

03;12
©1994

КАЛИБРОВКА ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО СПЕКТРОМЕТРА НА ПУЧКЕ КОНДЕНСИРУЮЩЕГО ГАЗА

*Б.Н.Ашкинадзи, В.Ф.Ежов, М.Н.Грошев,
В.А.Князьков, В.Л.Рябов, А.Ю.Хазов,
В.В.Ящук*

Точное знание динамической функции детектора необходимо при проведении времяпролетных измерений с молекулярными пучками [1]. Аналогичная проблема возникает при калибровке анализаторов, предназначенных для масс-спектрометрических измерений состава верхней атмосферы [2].

В данной работе предложен метод определения динамической функции масс-спектрометрического детектора молекулярного пучка путем сопоставления времяпролетных спектров кластеров и неконденсированного газа. Метод рассмотрен на примере калибровки времяпролетного спектрометра молекулярных пучков [3], детектором которого служит модернизированный серийный монополюсный масс-спектрометр МХ7304 с ионизацией электронным ударом.

В обычной постановке времяпролетные измерения заключаются в наблюдении распределения по времени пролета частицами пучка расстояния между механическим прерывателем, вырезающим из пучка короткие импульсы, и детектором [1].

В детекторах, использующих для ионизации электронную бомбардировку, регистрируемый ионный ток $I(t)$ пропорционален плотности газа в ионизаторе. При исследовании потока газа, набегающего на детектор, плотность газа в ионизаторе складывается из плотности в набегающем потоке ρ_1 и плотности ρ_2 потока вторичных частиц, перерасеянных конструкционными элементами детектора. Тогда

$$I(t) = \eta_1 \rho_1(t) + \eta_2 \rho_2(t), \quad (1)$$

где η_1 и η_2 — параметры, зависящие как от конструкции детектора, так и от свойств исследуемых частиц, t — время регистрации, отсчитываемое от момента формирования импульса прерывателем. Длительность этого импульса обычно пренебрежимо мала.

Решив уравнение баланса

$$\frac{d\rho_2(t)}{dt} = -\frac{1}{\tau}\rho_2(t) + \Phi(t), \quad (2)$$

где $\Phi(t)$ — поток вторичных частиц, пропорциональный $\rho_1(t)$, τ — характеристическое время детектора, можно найти выражение для плотности $\rho_2(t)$, представляющее собой интеграл свертки вида

$$\rho_2(t) = \int_0^t \Phi(t - \lambda) \exp(-\lambda/\tau) d\lambda. \quad (3)$$

Функция $G(\lambda) = \exp(-\lambda/\tau)$ представляет собой динамическую функцию детектора. Величина постоянной τ зависит от многих параметров, в том числе от геометрии и температуры ионного источника, скорости откачки в области детектора. В общем случае в τ дает также вклад время интегрирования электронной схемы, но обычно этот вклад мал.

Очевидно, что при $\tau \geq \Delta t$ (Δt — время пролета области ионизации частицами первичного пучка) пренебрегать вкладом вторичных частиц в сигнал детектора $I(t)$ нельзя.

Для определения $G(\lambda)$ можно использовать обнаруженное еще в 1956 г. [4] характерное поведение времяпролетных спектров пучков конденсирующих газов.

На рис. 1 показана серия времяпролетных спектров, снятых при различных параметрах в ресивере сверхзвукового сопла: давлении P_0 и температуре T_0 . Масс-спектрометр при этих измерениях был настроен на массу мономера N_2 . Наблюдается характерное, связанное с появлением в пучке кластеров, поведение времяпролетных спектров. С повышением P_0 и уменьшением T_0 возникает и растет второй, более медленный пик, соответствующий вторичным мономерам от кластеров. Начиная с некоторых значений P_0 и T_0 пик от мономеров пучка практически исчезает (рис. 1, *д*).

Времяпролетные спектры, измеренные при настройке масс-спектрометра на массы: димера $(N_2)_2$ — рис. 1, *е*, тримера $(N_2)_3$ и тетрамера $(N_2)_4$, соответствующие одинаковым параметрам P_0 и T_0 , совпадают как по положению, так и по форме, что свидетельствует, очевидно, о вторичном (в процессе ионизации) происхождении данных кластерных ионов из гораздо более тяжелых кластеров. В противном случае, ширина этих скоростных распределений была бы обратно пропорциональна корню молекулярной массы соответствующих кластеров.

