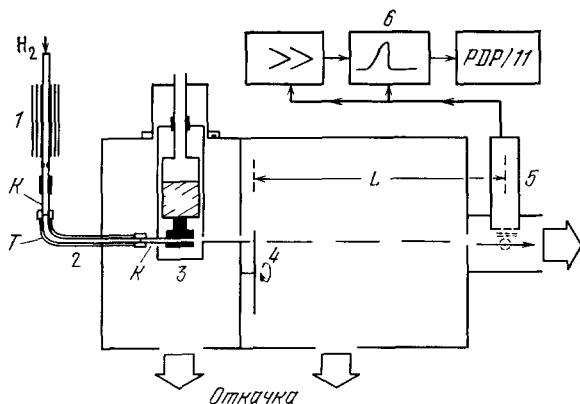


Рис. 7. Схема установки²⁹ для получения и ВП-анализа скорости атомов H, охлаждаемых в камере с использованием жидкого гелия.

1 — диссоциатор H_2 , охлаждаемый водой, 2 — атомопровод (К — кварц, Т' — тефлон), 3 — охлаждающая камера и дювар, 4 — диск прерывателя для ВП-измерений, 5 — квадрупольный масс-спектрометр для детектирования атомов, 6 — система регистрации.

трубке вводится в вакуумный объем установки; тефлоновая трубка стыкована с кварцевой, конец которой вклеен для обеспечения теплового контакта в канал охлаждающей камеры 3, связанной теплопроводом с гелиевым криостатом. Длина транспортировочного атомпровода 2 (см. рис. 7) составляла около 20 см (\varnothing 5 мм). За охлаждающей камерой, температура которой из-за потерь могла понижаться только до $\sim 7,7$ К, располагается устройство для проведения времяпролетных измерений 4 с детектором на основе квадрупольного масс-спектрометра 5. Выходной сигнал детектора поступает в систему регистрации 6 (с управляющей мини-ЭВМ типа PDP), обеспечивающую накопление и обработку измерений. Измерения ВП-спектров атомов, выходящих из охлаждающей камеры, с хорошей точностью обнаружили соответствие их максвелловскому распределению при температуре ($\sim 8,5$ К), близкой к температуре стенок. Потери атомов в атомпроводе и охлаждающей камере оказались малыми: так, измеренный при температуре 8,5 К поток $q_{8,5} \approx 210^{16}$ ат·с $^{-1}$ = $= 0,3q_K$, где q_K — поток при комнатной температуре. Плотность холодных атомов в потоке достигала $3 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$. Эти результаты сняли сомнения о возможности получения интенсивных пучков атомов водорода низких температур; до этого существовало опасение, что выделение энергии рекомбинации в принципе может препятствовать не только охлаждению, но и вообще установлению равновесия атомов при температуре охлаждающей поверхности.

б) Изучение упругого рассеяния атомов водорода при низких энергиях

Исследования резонансного рассеяния холодных атомов водорода проводились для столкновений с атомарными (атомы благородных газов, ртути) и молекулярными мишенями (N_2 , CO, O_2 , CO_2 , C_2H_4 и др.) при относительных энергиях E в диапазоне 30—1 мэВ. Обычным приемом монокинетизации первичного пучка легких частиц является использование механического селектора скоростей³⁰, а снижение относительных скоростей и энергий столкновения достигается применением в качестве рассеивающей мишени вторичного пучка, пересекающего первичный под острым углом (схема догоняющих или сходящихся пучков).

В работе³¹ для монокинетизации рассеиваемых частиц использовался ВП-метод селекции атомов по скоростям. Одна из исследовательских групп (см. ссылки в³²) использует для монокинетизации первичного и вторичного пучков известные эффекты (см.³³) газодинамического истечения в вакуум с достижением высоких конечных значений числа Маха (отношения направленной и тепловой скоростей в пучке, $M \sim 10$). Относительные энергии при этом изменяются путем изменения температуры ресивера (от гелиевой до комнатной). На рис. 8 показаны типичные результаты измерения энергетической зависимости полного сечения системы Н—Хе; видны хорошо разрешенные резонансные пики, соответствующие квантовым числам момента количества движения $l = 5, 6, 7$. В табл. II включены найденные в этих измерениях значения параметров потенциала типа V_{II} , сводящегося к обычному потенциалу Леннарда-Джонса V_I при $c_{II}^{\pm} = 0$. Для гидрида ртути Н—Hg потенциал, обеспечивающий воспроизведение экспериментальной зависимости, характеризуется глубокой, типичной для химической связи ямой, а его дальнедействующая ветвь при $r > 3,06$ Å может описываться модифицированным потенциалом Леннарда-Джонса с $r_m = 3,06$ А, $\epsilon = 1,44$ мэВ³⁴. Взаимодействие химического типа возникает вследствие пересечения $^2\Sigma^+$ -термов системы, коррелирующих с 1S -основным и 3P -возбужденным состояниями атома ртути.

