

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

539.138

**НОВЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ С МОЛЕКУЛЯРНЫМИ
ПУЧКАМИ****В. Б. Леонас**

Проводимые с использованием метода рассеяния пучков атомных частиц исследования атомных и молекулярных процессов дали в последние годы огромное количество новой информации. Область приложения этих данных крайне широка и простирается от столкновения атомно-молекулярных процессов в межзвездной среде и в верхних атмосферах планет до задач оптимизации функционирования новейших физико-энергетических устройств типа мощных газовых лазеров, МГД-генераторов и т. п.

Рассмотрению и обобщению конкретных количественных результатов посвящается большое число публикуемых обзоров (см., например, ¹, ²). В них, как правило, незаслуженно опускается анализ методических аспектов исследований. Эти аспекты имеют самостоятельную ценность, определяемую в конечном итоге тем, что практически всегда новая методика является предпосылкой нового результата. Широкое знакомство и освоение новых методических приемов является одним из главных путей повышения уровня работ любой исследовательской лаборатории.

По этим соображениям мы хотели бы в настоящем обзоре рассмотреть ведущиеся в атомной и молекулярной физике исследования столкновений с «технологической» стороны.

Следует отметить, что техника исследований атомно-молекулярных столкновений менялась за эти годы не только в качественном, но и в количественном отношении. Еще в сравнительно недавнем времени, датируемом выходом известной книги Н. Рамзея «Молекулярные пучки», используемые установки были настольными и лишь в отдельных случаях габариты установок достигали 1 м (в одном измерении). Установки сегодняшнего дня заметно увеличились в габаритах, что обусловлено, с одной стороны, резким повышением требований к вакуумным условиям, и в первую очередь в области детектора пучка, а с другой — существенным расширением набора и степени сложности применяемой диагностической аппаратуры. Своеобразным эталоном масштаба и сложности сегодняшних экспериментов может служить установка для изучения столкновений на пересекающихся молекулярных пучках, построенная в институте аэродинамических исследований (Гёттингген, ФРГ). Внутренний диаметр ее вакуумного объема — 1,4 м, высота — 4,3 м; установка оснащена четырьмя поворотными фланцами (один из которых имеет диаметр 1,4 м), позволяющими менять при сохранении сверхвысокого вакуума как углы пересечения пучков, так и углы наблюдения продуктов столкновений.

Не претендуя на недостижимую полноту обзора новых методов, мы коснемся следующих вопросов:

- 1) новые достижения газодинамического метода формирования пучков;
- 2) использование лазеров в исследованиях с молекулярными и атомными пучками;
- 3) новые приемы времяпролетного анализа энергетических спектров в пучках;
- 4) новые возможности детектирования с использованием микроканальных пластин.

1. Газодинамический метод формирования пучка основан на использовании явления свободного расширения газовой струи при истечении в вакуум; с помощью специальной конической диафрагмы из разреженной струи вырезается ядро потока, трансформирующееся в пучок. Этот метод был впервые предложен и реализован еще в 1951 г. ^{3, 4} и подробно рассматривался в ⁵.

С тех пор в развитии метода получены важные и впечатляющие достижения, и на его примере наиболее ярко выступает универсальная ценность разработки новой методики.

Действительно, если возможности лабораторных приложений метода частично иллюстрируются данными таблицы и рис. 1, то иллюстрацией Предельно достижимые параметры пучков, формируемых газодинамическим методом⁶

Интенсивность:	
пучка Ag	$10^{19} - 10^{20} \text{ атом} \cdot \text{стер}^{-1} \text{ сек}^{-1}$
пучка He, H ₂	$10^{20} - 10^{21} \text{ атом} \cdot \text{стер}^{-1} \text{ сек}^{-1}$
Диапазон энергий частиц пучка	$10^{-2} - 40 \text{ эв}$
Однородность скоростей ($\Delta v/v$, He)	0,5 %
Соответствующее число Маха	340
(S_{\parallel})	
Эквивалентная температура T_{\parallel}	$6,5 \cdot 10^{-3} \text{ }^{\circ}\text{K}$

возможности его технологического приложения является сообщение о строительстве в Южной Америке опытного завода по разделению изотопов урана с использованием процессов истечения струи в вакуум.

На рис. 1 дана сводная зависимость параметров пучка H₂ при различных условиях истечения, характеризующихся произведением $p_0 d_0$ (p_0 — давление напора, d_0 — диаметр сопла), и показан измеренный времяпролетный (ВП) спектр частиц пучка атомов He ⁶.

Из характера спектра и данных таблицы легко увидеть, что при больших значениях $p_0 d_0$ «естественная ширина» спектра скоростей сравнима и даже лучше обеспечиваемой механическим селектором. Этот результат делает использование последних ненужным и дает дополнительный выигрыш в интенсивности монокинетического пучка.

В таблице суммированы некоторые предельно достижимые характеристики газодинамических источников, использующих подогрев рабочего газа и известный эффект ускорения тяжелой компоненты ⁵ при истечении смеси из легкого газа - носителя и газа примеси с более высоким молекулярным весом.