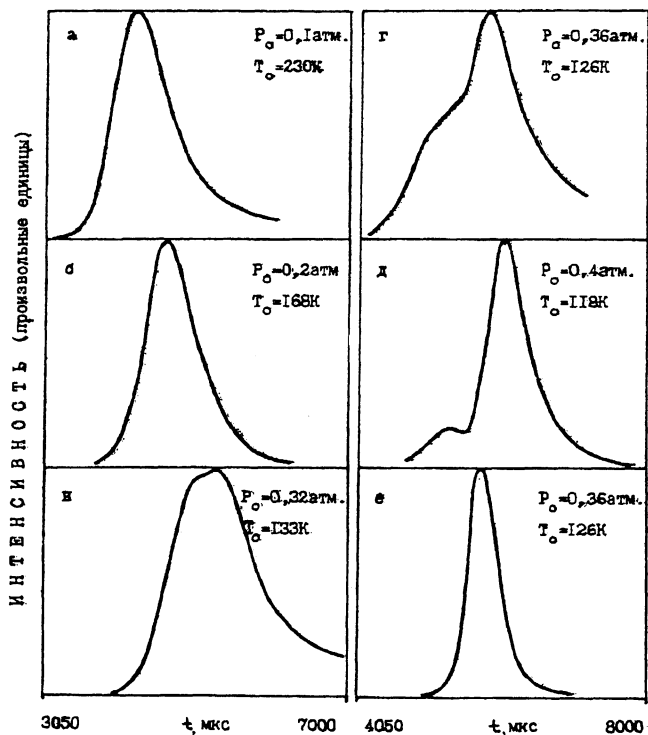


Рис. 1. а-д — времяпролетные спектры, измеренные при разных значениях параметров: давления P_0 и температуры T_0 газа N_2 в ресивере сопла. Масс-спектрометр настроен на массу иона мономера $(N_2)^+$; е — времяпролетный спектр, снятый на массу, соответствующую иону димера $(N_2)_2^+$. Время t — время регистрации, отсчитываемое от момента формирования прерывателем импульса молекул пучка.

Сравнивая спектры, показанные на рис. 1, г и рис. 1, е, полученные при одних и тех же условиях формирования пучка, видим, что кластерный пик, полученный с детектором, настроенным на массу мономера N_2 , существенно шире спектра, полученного для кластерных ионов. Поскольку и ионы мономеров в кластерном пике (рис. 1, г), и кластерные ионы (рис. 1, е) возникают при ионизации более тяжелых кластеров, то указанное различие, очевидно, связано с разницей динамических функций детектора при регистрации мономеров — $G_m(\lambda)$ и кластеров — $G_c(\lambda)$. Более того, так как кластеры азота при столкновении со стенками испаряются в виде мономеров [5], то вполне оправдано допущение об идеальном (δ -образном) характере $G_0(\lambda)$. Следовательно, динамическую функцию $G_m(\lambda)$ можно найти пу-

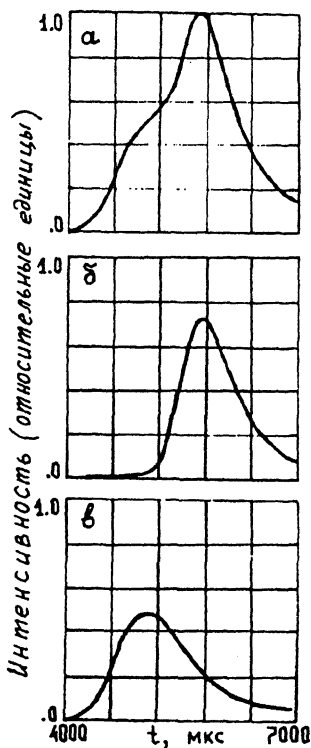


Рис. 2. Пример обработки время-пролетного спектра пучка конденсирующего азота. Параметры газа в ресивере сопла: $P_0 = 274$ мм рт. ст., $T_0 = 126$ К. *a* — исходный времяпролетный спектр при регистрации ионов мономера; *б* — времяпролетный спектр кластерных ионов, свернутый с динамической функцией детектора с $\tau = 430$ мкс; *в* — времяпролетный спектр неконденсированного газа, полученный при вычитании спектра на рис. 2, *б* из исходного спектра рис. 2, *a*.