Наличие такого пересечения сильно возмущает дальнюю действующую ветвь, так что чисто дисперсионное взаимодействие имеет место только при $r > 10 \text{ \AA}$. В силу этой особенности система Н — Hg оказалась не слиш-

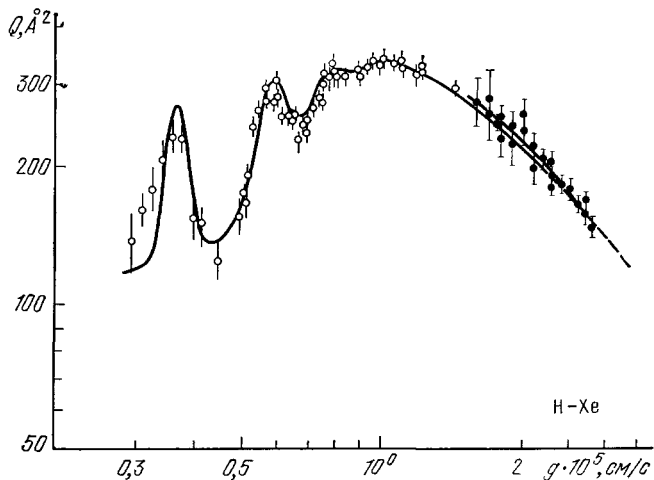


Рис. 8. Типичная экспериментальная энергетическая зависимость полных сечений упругого рассеяния Н — Хе в резонансной области²⁸. Вертикальные штрихи — ошибка отдельных измерений, сплошная линия — наилучший подгон расчетной зависимости с использованием потенциала типа V_I .

ком удобной для анализа потенциала взаимодействия в области характерных ван-дер-ваальсовских расстояний. Экспериментальные энергетические зависимости полных сечений рассеяния для ряда систем, включающих молекулярные партнеры CO_2 , SF_6 , HBr , HI , и др. обнаруживают в области $E > 0,8\text{e}$ следы дополнительных структур. Так как

Таблица II

Значения параметров (ϵ , r_m , c_8^*) потенциала V_{II} , найденные из измерений резонансной зависимости полных сечений от относительной энергии

Система	ϵ , МэВ	r_m , Å	c_8^*	Литература
Н — He	0,46	3,72	0	11
Н — Kr	5,9	3,57	0	11
Н — Xe	7,08	3,82	0	11
Н — Hg *)	14,4	3,06	—	34
Н — N ₂	3,72	3,7	0	11
Н — CO	4,88	3,31	0	11
Н — O ₂	4,54	3,75	0	11
Н — CO ₂	6,54	3,62	0,6	11
Н — HCl	6,33	3,67	0,5	11
Н — HBr	7,7	3,60	0	11
Н — HI	9,3	3,68	0,2	11
Н — C ₂ H ₄	6,30	4,00	0	11
Н — C ₂ H ₃	6,40	3,93	0	11
Н — CF ₄ *)	5,3	3,5	—	11
H ₂ — Kr	7,19	3,72	0	11
H ₂ — Xe	8,12	3,93	0	11

*) Использовался модифицированный потенциал V_I .