Газодинамический метод эффективно используется для получения пучков не только стабильных, но и химически нестабильных атомов Cl⁶, Br⁷, H⁸, N⁹, O¹⁰, Cu¹¹. Обычно генерация таких пучков сопровождается выходом других компонент (газ-носитель и материнские молекулы), и селективная регистрация осуществляется с помощью квадрупольного

масс-спектрометра, ставшего сегодня стандартным прибором лабораторий, работающих с пучками.

Приведенные данные не исчерпывают всех возможностей газодинамического метода. Подмешивание в истекающий газ X молекул M (например,

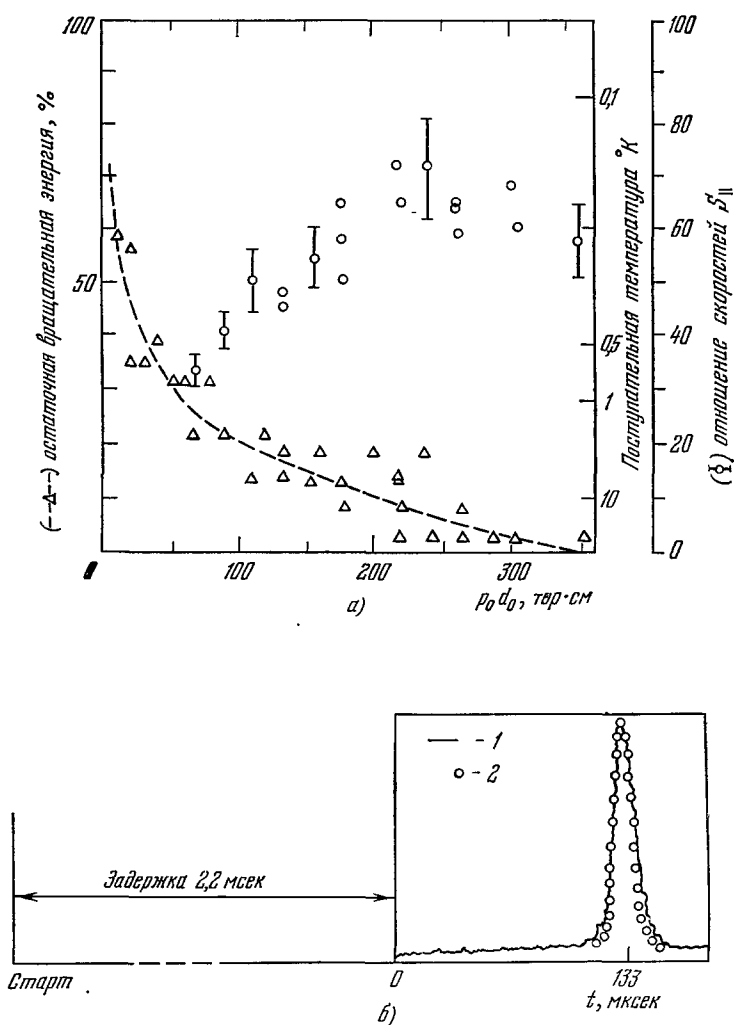


Рис. 1. а) Зависимость характеристик молекулярного пучка H_2 от условий формирования газодинамическим источником (диаметр сопла $d_0 = 29,5$ мкм, диаметр конической диафрагмы $d_c = 0,5$ мм, температура исходного газа $T_0 = 293$ °К, $S_{||}$ — отношение скоростей направленного и хаотического движения в пучке 6); б) спектр времен пролета пучка атомов Ne для того же источника ($T_0 = 320$ °К, $p_0 = 200$ бар. 1 — измеренные значения, ПШПВ = 12,5 мксек; 2 — расчет с $S_{||} = 340$, $T_{||} = 6,5 \cdot 10^{-3}$ °К 6).

$M = NO_2, I_2, CsF$) позволяет, наряду с ускорением, охлаждать последние по вращательным степеням свободы (колебательные уровни в начальном состоянии, как правило, не возбуждены).

В силу легкости релаксации вращательных степеней (см. рис. 1, а) охлаждение расширяющейся струи позволяет практически полностью «выморозить» начальное вращательное возбуждение молекул. А так как

«опасные» в смысле конденсации тройные столкновения ($M - M - X$) подавлены, то удастся легко избежать конденсирования переохлаждаемого до температур $1-10^\circ\text{K}$ молекулярного газа (температура кипения $\text{NO}_2 - 300^\circ\text{K}$). Таким образом, при использовании такого пучка молекулярная спектроскопия (абсорбционная) получает уникальную возможность изучать вместо трудноразрешаемых полос линии свободных молекул. Эта возможность обсуждалась в ¹².

Такие «холодные молекулы» могли наблюдаться в свободном состоянии только в межзвездной среде (облаках); теперь эта среда «воссоздана» в лаборатории, и трудно переоценить значение такого достижения для радиоастрономии молекулярных линий и начинающей развиваться субмиллиметровой астрономии. Можно отметить и потенциальную ценность новых возможностей для исследований, связанных с проблемой лазерного разделения молекулярных изотопных соединений урана.

