

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Kokorowski S. A. J. Opt. Soc. Am., 1976, 66, N 3, p. 181. [2] Ребрин Ю. К. Управление оптическим лучом в пространстве. М.: Сов. радио, 1977.
[3] Оуэнс Дж. В кн.: Применение лазеров. М.: Мир, 1974.

Поступила в редакцию
15.06.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 3

УДК 537.334.8

ДИССОЦИАЦИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ИОНОВ ПРИ ИХ ОТРАЖЕНИИ ОТ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛИКРИСТАЛЛА

Л. Л. Балашова, Ш. Н. Гарин, А. И. Додонов

(кафедра атомной физики)

Взаимодействие пучков ускоренных молекулярных ионов с твердым телом, в отличие от аналогичного взаимодействия ускоренных атомарных ионов, имеет некоторые особенности, такие, например, как диссоциация молекулярных ионов при отражении их от поверхности [1], коррелированный разлет ионов при распаде быстрых молекул в тонких пленках [2, 3], нелинейные эффекты в распылении [4]. Ведутся также поиски нелинейных эффектов в кинетической ионно-электронной эмиссии [5].

В настоящей работе изложены результаты экспериментального изучения диссоциации ускоренных молекулярных ионов при их отражении от поверхности твердого тела. Необходимо отметить, что ранее изучалась в основном диссоциация легких молекулярных ионов, таких как водород, дейтерий, тритий. Нам известна лишь одна работа, в которой использовались относительно тяжелые молекулярные ионы [6].

Эксперимент выполнен на установке НИИЯФ МГУ (см., например, [7]). Мишенью служил поликристалл меди. Очистка мишени производилась ионами аргона с энергией 30 кэВ. Мишень облучалась молекулярными ионами азота с энергией 30 кэВ. Анализатор вторичных ионов располагался в плоскости падения первичных ионов. Измерялась зависимость интенсивности отражения вторичных быстрых ионизованных частиц от угла рассеяния θ при различных углах скольжения α (см. схему углов на рис. 1). За меру интенсивности отраженных ионов принималась высота соответствующего пика в энергетическом распределении. Точность установления углов была $\pm 0,25^\circ$, точность измерения высоты пика $\pm 2,5\%$.

Найдено, что при малых углах рассеяния в энергетическом спектре отраженных частиц присутствуют пики как молекулярных, так и атомарных ионов азота. Причем интенсивность молекулярных ионов значительно меньше, чем атомарных. Так, например, при $\alpha = 4,5^\circ$ и $\theta = 6^\circ$ интенсивность молекулярных ионов на 1,5 порядка меньше, чем атомарных. На рис. 2 представлены нормированные зависимости интенсивности от угла рассеяния θ при различных углах скольжения α . Видно, что ход угловых зависимостей как для молекулярных, так и для атомарных ионов качественно одинаков: при увеличении угла рассеяния наблюдается резкий рост интенсивности ионов, затем кривая проходит

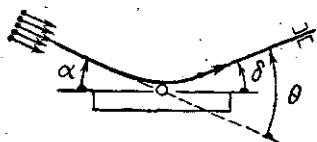


Рис. 1. Схема углов: α — угол скольжения первичных ионов, θ — угол рассеяния; δ — угол вылета отраженных ионов относительно поверхности мишени

через максимум, а при дальнейшем увеличении угла θ убывает. С увеличением угла скольжения максимум сдвигается в сторону больших углов рассеяния. Следует отметить, что интенсивность молекулярных ионов спадает в обе стороны от максимума значительно быстрее, чем интенсивность атомарных ионов. Максимум интенсивности молекулярных ионов наблюдается при меньших углах θ , чем максимум атомарных. При достаточно больших углах рассеяния интенсивность отраженных молекулярных ионов становится пренебрежимо малой по сравнению с интенсивностью атомарных ионов.