обычный резонанс на квазидискретном уровне в этой области энергий невозможен, то для объяснения наблюдений привлекаются соображения о возможности проявления здесь резонансов на вращательных уровнях, Фешбаховских резонансов. Пока нет убедительных свидетельств в пользу однозначности такой интерпретации этих структур, поскольку в соответствующих расчетах $Q(E)$ молекулы рассматриваются в точечном приближении. Только после установления роли анизотропии реального взаимодействия можно будет уверенно судить о природе обнаруженных особенностей. Для исследований столкновительных изменений спинового состояния атомов водорода весьма эффективным средством оказался метод водородного квантового генератора (ВКГ) и его модификации³⁵⁻³⁷. Цикл исследований, проведенных в ИХФ АН СССР (см. ссылки в³⁵), убедительно показал, что измерения ширины, сдвига линии ВКГ, а также времен релаксации дают широкие возможности определения как времен жизни короткоживущих столкновительных комплексов, так и эффективных сечений разрушения спинового состояния, деполяризации атомов водорода в различных газах. Эти измерения проводились при температурах, близких к комнатным, и расширение их на низкотемпературную область представляется крайне интересным.

в) Исследования взаимодействия холодных атомов водорода с поверхностью

Изучение столкновительных процессов на поверхности представляет очевидный интерес как в связи с проблемой межзвездной химии, так и в связи с обсуждавшейся проблемой стабилизации атомарного водорода, поскольку транспортировка и накопление атомов с необходимостью осуществляется в замкнутых каналах с преобладанием поверхностных столкновений над объемными. Эти исследования велись с использованием как метода молекулярных пучков, так и традиционным для химической кинетики методом «колбы». Для последнего весьма эффективным оказалось сочетание его с техникой ВКГ³⁶; это сочетание позволило развить удобный способ измерений времен жизни атомов водорода на стенке. В работе³⁶ колба-резонатор помещалась в криостат с жидким гелием, а внутренние стенки покрывались путем напуска молекулярного водорода мономолекулярными слоями криосадка. В подготовленный таким образом резонатор впускался поток атомов водорода (без селекции по спиновым состояниям). Измерение задержки сигнала-отклика по отношению к возбуждающему резонатор импульсу позволяет определить время жизни атомов Н на стенке, покрытой замороженным слоем молекул H_2 . В предположении (не проверявшемся в указанной работе) теплового равновесия атомарного газа со стенкой из измерений следует, что для $T \sim 4K$ среднее время жизни атома Н, захваченного в адсорбционный потенциал, составляет $\tau_a \sim 30$ нс; температурная зависимость τ_a позволила оценить величину $\varepsilon_a/k = 9 \pm 2$ К.

Этот результат показывает возможность и целесообразность проведения аналогичных измерений при намораживании на стенки других типичных межзвездных молекул (например, воды, аммиака, формальдегида и др.), что позволит установить эффективность процесса конденсации молекул в облаках на частицах межзвездной пыли и получить надежные указания на правдоподобность предположений о существовании молекулярных (иногда даже полимерных³⁸) покрытий из этих частиц. Измеренное время $\tau_a = 30$ нс, например, позволяет исключить наличие адсорбированного слоя молекул H_2 на пылинках МЗО, поскольку из-за $\tau_a \ll \tau_g$ появление такого слоя полностью выключает механизм поверхностной