Заметим, что яркость флуоресцентного свечения молекулярной струи в реальных условиях ¹³ такова, что даже при использовании интерферометра Фабри — Перо для спектрального анализа дискретный свет фотонов ведется со скоростями $10^5-10^8 \text{ сек}^{-1}$.

Обсуждение уникальных возможностей, связанных со свободным расширением струи в вакуум, можно заключить упоминанием о столкновительной поляризации молекул в газодинамическом источнике ¹⁴.

Вследствие анизотропии межмолекулярных сил сечение рассеяния оказывается зависящим от ориентации молекулы по отношению к вектору относительной скорости партнеров столкновения. Уже простое качественное соображение о связи ориентации линейной молекулы с вектором момента количества движения J наводит на мысль о возможности ориентирующего-поляризующего эффекта неравновесного истечения в вакуум. Возникновение поляризующего эффекта будет более понятно, если, следуя ¹⁴, рассмотреть процесс рассеяния пучка молекул со скоростью v_1 на длине dx в результате столкновений с партнерами, имеющими скорость v_2 и плотность n_2 . Ослабление интенсивности пучка I выражается обычным соотношением:

$$dI = - \frac{I g n_2 \sigma dx}{v_1},$$

где $g = v_1 - v_2$ — относительная скорость, $\sigma = \sigma_0 [1 + \beta P_2(gJ)]$ — полное сечение рассеяния при анизотропном взаимодействии, β — параметр анизотропии, P_2 — полином Лежандра второго порядка. Полное ослабление получается после усреднения по распределению относительных скоростей:

$$\Delta I = - \frac{I \sigma_0 n_2 dx}{v_1} \langle [1 + \beta P_2(gJ)]^2 \rangle_g.$$

Теперь видно, что в случае изотропного распределения относительных скоростей добавка βP_2 будет в результате усреднения подавляться, а соответственно — и поляризующий эффект. В случае анизотропного распределения относительных скоростей, характерном именно для истечения смеси газов с сильно различающимися молекулярными весами, анизотропный вклад уже не будет «затираться» усреднением и соответственно значительным окажется и поляризующий эффект.

Наиболее заманчивым в таком способе поляризации является то, что он применим к симметричным молекулам, не имеющим электрического момента.

2. В последние годы начались и интенсивно ведутся исследования с использованием лазерных пучков. Возможности, открывающиеся в свя-

зи с появлением перестраиваемых лазеров, только начинают раскрываться, но даже первые полученные результаты весьма внушительны.

Можно выделить четыре варианта использования лазерных пучков, применявшихся в исследованиях с молекулярными пучками:

а) Организация ВП-измерений на основе наблюдения лазерной индуцированной флуоресценции.

б) Приготовление мишени в заданном внутреннем состоянии.

в) Молекулярная спектроскопия сверхвысокого разрешения.

г) Анализ динамического и энергетического состояний продуктов столкновения — селективное лазерное детектирование.

В основе всех этих приложений лежит явление флуоресценции, индуцируемой узкополосным перестраиваемым лазером; резонансный характер

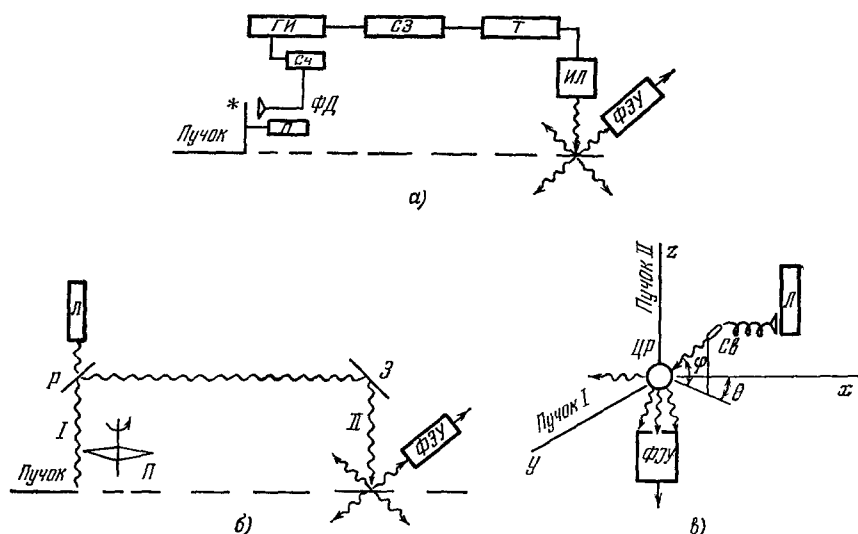


Рис. 2. Схемы лазерной флуоресцентной диагностики пучков.

а) ВП-анализ методом возбуждения (Л — прерыватель, ФД — фотодиод, Сч — счетчик, ГИ — генератор импульсов, СЗ — схема задержки, Т — триггер, ИЛ — импульсный лазер, ФЭУ — фотомножитель); б) ВП-анализ с использованием накачки и последующего возбуждения (Р — расщепитель лазерного пучка, Л — лазер, З — зеркало); в) метод доплеровской спектроскопии для одновременного анализа скоростей, химического состава и энергетического состояния продуктов столкновения (ЦР — центр рассеяния, Сс — световод).