тем подгонки времяпролетного спектра кластерных ионов и уширенного за счет $G_m(\lambda)$ спектра ионов мономера (см. выражение (3)).

В ходе такой подгонки (см. рис. 2) обнаружилось, что наилучший результат достигается при введении еще одного параметра — сдвига времени δt , характеризующего увеличение пролетной базы для мономеров, образующихся при столкновении кластеров со стенками. В итоге были найдены параметры τ и δt :

$$\tau = (430 \pm 35) \text{ мкс}, \quad (4a)$$

$$\delta t = (40 \pm 10) \text{ мкс}. \quad (4б)$$

Для сравнения динамическая функция детектора $G(\lambda)$ была определена путем подгонки по методу наименьших квадратов линейной зависимости к полупологарифмическому графику медленного хвоста времяпролетных спектров (в которых отсутствует заметная доля кластеров), снятых при длинах пролетной базы: $L_1 = 2610$ и $L_2 = 1777$ мм. В результате получено характеристическое время детектора:

$$\tau' = (410 \pm 45) \text{ мкс.} \quad (5)$$

Последний, стандартный метод определения $G(\lambda)$, гораздо более трудоемкий. Во-первых, для него требуется измерить с высокой статистикой медленные хвосты времяпролетных спектров. Во-вторых, измерения при разных длинах пролетной базы не всегда возможны. В использованном нами методе подгонка ведется практически по всему спектру и требования к статистике существенно ниже.

Совпадение τ (4а) с результатом (5) для неконденсированного газа естественно, так как мономеры, отраженные от поверхности конструктивных элементов после первого столкновения с ними кластеров или молекул неконденсированного газа, "забывают" о своем происхождении и в дальнейшем ведут себя одинаково. Соответствующее временному сдвигу $\delta t = 40$ мкс увеличение пролетной базы $\delta L = 20$ мм согласуется с размерами камеры ионизатора.

Отметим еще две методические возможности, которые открываются при измерениях на пучках конденсирующихся газов.

Указанное совпадение τ и τ' , а также найденное конечное значение δt приводят к выводу о том, что $\tau = 430$ мкс уже достаточно велико, чтобы вкладом в измеряемый сигнал от частиц набегающего потока ($\eta_1 \rho_1$ в выражении (1)) можно было пренебречь. Следовательно, возникает возможность с одинаковой эффективностью регистрировать неконденсированный газ и кластеры при настройке массспектрометра на массу мономера. Исходя из этого, можно определить долю конденсированного газа в пучке — q , интегрируя соответствующие времяпролетные спектры (см. рис. 2). В нашем случае при $P_0 = 274$ мм рт.ст. и $T_0 = 126$ К.

$$q = 0.52 \pm 0.03. \quad (6)$$

Кластеризованные пучки можно также с успехом использовать при исследовании зависимости параметров массспектрометра от угла атаки набегающего потока, так как при настройке на массу иона одного из полимеров исключается влияние вторичного потока и открывается возможность работать в благоприятных фоновых условиях.

Описанные здесь методики восстановления динамической функции детектора и определения доли конденсированного газа используются нами при обработке времяпролетных измерений на высокоинтенсивном газодинамическом источнике молекулярных пучков труднолетучих соединений [6]. Температура газа-носителя N_2 , являющаяся основным параметром, характеризующим данный источник, составляет в настоящее время 7 К при скорости пучка 605 м/с.

Список литературы

- [1] *Haberland H., Buck U., Tolle M.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1985. V. 56. P. 1712-1716.
- [2] *Гуртовенко Ю.Ф.* и др. // *Тр. ИПГ.* В. 17. С. 14-21.
- [3] *Варенцов* и др. // *ПТЭ.* 1986. В. 1. С. 152-154.
- [4] *Becker E.W., Bier K., Henkes W.* // *Z. Phys.* 1956. V. 142. P. 333-339.
- [5] *Востриков А.А.* и др. // *ЖТФ.* 1981. Т. 51. В. 1. С. 209-214.
- [6] *Варенцов В.Л.* и др. // *ЖТФ.* 1987. Т. 57. В. 4. С. 755-759.

Санкт-Петербургский
институт ядерной физики
им.Б.П.Константинова

Поступило в Редакцию
28 сентября 1993 г.
В окончательной редакции
15 ноября 1993 г.