рекомбинации атомов, оставляя каналы «гибели» молекул H_2 прежними. Поэтому достижение высокой стационарной концентрации молекул H_2 в межзвездном облаке становится невозможным. Исследования эффектов взаимодействия пучка атомов водорода с поверхностью могут дать прямую информацию о закономерностях рекомбинации на поверхности. Критичное для космических условий соотношение $\tau_a > \tau_g$ легко удовлетворяется, поскольку в лабораторном эксперименте τ_g контролируется интенсивностью падающего пучка; так, при $\tau_a \sim 10^{-8}$ с средняя плотность потока атомов в пучке должна будет составлять $J \gtrsim 10^{14}$ см $^{-2}$ /с, что достижимо. Все опубликованные результаты экспериментального изучения эффектов поверхностной рекомбинации были получены с использованием болометрического детектора интегрального типа, не дающего информации на уровне элементарного акта, как обычно в пучковых экспериментах. В ³⁹ пучок поляризованных атомов водорода бомбардировал Ag, H_2 -конденсат, образованный предварительным намораживанием газа на чувствительную поверхность кремниевого болометра. Целью исследования являлось изучение возможности захвата атомов H слабым адсорбционным потенциалом и стабилизации захваченных атомов при $T \sim 4$ K в виде «двумерного газа». Болометрический детектор имел пороговую чувствительность, соответствующую тепловому эффекту от пучка с интенсивностью 10^8 с $^{-1}$. В измерениях было обнаружено, что коэффициент термической аккомодации атомов водорода сильно зависит от их кинетической энергии, возрастая с ее уменьшением. Этот результат важен в связи с задачей охлаждения атомарных потоков. В измерениях было установлено, что бомбардировка поверхности пучком ($J = 10^{14}$ см $^{-2}$ /с) поляризованных атомов сопровождается деполяризацией атомов на поверхности и последующей их рекомбинацией. Выше уже говорилось, что одним из условий стабилизации является малость энергии столкновения по сравнению с величиной расщепления. В рассматриваемом эксперименте шестиполосный полярирующий магнит сортировал атомы пучка по наибольшей энергии СТ-состояния, и поэтому активационный запрет на рекомбинацию отсутствовал. Характерно, что согласно измерениям выделяемая теплота рекомбинации практически не передается атомам поверхности, а уносится десорбирующейся молекулой H_2 . Это наблюдение согласуется с результатами теоретического анализа процесса поверхностной рекомбинации ^{40,41}, показавшего, что практически вся энергия рекомбинации должна быть заключена в колебательном возбуждении молекулы H_2 ($v = 14$). Уход рекомбинировавших атомов в виде сильно колебательно-возбужденной ($v = 14$) молекулы H_2 составит серьезную методическую проблему прямого обнаружения продуктов рекомбинации. Ясно, что использование для детектирования ионизации электронным ударом будет приводить к разрушению слабосвязанной молекулы и необходимы иные методы детектирования. Здесь значительный интерес могут представлять возможности лазерного детектирования ⁴² (в частности, двухфотонного возбуждения ⁴³).

В работе ⁴¹, посвященной изучению процессов захвата, аккомодации и рекомбинации атомов H на низкотемпературных (~ 4 K) подложках, кроме болометрического детектора для анализа частиц, покидающих поверхность, применялся квадрупольный масс-спектрометр. В этих измерениях удалось установить сильную зависимость изучавшихся характеристик взаимодействия от θ , степени заполнения поверхности адсорбированными молекулами H_2 (D_2). Так, коэффициент прилипания атомов H на поверхности, покрытой слоем D_2 , менялся от $0,65 \pm 0,15$ для $\theta_{D_2} \sim 6$ до $0,11 \pm 0,05$ для атомно чистой поверхности $\theta_{D_2} = 0$; вероятность рекомбинации при этих условиях изменялась от $0,03 \pm 0,015$ до $0,09 \pm 0,03$, проходя через максимум $0,12 \pm 0,05$ при $\theta_{D_2} \sim 1$. Зависимости коэффи-

циентов прилипания и аккомодации от степени заполнения поверхности болометра были установлены и для бомбардировки молекулами водорода. Эти измерения с атомами и молекулами водорода проводились с использованием пучков относительно высоких (близких к энергиям при комнатной температуре) энергий и поэтому уверенная экстраполяция полученных данных на область промежуточных температур 10—100 К требует дополнительных измерений.

г) Эксперименты по стабилизации и накоплению поляризованного водорода

Можно полагать, что после убедительной демонстрации возможности создания интенсивных потоков холодных атомов водорода не должно быть препятствий попытке осуществить накопление стабильного по отношению к рекомбинации газа поляризованных атомов $H \uparrow$. В недавнем, носившем полурекламный характер, сообщении⁴⁵ указывалось на успешную стабилизацию в течение нескольких часов при $T \sim 1$ К в сильном магнитном поле $H \uparrow$ -газа с плотностью 10^{15} см⁻³. Отсутствие детального описания не позволяет пока судить о реальных достижениях, и в этом отношении более интересны результаты работы⁴⁶. Эти эксперименты по накоплению и стабилизации газа $H \uparrow$ выполнены на установке⁴⁶, схематически показанной на рис. 9.