поглощения дает острую избирательность как по химической индивидуальности, так и по энергетическим состояниям детектируемых частиц.

Для времяпролетных измерений простейшая реализация (рис. 2, а) сводится к обычному прерыванию молекулярного пучка в начале дрейфового пути и наблюдению временной эволюции сигнала флуоресценции в конечной точке пути дрейфа, где пересекаются молекулярный и лазерный пучки. В этом случае отличие от обычного метода ионизационного детектирования состоит в замене сбора ионов сбором вторичных фотонов флуоресценции.

Один из выигрышей такого детектирования — снижение требований к уровню фонового давления в области регистрации, и при трудностях достижения необходимого вакуума это создает некоторую альтернативу.

Более элегантным (и не менее универсальным) является метод, использованный в ¹⁵ и схематически представленный на рис. 2, б. Здесь зондирующий лазерный пучок расщепляется на два, облучающих атомы пучка в начальной (луч I) и конечной (луч II) точках пути дрейфа.

Луч I модулируется лопастью и используется для накачки частиц пучка, например Na_2 , в возбужденное электронное состояние ($B^1\Pi_u$, $v = 6$, $j = 43$), из которого вероятность возврата на исходные колебательно-вращательные уровни основного состояния $X'\Sigma_g^+$ мала. Из-за отсутствия столкновений в пучке частицы после высвечивания в конце пролетной базы сохраняют свое отличное от исходного колебательно-вращательное состояние, и поэтому сигнал флуоресценции в луче II будет возникать только от прикрывавшихся лопастью — оптически ненакаченных — частиц.

Использование доплеровского сдвига открывает еще один метод изменения скоростей частиц молекулярного пучка. Подсвечивая молекулярный пучок «вдоль», можно, плавно перестраивая частоту лазера, возбуждать флуоресценцию атомов, принадлежащих различным участкам распределения скоростей.

В силу соотношения $v_{\text{рез}} - v_{\text{лаз}} = \Delta v = v_{\text{рез}} v \cos \theta / c$, где $\theta = \arccos(v/c)$, легко перейти к выражению для скорости флуоресцирующей группы атомов $v = \lambda_{\text{рез}} \Delta v / \cos \theta$. В дополнение к упомянутому, достоинство такого детектора в его компактности; нормированная на единичную интенсивность пучка вероятность регистрации может достигать 35% ¹⁶.

Одним из наиболее интересных направлений развития техники лазерного детектирования является предложенный Кинси ¹⁷ метод доплеровской спектроскопии. В обычном методе, сканируя лазером по полосе поглощения, информацию о внутренних состояниях извлекают из распределения интенсивности флуоресценции. При облучении центра рассеяния можно получить информацию об относительном заселении уровней всех рассеянных частиц (полное сечение). Сместив точку облучения, можно наблюдать флуоресценцию от потока частиц, идущего в данный телесный угол (дифференциальное сечение). В методе ¹⁷ предлагается сразу получить распределение по внутренним состояниям, углам рассеяния и скоростям, т. е. дифференциальные сечения высокого порядка. Этого можно достигнуть за счет сканирования лазера по доплеровскому профилю линии поглощения. Такие измерения могут проводиться при различных полярном и азимутальном углах падения пучка света, вариация которых легко реализуется при использовании волоконной оптики (рис. 2, в).

Для упоминавшейся обычной схемы ВП-метода в идеальной реализации измеряемой величиной является тройное дифференциальное сечение

$$\frac{d^3\sigma(v, \theta, \varphi)}{d\Omega dv}.$$

В доплеровском методе измеряемая величина — это доплеровский профиль линии, даваемый сверткой:

$$D_k(w, \theta, \varphi) = \int d^3v F_k(v) [\delta(w - n(\theta, \varphi)v)],$$

где $n(\theta, \varphi)$ — единичный вектор в направлении прихода светового луча θ, φ ; $F_k(v) = F_k(v_x, v_y, v_z)$ — трехмерная функция распределения скоростей частиц в заданном внутреннем состоянии k ; w — величина компоненты скорости вдоль луча, связанная с доплеровским сдвигом Δv обычным соотношением $w = \lambda_{\text{рез}} \Delta v$.

В методе может достигаться резкое повышение отношения сигнала к шуму, поскольку, в отличие от малого телесного угла обычного детектора, сбор фотонов флуоресценции может осуществляться практически во всей полусфере. Оценки разрешения по скорости дают величину ± 20 м/сек (сужение полосы лазера может позволить довести разрешение до $\pm 0,5$ — 5 м/сек) ¹⁷. Численное обращение величины $D_k(w, \varphi, \theta)$ позволяет найти $F_k(v)$, т. е. наиболее полную информацию об ансамбле частиц, возникающем в результате столкновений. Полностью возможности этого метода

могут быть реализованы лишь на основе автоматизированной системы измерений.