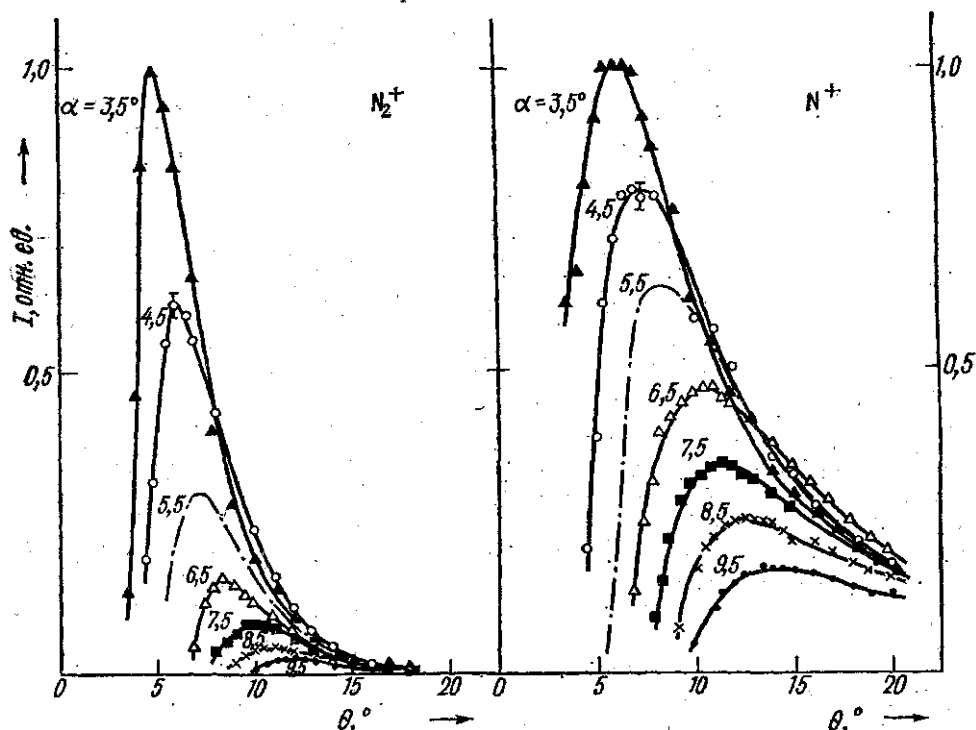


Рис. 2. Угловые зависимости интенсивности молекулярных и атомарных ионов азота для различных α

Для анализа экспериментальных результатов рассмотрим отражение двухатомной молекулы от поверхности твердого тела. Известно, что отражение ускоренных частиц от поверхности твердого тела при малых углах скольжения и рассеяния происходит в результате небольшого числа последовательных однократных соударений налетающей частицы с атомами мишени. Обычно предполагается, что рассеяние на атоме мишени двухатомного молекулярного иона с энергией E_0 определяется независимым рассеянием составляющих его атомов с энергией $E_0/2$. Для того чтобы молекула не диссоциировала, должны выполняться два условия. Во-первых, ее атомы после рассеяния должны иметь достаточно близкие по величине энергии, т. е. их параметры столкновения с рассеивающим атомом должны быть примерно равны. Во-вторых, должно выполняться условие

$$E \sin^2(\gamma/2) \leq E_D,$$

где $E/2$ — энергия атома после рассеяния, γ — угол разлета атомов после рассеяния, E_D — энергия диссоциации. На рис. 3, а, б приведены

схемы рассеяния молекулы на атоме с диссоциацией и без диссоциации. Отметим, что сходные оценки были сделаны Штауденмайером [8] для анализа закономерностей распыления мишени в виде кластеров.

Наши оценки показывают, что, во-первых, количество молекул, рассеяние которых удовлетворяет вышеприведенным условиям, очень мало (следовательно, при рассеянии молекулы преимущественно диссоциируют, что и наблюдается в эксперименте), во-вторых, количество таких молекул будет зависеть от угла рассеяния.