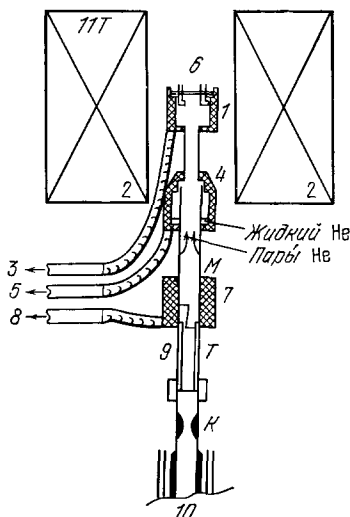


Рис. 9. Схематическое изображение установки, использованной в⁴⁶ для осуществления экспериментов по накоплению и изучению стабилизации газа поляризованных атомов водорода.

1 — накопительная ячейка, 2 — сверхпроводящий магнит, 3 — He^3 -криостат с сорбционной откачкой, 4 — регенератор пленки сверхтекучего гелия, 5 — He^3 -криостат, охлаждающий регенератор пленки, 6 — болометры для регистрации рекомбинационного эффекта в газе H -атомов, 7 — охлаждающая атомы H -камера, 8 — криостат, 9 — атомопровод (K — кварц, T — тефлон, M — металл), 10 — источник атомов H .

Накопление поляризованного водорода осуществляется в ячейке из меди объемом $V \sim 1$ см³ (I на рис. 9), помещенной в центр сверхпроводящего магнита (см. рис. 2) с полем B до 11 Тл.

Градиент поля производит сортировку подводимых атомов, пропуская в ячейку атомы с нужной проекцией спина и тормозя с ненужной. Температура ячейки с помощью отдельного криостата (3) на He^3 с сорбционной откачкой поддерживается на уровне $T \approx 0.27$ К; при этом ее внутренние стенки покрыты пленкой сверхтекучего He^4 (давление паров в ячейке $p_{He} \sim 10^{-7}$ мм рт. ст). Специфической особенностью схемы, примененной в⁴⁶, является использование замкнутого канала транспортировки атомов, совмещенного с регенератором (4) пленки сверхтекучего He^4 . Регенератор поддерживается собственным криостатом (5) на He^3 при температуре $T \approx 0,48$ К и выполняет роль конденсатора паров от пленки, разрушаемой в результате испарения

вблизи основного охладителя атомов (7). Пленка сверхтекучего He^4 , поднимаясь из регенератора в накопительную ячейку, обволакивает соединительный канал, стенки ячейки и помещенные внутри угольные термометры — болометры (6); пленка, опускающаяся в сторону охладителя атомов, из-за наличия градиента температуры постепенно испаряется. Возникающий обратный поток паров He^4 ожи-

жается в конденсаторе регенератора, чем обеспечивается непрерывное возобновление пленки. С другой стороны, этот восходящий (см. рис. 9) поток атомов He^4 работает в качестве «струи» своеобразного диффузионного микронасоса. Струя дополнительно подкачивает атомы H , увеличивая их поток к области градиента магнитного поля, и снижает за счет столкновений $\text{H} - \text{He}$ эффективную температуру атомов водорода. Давление паров He^4 от испарившейся пленки, кроме того, обеспечивает дополнительное запирающее выходного канала накопительной ячейки (длина свободного пробега в зоне регенератора составляет $\lambda \approx 0,4$ мм при сечении канала $A \approx 1$ см²). Эффект запирающего имеет вполне ощутимую величину; так, согласно прямым измерениям ⁴⁶, время эффузионного опустошения ячейки ($\tau_0 = 4V/As$) при выключенном поле увеличивается за счет подпора почти в 80 раз. При включении сильного магнитного поля время опустошения будет, очевидно, дополнительно затягиваться. В этих условиях ($\mu_B H > kT$) способными к «убеганию» из области с неоднородным вдоль оси z полем $B(z)$ окажутся лишь атомы из высокоэнергетического крыла распределения по скоростям ($v_{y\phi} = \sqrt{2\mu_B B(z)/m}$). При $B = 7$ Тл время опустошения оценивается величиной $\tau_B = 110$ с; учет эффекта запирающего действия паров He^4 позволяет оценить время удержания стабилизированного относительно рекомбинации газа поляризованных атомов $\text{H} \uparrow \tau_y$ (80×110) величиной $\tau_y \approx 2,5$ часа.

В нижней части рис. 9 показан охладитель атомов H ($\varnothing - 4$ мм) 7, находящийся в тепловом контакте с He^4 — криостатом 8 и связанный через короткую тефлоновую и кварцевую трубки 9 с разрядным источником атомов H 10.