Выше говорилось об обнаружении возможности поляризации углового момента линейных молекул в пучке. Детектирование по флуоресценции позволяет в силу зависимости вероятности поглощения фотона W от матричного элемента дипольного момента молекулы μ ($W \sim (\mu E)^2$, где E — электрический вектор волны плоско поляризованного излучения) осуществить селективную регистрацию частиц с выбранным направлением $\mathbf{J}(\mathbf{J} \perp \mu)$. Эта зависимость и тот факт, что для флуоресцирующей молекулы вероятность возврата в исходное состояние мала, позволяют провести измерение степени поляризации пучка методом накачки, аналогичным на рис. 2, б. Расщепляя лазерный пучок на два — накачивающий и зондирующий — и сравнивая интенсивность флуоресценции в зондирующем луче при включенном и выключенном накачивающем луче, можно получить оценку степени поляризации. В работе ¹⁸ таким путем были получены предварительные оценки степени поляризации, выражаемой отношением n_{\perp}/n_{\parallel} ; для молекул Na_2 это отношение достигало 6.

Лазерная активация, или приготовление партнеров столкновения в заданном состоянии, реализована в двух вариантах — создание колебательно-возбужденных молекул и электронно-возбужденных атомов.

Если равновесные расстояния для молекулы в возбужденном и основном состояниях различаются, то для излучательного времени, превышающего период колебаний ($\tau_{\text{изл}} \gg \tau_{\text{кол}}$), колебательная накачка может быть достигнута за счет прямых и обратных вертикальных франк-кондоновских переходов. Излучательные переходы возбуждаемых молекул приводят к перезаселению исходных колебательных уровней.

Создание электронно-возбужденных мишеней было реализовано в работах ^{19, 20}, посвященных исследованиям дифференциального рассеяния на пересекающихся пучках $\text{Na} - \text{Ne}$, $\text{Na} - \text{Hg}$. Непрерывное облучение атомов Na в области пересечения двух пучков светом на длине волны, отвечающей переходу с $F = 2$, $^2S_{1/2}$ -уровня на $F = 3$, $^3P_{3/2}$ -уровень при мощности лазера 30—50 мвт и ширине полосы 30 МГц, обеспечивает создание равновесной 30%-ной населенности возбужденного уровня. В результате в зоне облучения пучок Na оказывается смесью атомов в основном и возбужденном состояниях, а информация о рассеянии возбужденных частиц может получаться путем вычитания из наблюдаемой картины известного вклада от частиц в основном состоянии. Макроскопический эффект возбуждения проявляется в непосредственно наблюдаемом пространственном расщеплении исходного коллимированного пучка атомов Na на две компоненты. Поглощенный фотон передает атому импульс, а спонтанное излучение, в силу изотропности (в отличие от вынужденного), его не компенсирует. В результате многократных актов поглощения и излучения при прохождении лазерного луча атом накапливает (поперечный) импульс, ответственный за упомянутое расщепление. Величина экспериментально зарегистрированного в ²⁰ расщепления достигала 1 мм; она пропорциональна, кстати, времени жизни атомов в возбужденном состоянии, и этот эффект дает потенциальный способ измерения коротких времен жизни ($\tau_{\text{изл}} \leq 10^{-8}$ сек).

3. Одним из главных инструментов исследования неупругих атомных и молекулярных столкновений является измерение энергетических потерь частиц монокинетического пучка, рассеянных на известный угол. Изменение кинетической энергии (скорости) может уверенно отождествляться с ударным возбуждением (деактивацией) молекулярных или электронных степеней свободы. В широком диапазоне энергий от тепловых до кило-

электрон-вольтных наиболее эффективным приемом в этих исследованиях является измерение времен пролета (ВП) частицами базы известной длины. В ВП-измерениях используется прерывание пучка, при котором время пропускания пучка существенно меньше периода прерываний. Такая модуляция с малой скважностью ведет, естественно, к снижению полезной интенсивности, а поскольку при этом шумовая компонента регистрируемого сигнала остается неизменной, то отношение сигнал/шум резко ухудшается. В этих условиях проведение измерений с высоким разрешением требует весьма больших — иногда неприемлемо больших — времен накопления

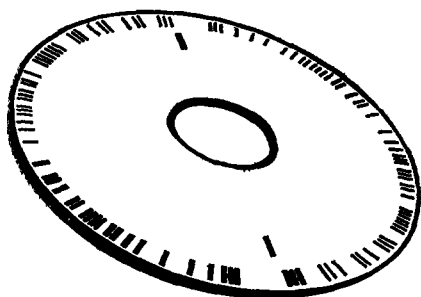


Рис. 3. Схематический вид диска для корреляционных ВП-измерений с двумя псевдослучайными последовательностями (из 103 элементов) модулирующих щелей и перемычек.

Начало последовательности совпадает со щелью во втором ряду, дающей стартовый импульс от прерывания светового пучка.

сигнала. Преодолению этого ограничения служит давно известный в нейтронной физике и распространяющийся в последние годы на исследования с молекулярными пучками корреляционный метод получения ВП-спектров ²¹.