Охладитель атомов H представляет собой развитие показанного на рис. 7 устройства, однако, в отличие от него, внутренние стенки медного охладителя просто покрываются замороженным слоем молекулярного H_2 .

Таким образом, трасса транспортировки холодных атомов имеет покрытие из конденсата H_2 , переходящее в пленку сверхтекучего гелия, чем обеспечивается эффективная аккомодация и предотвращается возможность конденсации самих атомов H на стенках. Присутствие атомов $\text{H} \uparrow$ в накопительной ячейке обнаруживают с помощью болометра, активируемого слабым нагревом для уничтожения на нем экранирующей пленки сверхтекучего He^4 . Активация оголяет поверхность, на которой происходит быстрая рекомбинация; потерявшие поляризацию атомы H на поверхности инициируют рекомбинационную лавину — вспышку (с характерным временем ~ 8 мкс), обеспечивающую регистрируемое выделение тепла. Полное количество тепла рекомбинации, выделяемого на стенки ячейки, является мерой плотности накопленных атомов $\text{H} \uparrow$.

В результате процесса рекомбинации, индуцированного нагревом болометра и разрушением пленки He^4 , на вольт-амперной кривой болометра появляется специфический «сброс» — ступенька; высота ступеньки также характеризует количество накопленных атомов. Появление в результате рекомбинационного распада системы упомянутого сброса вольт-амперной характеристики позволяет судить о присутствии атомов $\text{H} \uparrow$ в ячейке. Возможность стабилизации газа $\text{H} \uparrow$ (время жизни) легко было установить следующим образом: при одном и том же времени накопления (в работе ⁴⁶ — 30 с) фиксировалась высота рекомбинационной ступеньки, инициируемой через последовательно возрастающие (например, удваиваемые) промежутки времени. Характерное время распада системы определяется моментом заметного изменения высоты ступеньки вольт-амперной характеристики. Используя такой прием, авторы ⁴⁶ при $T = 0,27$ К и $B = 7$ Тл не обнаружили изменений для времени $\tau_y \leq 532$ с (согласно последующему сообщению ¹⁹ время удержания τ_y было доведено до 2800 с, что, кстати,

хорошо согласуется с приводившейся оценкой времени эффузионного распада).

Ряд дополнительных экспериментов, в том числе с использованием второго болометра, убедительно показал, что наблюдаемые эффекты связаны с газовой фазой, а не с адсорбированными на его поверхности атомами. Время удержания, достигнутое группой в Массачусетском технологическом институте, согласно¹⁹ составляет более часа ($T = 0,1$ К, $B = 10$ Гл). Тем самым была экспериментально доказана возможность длительного существования газа поляризованных атомов $\text{H}\uparrow$. Осторожная оценка плотности газа поляризованных атомов $\text{H}\uparrow$, полученной в экспериментах⁴⁶, соответствует $n = 2 \cdot 10^{14}$ см⁻³ (новое значение плотности согласно¹⁹ $n = 10^{16}$ см⁻³). Группа из Массачусетского технологического института сообщает¹⁹ об удержании в ячейке объемом 4 см³ газа с плотностью $5 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Хотя эти цифры на несколько порядков ниже плотности, необходимой для проведения экспериментов по БЭ конденсации, сегодня практически нет сомнений в возможности достигнуть необходимые значения. Что касается продолжительности времени удержания стабилизированного газа $\text{H}\uparrow$, то здесь также имеются основания рассчитывать на достижение необходимых величин. Это обусловлено тем, что достигнутые сейчас величины в основном определялись техническими характеристиками используемой криоаппаратуры, а не физическими причинами.

В связи с перспективной исследований эффектов бозе-эйнштейновской конденсации становится актуальным вопрос об экспериментальных средствах таких наблюдений. На первый взгляд эта проблема может показаться неожиданной, поскольку согласно общераспространенной трактовке (см. 17) БЭ конденсация происходит в импульсном пространстве и не должна иметь «пространственных» проявлений.