В корреляционном методе источником информации о ВП-спектре является распределение, получаемое периодической модуляцией пучка по закону, определяемому бинарной последовательностью включения-выключения, имеющей δ -образную функцию автокорреляции. Метод реализован как для электрической ²², так и механической модуляции ²³. Вид диска для механической модуляции пучка показан на рис. 3.

При модуляции пучка упомянутой последовательностью измерение корреляционной функции между скоростью счета детектора и модулирующим сигналом (это вычисление может осуществляться с помощью мини-ЭВМ, работающей в линию; блок корреляционного преобразования разработан и в системе «Вектор» ²⁴) позволяет получить функцию, отличающуюся от искомого ВП-спектра только множителем и не требующую специального измерения фона. Эффективность метода понятна из следующего сравнения с однощелевым вариантом: при модуляции последовательностью из N элементов для равных прочих условий ВП-спектр оказывается усиленным относительно шума в $(N + 1)/2$ раз; более того, с уменьшением величины сигнал/шум (c/π) отношение квадратичных шумов обоих методов стремится к $\Delta_i^2/\Delta_N^2 = N/4$.

Это обстоятельство позволяет, например, при $N \geq 10^2$ преодолеть ограничение по величине отношения c/π и проводить измерения в, казалось бы, безнадежных условиях.

На рис. 4 представлены результаты корреляционных измерений дифференциального рассеяния с возбуждением вращательного перехода $\Delta j = 0 \rightarrow 1$ в системе Ne — HD ²³.

Обращает внимание величина отношения c/π (10^{-2}); добавим, что время измерения такого спектра $\sim 1,5$ час и при традиционном способе надежные измерения (при $c/\pi = 10^{-2}$) были бы просто невозможны.

4. В проведенном обсуждении явно (и неявно) выявлялось, что в основе многих методических реализаций лежит использование мини-ЭВМ. Проблема автоматизации эксперимента представляет собой тему самостоятельного обсуждения, и здесь мы намерены коснуться лишь приложения

автоматизации, связанного с новыми приемами детектирования частиц или квантов по вторичной электронной эмиссии. Хорошо известно, что вторичные электронные умножители с непрерывным динодом — каналовые умножители в настоящее время успешно вытесняют обычные при детектировании с дискретным счетом быстрых атомных частиц с энергиями, превышающими 100 эв, и жестких ($\lambda \leq 1000 \text{ \AA}$) квантов.

Развитием этих каналовых умножителей с непрерывным динодом являются так называемые микроканальные пластины (МКП) ²⁵, представляющие собой пакет каналов уменьшенного размера, но с тем же отношением длины к диаметру, что и у каналового умножителя. Такой пакет в виде пластины (типичный диаметр 30 мм, толщина 1,5 мм) может содержать 10^5 — 10^6 независимо работающих каналов электронного умножения на 1 см^2 с диаметром отдельных каналов $\geq 10 \text{ мкм}$.

Коэффициент усиления (КУ) отдельной пластины достигает нескольких тысяч, и для получения большего КУ делается сборка из двух последовательных пластин.

Для такой сборки удается получить КУ до 10^7 при насыщенном (колоколообразном) распределении амплитуд, импульсов, необходимом для надежного дискретного счета частиц.

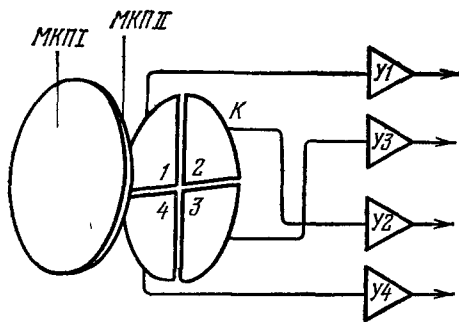


Рис. 5. Схематическое изображение КЧД с квадрантным коллектором.

I, II — сборка из двух МКП, К — коллектор, У — зарядочувствительный усилитель.

Простейшим решением проблемы считывания является размещение за МКП люминофора с визуальным наблюдением изображения; такой способ удобен для оперативного контроля, например, геометрического положения и размеров пучка.

На рис. 5 схематически показана простая конструкция КЧД с квадрантным коллектором ²⁶, обеспечивающим электронное считывание изобра-

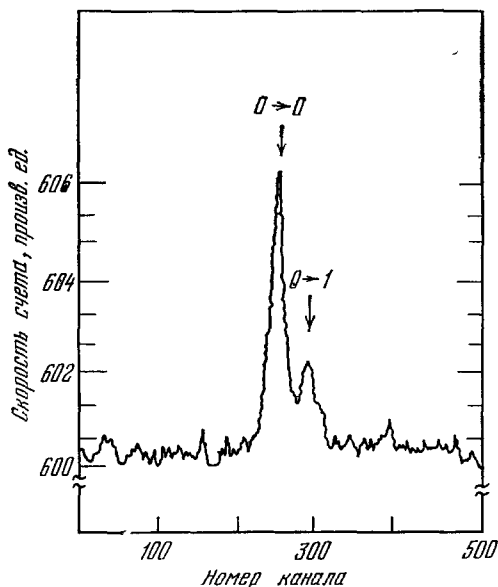


Рис. 4. ВП-спектр пучка Ne, полученный при дифференциальных ВП-измерениях на пересекающихся пучках Ne — HD ²³.