Болометрический датчик рекомбинационного эффекта, обсуждавшийся выше, является интегральным и неприемлем в таких исследованиях просто по признаку неосуществимости с ним неразрушающих объект измерений. Однако БЭ конденсация при наличии сильного градиента магнитного поля характеризуется, в отличие от классической Б—Э конденсации, рядом особенностей, дающих ключ к непосредственному наблюдению ее проявлений. Профиль распределения плотности атомов в области градиента вследствие отжимающего действия магнитного поля становится неоднородным. В поле с градиентом в направлении вдоль оси z , аппроксимируемым на участке от $z = 0$ до $z = z_m$ квадратичной зависимостью $B(z) = B_0[1 - (z/z_m)^2]$, энергетический спектр возможных состояний системы, как показано в⁴⁸, представляется в виде ряда энергетических полос, раздвинутых на расстояние примерно в $4 \cdot 10^{-8}$ К. Заселенность состояний, доступных для ансамбля накопленных атомов $\text{H}\uparrow$, управляется статистикой Бозе и вследствие этого распределение плотности атомов будет зависеть от полного их числа. После достижения критической плотности $n_{\text{БЭ}}$ профиль распределения вдоль координаты z в области градиента поля начнет деформироваться, образуя четко выраженный пик плотности в области максимального поля (B_0). Кривизна (d^2n/dz^2) распределения при переходе к БЭ конденсации меняет знак, а зависимость $n(z)$ становится квадратичной при $T \rightarrow 0$.

Если плотность при $B = B_0$ обозначить n_0 , а плотность в области градиента вдоль оси z $n(z)$, то можно связать⁴⁸ эти две величины, введя коэффициент сжатия $c(z)$ ($c(z) = \exp\{\mu_B [B_0 - B(z)]/kT\}$):

$$n_0 = c(z) n(z).$$

В силу экспоненциальной зависимости $c(z)$ от T и B для условий обсуждавшегося эксперимента⁴⁶ получается, что $c(z)$ может достигать 10^{15} ($B =$

= 10 Тл, $T = 0,1$ К). Деформация профиля плотности вследствие бозе-эйнштейновской конденсации «переводит» эксперимент из импульсного пространства в нормальное координатное пространство; она в принципе легко обнаруживается, например, датчиками намагниченности ($\sim \mu_B$) с достаточным пространственным разрешением. Представляется, что весьма эффективным средством наблюдения кинетики процесса Б—Э конденсации могут оказаться методы корпускулярной диагностики, т. е. просвечивания зоны конденсации пучками нейтральных атомов. Использование атомного пучка ленточного типа с энергией 1 кэВ и малой интенсивностью для просвечивания зоны градиента магнитного поля и координаточувствительного детектора на основе микроканальных пластин (см. ссылки в ^{30, 48}) может позволить вести в ходе накопления $H \uparrow$ непрерывную регистрацию профиля плотности с разрешением до 10 мкм.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проблема интерпретации радиоизлучений межзвездной среды в мм и см диапазонах, проблема создания стабильного газа поляризованных атомов водорода высокой плотности привлекли внимание к изучению атомных процессов с участием холодных атомов водорода. Начаты широкие исследования резонансного рассеяния атомов H в различных газах и на поверхности, получены первые существенные результаты по накоплению и стабилизации газа поляризованных атомов $H \uparrow$. Эти бурно развивающиеся исследования, несомненно, дадут новую информацию, существенную для астрофизики, атомной физики и квантовой макрофизики.