Спектр получен при относительной энергии $E = 0,0303 \text{ эв}$ и лабораторном угле $\theta = 50^\circ$; четко видны пики упругого ($0 \rightarrow 0$) и неупругого с вращательным переходом ($0 \rightarrow 1$) рассеяния.

Характерной особенностью МКП является крайне малая длительность (доли наносекунды) выходных импульсов.

Замечательным следствием независимости работы отдельных каналов МКП является возможность разложения изображения, создаваемого на входной поверхности потоком частиц или квантов. Поэтому при наличии средств считывания усиленного МКП изображения в руках экспериментатора оказывается координатно-чувствительный детектор (КЧД) с уникальным пространственным разрешением (до 10 мкм).

Простейшим решением проблемы считывания является размещение за МКП люминофора с визуальным наблюдением изображения; такой способ удобен для оперативного контроля, например, геометрического положения и размеров пучка.

На рис. 5 схематически показана простая конструкция КЧД с квадрантным коллектором ²⁶, обеспечивающим электронное считывание изобра-

жения — информации о распределении плотности потока, приходящего на входную поверхность МКП. Способ определения координаты точки падения частицы, практически совпадающей с координатой центроида — «центра тяжести» распределения заряда электронной лавины на выходе, — основан на делении заряда лавины Q между четырьмя симметричными коллекторами (см. рис. 5). В этом случае координата находится из простых соотношений:

$$x = \frac{(Q_1 + Q_4) - (Q_2 + Q_3)}{Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4},$$

$$y = \frac{(Q_2 + Q_4) - (Q_3 + Q_1)}{Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4},$$

где Q_i — заряд, перехватываемый i -коллектором, $X = Y = 0$ отвечает положению перекрестия на коллекторе, а оси совпадают с крестовиной

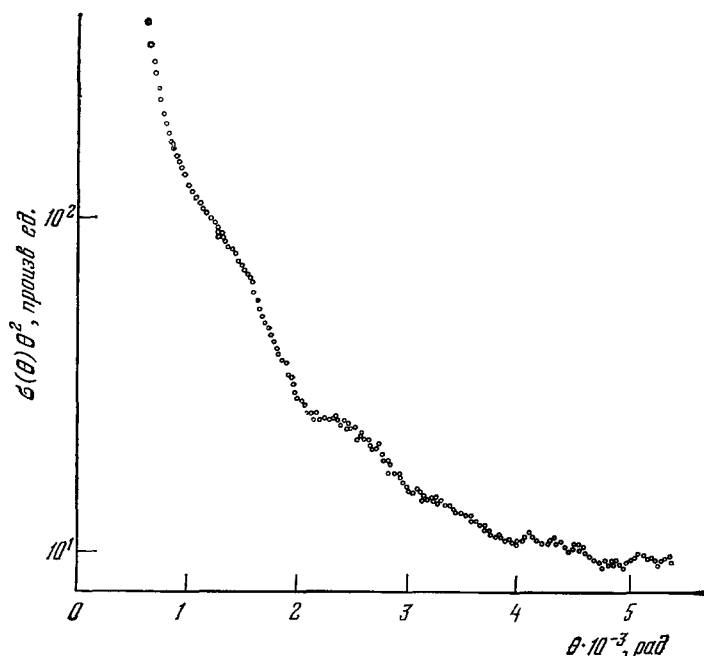


Рис. 6. Типичный результат измерений дифференциального рассеяния с помощью неподвижного КЧД²⁶.

Пучок — Li^+ с энергией 600 эв, мишень — воздух.

квадрантного коллектора. Достижимое эффективное разрешение по радиальной координате составляет в среднем величину 10—20 мкм. Знание координат точки прихода позволяет легко найти угол отклонения θ частицы при рассеянии коллимированного пучка ($\text{tg } \theta = \sqrt{x^2 + y^2}/L$, L — расстояние от центра рассеяния до КЧД). Цилиндрическая симметрия рассеяния и используемого пучка позволяют осуществить полный сбор частиц, рассеянных в интервале углов от θ до $\theta + \Delta\theta$, т. е. резко ускорить процесс измерения. Таким образом, измерения дифференциального рассеяния в пределах углового диапазона КЧД сводятся к детектированию частицы с синхронным вычислением (с помощью ЭВМ, работающей в линию) координат точки удара и засылке значений в память ЭВМ, накапливающей эту информацию. Подобная система с неподвижным КЧД для измерений дифференциального рассеяния на малые углы успешно эксплуатируется, и на рис. 6 показаны результаты измерения дифференциального упругого

рассеяния пучка $\text{Li}^+ 26$; типичное время измерения такой кривой, состоящей из 200 точек, порядка 10 мин. Применение подобной системы открывает интересные возможности изучения дифференциального рассеяния на малые углы, например при перезарядке, при упругом и неупругом рассеянии быстрых пучков, в методе догоняющих пучков. Весьма перспективно построение на основе КЧД детектирующих систем с пространственно-временным анализом высокого разрешения.