Институт космических исследований
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Таунс Ч.— УФН, 1979, т. 127, с. 479.
2. Watson W. D.— Rev. Mod. Phys., 1976, v. 48, p. 513.
3. Tommasini F., Valbusa U. In: VII Intern. Symposium on Molecular Beams: Abstr. of papers — Riva del Garda, 1979.— p. 155.
4. Hollenbach D. J., Salpeter E. E.— Astrophys. J., 1971, v. 163, p. 155.
5. Solomon P. M., Wickramasinghe N. C.— Ibid., 1969, v. 158, p. 449.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. 3-е изд.— М.: Наука, 1974.
7. Pauly H.— In: Atom-Molecule Collision Theory/Ed. by R. B. Bernstein.— N.Y.; Lnd.: Plenum Press, 1979.— Ch. 4.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика.— М.: Физматгиз, 1958.
9. Гиршфельдер Дж., Кертис Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей.— М.: 1961.
10. Toennies J. P., Winkelmann K.— J. Chem. Phys., 1977, v. 66, p. 3965.
11. Toennies J. P.— Comm. Atom. and Mol. Phys., 1979, v. 8, p. 137.
12. Grace R. S. et al.— Phys. Rev. Ser. A, 1976, v. 14, p. 1006.
13. Смирнов Б. М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме.— М.: Атомиздат, 1968.— Гл. 1.
14. Feshbach H.— Ann. of Phys., 1962, v. 19, p. 287.
15. Bernstein R. B.— J. Chem. Phys., 1963, v. 38, p. 2599.
16. Stwalley W. C., Nosalow L. H.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 35, p. 910.
17. Hecht C. E.— Physica, 1959, v. 25, p. 1159.
18. Bull. Amer. Phys. Soc., 1978, v. 23, p. 86.
19. Phys. Today, 1980, v. 33, No. 6, p. 18.
20. Stwalley W. C.— In: Quantum Fluids and Solids/Ed. S. B. Trickey, Adams, J. W. Dufty — N. Y., Plenum Press, 1977, p. 293.
21. Guyer R. A., Miller M. D.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 1754.
22. Каган Ю. М., Смирнов Б. М., Шляпников Г. В.— ЖЭТФ, 1979, т. 77, с. 1093.
23. Berlinsky A. J. et al.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 356, 359.
24. Rosen G.— J. Chem. Phys., 1976, v. 65, p. 1735.

25. Stwalley W. C.— *J. de Phys.*, 1978, t. 39, Colloq. C6, suppl. au Nr. 8, p. C6-108.
26. Рамзей Н. Молекулярные пучки.— М.: ИЛ, 1960.
27. Евланов Е. Н. и др.— *ПТЭ*, 1980; цит. в ³ сб.— С. 197.
28. Toennies J. P. et al.— *J. Chem. Phys.*, 1979, v. 71, p. 614.
29. Silvera I. F., Walraven J. T. M.— *Phys. Lett. Ser. A*, 1979, v. 74, p. 193.
30. Леонас В. Б. Межмолекулярные взаимодействия и столкновения атомов и молекул.— М.: ВИНТИ, 1980.
31. Евланов Е. Н. и др.— *ПТЭ*, 1981.
32. Johnson D. L. et al.— *J. Chem. Phys.*, 1979, v. 71, p. 4554.
33. Фен Дж. В кн. Исследования с молекулярными пучками. М.: Мир, 1969.— С. 299.
34. Kohler K. A. et al.— *Phys. Rev. Ser. A*, 1977, v. 15, p. 1407.
35. Гордон Е. Б. и др.— *Хим. выс. энергий*, 1968, т. 2, с. 512; *ЖЭТФ*, 1972, т. 63, с. 401.
36. Crampton S. B. et al.— *Phys. Rev. Lett.*, 1979, v. 42, p. 1039.
37. Anderle M. et al.— *Phys. Rev. Ser. A.*, 1981, v. 23, p. 34.
38. Hoyle F., Wickremasinghe N. C.— *Nature*, 1978, v. 271, No. 5642, p. 229.
39. Walraven J. T. M. et al.— *Phys. Lett. Ser. A*, 1978, v. 66, p. 247.
40. Hunter D. A., Watson W. D.— *Astrophys. J.*, 1978, v. 226, p. 477.
41. Леонас В. Б., Пярнпуу А. А.— *Письма Астрон. ж.*, 1981, т. 7, с. 000.
42. Летохов В. С.— *УФН*, 1978, т. 125, с. 57.
43. Koch M. E. et al.— *Phys. Rev. Lett.*, 1979, v. 42, p. 1052.
44. Mattera L. In: I Seminario Trentino di Fis. Chim. della Superfici Povo (TN) 1979; *J. Chem. Phys.*, 1980, v. 72, p. 5446.
45. Peschka W.— *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1978, v. 23, p.85. H. J2.
46. Silvera I. F., Walraven J. T. M.— *Phys. Rev. Lett.*, 1980, v. 44, p. 164.
47. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Статистическая физика. Ч. 1.*— 3-е изд. М.: Физматгиз, 1976.
48. Walraven J. T. M., Silvera I. F.— *Phys. Rev. Lett.*, 1980, v. 44, p. 168.
49. Клепменов В. Ф. и др. Координаточувствительные детекторы.— Ташкент: ФАН, 1979.