Другие способы электронного считывания информации об изображении также обсуждались в литературе (см. ссылки в работе ²⁶), однако они не применялись пока в практике исследований с пучками.

Подводными камнями при применении МКП в качестве КЧД являются сложность необходимого электронного оборудования, а с другой стороны — возможность относительно высокого уровня фона.

Одним из путей решения обеих этих проблем является предложенное в ²⁷ использование техники, известной под названием спектроскопии Адамара (см. ²⁸). В этом методе снятия изображения, основанном на механическом сканировании, вместо обычной узкой щели используется подвижная многослецевая диафрагма-маска, полностью перекрывающая изображение. Последовательное перемещение перед детектором маски в N положений (равных числу стандартных элементов прорезей и перемычек) дает N значений измеряемой скорости счета, которые после декодирования позволяют восстановить истинное пространственное распределение потока, приходящего на входную поверхность детектора. Таким образом, вместо последовательного измерения N спектральных элементов изображения (одномерного) в методе адамаровской спектроскопии измеряются N линейных комбинаций этих спектральных элементов. Оптимальный способ комбинирования элементов (т. е. способ размещения прорезей и перемычек) находится из условия минимизации шумовых помех.

Декодирование измерений с помощью преобразования Адамара позволяет улучшить отношение с/ш в $(N+1)/2\sqrt{N}$ раз, аналогично тому как это имеет место в обсуждавшихся корреляционных ВП-измерениях. Эффективность этого подхода в исследованиях с пучками H_3^+ продемонстрирована в недавней работе ²⁷.

Обсуждавшиеся выше некоторые новые методические достижения в исследованиях с пучками, безусловно, заслуживают пристального внимания; их освоение позволило бы серьезно расширить как фронт ведущихся исследований, так и объем получаемой информации.

Институт космических исследований
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Advances in Atomic and Molecular Physics. V. I—XII.— N.Y.: Academic Press, 1965—1976.
2. Химия плазмы: Сб. статей. Вып. 1—5/Под ред. Б. М. Смирнова.— М.: Атомиздат.
3. Kantorowitz A., Grey J.— Rev. Sci. Instrum., 1951, v. 22, p. 328.
4. Kistiakowsky J. B., Slichter W. P.— Ibid., p. 195, 333.
5. Леонас В. Б.— УФН, 1964, т. 82, с. 287.
6. Compargue R. et al.— In: Proc. of 10th Intern. R.G.D. Symposium.— Aspen, USA, 1976.— P. 1033.
7. Valentini J. J. et al.— Rev. Sci. Instrum., 1977, v. 48, p. 58.
8. Way K. R. et al.— Ibid., 1976, v. 47, p. 1049.
9. Bickes R. W. et al.— J. Chem. Phys., 1976, v. 64, p. 3648.
10. Grice N.— Chem. Phys. Lett., 1977, v. 49, p. 116.
11. Kelly A. J. et al.— Rev. Sci. Instrum., 1973, v. 44, p. 1734.
12. Китаев Д. И., Мальцев А. А.— ЖЭТФ, 1973, т. 64, с. 152.
13. Wharton L. et al.— Rev. Sci. Phys., 1977, v. 66, p. 3778.
14. Visser A. G. et al.— Chem. Phys., 1977, v. 20, p. 391.

15. Gaily T. D. et al.—*Rev. Sci. Instrum.*, 1977, v. 47, p. 143.
16. Hertel J. V. et al.—*J. Phys. Ser. E.*, 1976, v. 8, p. 1028.
17. Kinsey J. L.—*J. Chem. Phys.*, 1977, v. 66, p. 2560.
18. Visser A. G. et al.—*Chem. Phys. Lett.*, 1976, v. 46, p. 493.
19. Carter et al.—*Phys. Rev. Lett.*, 1975, v. 35, p. 1144.
20. Duren et al.—*Ibid.*, 1977, v. 37, p. 743.
21. Могильнер А. И. и др.—*ПТЭ*, 1966, № 2, с. 22.
22. Visser C. A. et al.—*J. Phys.*, 1970, v. 3E, p. 483.
23. Buck U. et al.—*Phys. Rev. Lett.*, 1977, v. 38, p. 680.
24. Заимских В. М.— В кн. *Ядерное приборостроение*.— М.: Атомиздат, 1975.— Вып. 29, с. 50.
25. Брагин Б. Н. и др.—*ПТЭ*, 1975, № 1, с. 192; № 4, с. 158.
26. Wijngaendts van Resandt R. W. et al.—*J. Phys. Ser. E*, 1976, v. 9, p. 503; частное сообщение.
27. Arikava T.— In: *Proc. of 10th JCPEAC*.— Paris: 1977. — V. 11., p. 1290.
28. Nelson E. D., Fredman M. L.—*Opt. Soc. Am.*, 1970, v. 60, p. 1664.