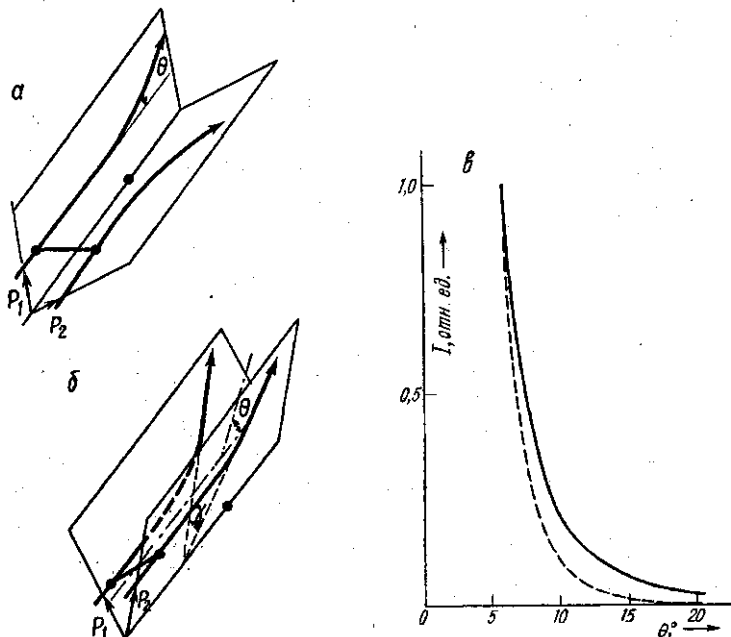


Рис. 3. Схемы рассеяния двухатомной молекулы на атоме с диссоциацией (а) и без диссоциации (б); P_1 и P_2 — параметры столкновения, γ — угол разлета. Угловые зависимости дифференциального сечения рассеяния без учета диссоциации (сплошная линия) и с учетом диссоциации (пунктир) молекул (в)

Известно, что спадающая ветвь угловой зависимости интенсивности отраженных частиц качественно подобна угловой зависимости дифференциального сечения однократного рассеяния (см., например, в [7]). На рис. 3, в приведены нормированные угловые зависимости дифференциального сечения однократного рассеяния без учета (сплошная линия) и с учетом (пунктир) диссоциации. Видно, что кривая, рассчитанная с учетом диссоциации, идет значительно круче. Отсюда следует, что более быстрый спад интенсивности молекулярных ионов при увеличении угла рассеяния по сравнению со спадом для атомарных ионов может быть объяснен увеличением степени диссоциации молекул при увеличении угла рассеяния.

Авторы выражают благодарность Е. С. Машковой и В. А. Молчанову за интерес к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Eckstein W., Verbeek H., Datz S. Appl. Phys. Lett., 1975, 27, p. 527.
- [2] Vager Z., Gemmel D. S., Zabrans B. J. Phys. Rev., 1976, A14, p. 638.

[3] Каган Ю. М., Кононец Ю. В., Джамаккызов Н. К. ЖЭТФ, 1978, 74, с. 288. [4] Andersen H. H., Bay H. L., J. Appl. Phys., 1974, 45, p. 933. [5] Hofer W. O. Nucl. Instr. Meth., 1980, 170, p. 275. [6] Молчанов В. А., Сошка В. ЖТФ, 1965, 35, с. 963. [7] Машкова Е. С., Молчанов В. А. Рассеяние ионов средних энергий поверхностями твердых тел. М.: Атомиздат, 1980, с. 256. [8] Staundenmaier G. Rad. Effects, 1973, 18, p. 181.

Поступила в редакцию
03.08.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 3

УДК 536.223

О ВЕЛИЧИНЕ ДИФфуЗИОННОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В ЖИДКИХ СМЕСЯХ

С. Н. Кравчун, Д. Я. Пяста

(кафедра молекулярной физики)

Процесс теплопроводности в жидких и газовых смесях осложнен перекрестными эффектами. В смесях градиент температуры вызывает не только поток тепла, но и диффузионный поток (термодиффузия, эффект Соре) и, наоборот, градиент концентрации служит причиной не только диффузионного потока, но и потока тепла (диффузионная теплопроводность, эффект Дюфора). Вследствие этого для описания процесса переноса тепла вводятся два коэффициента теплопроводности: λ_0 — теплопроводность системы, однородной по концентрации ($\nabla c_1 = 0$), и λ_∞ — теплопроводность системы в стационарном состоянии ($J_1 = 0$).

Выражения для потока тепла и массы в покоящейся бинарной смеси имеют вид [1]

$$J_q = -\lambda_0 \nabla T - \rho_1 \frac{\partial \mu_1}{\partial c_1} T D' \nabla c_1, \quad (1)$$

$$J_1/\rho = -c_1 c_2 D' \nabla T - D \nabla c_1, \quad (2)$$

где J_q — приведенный поток тепла, J_1 — диффузионный поток, ρ — плотность, T — абсолютная температура, c_1, c_2 — весовые концентрации компонент, D' — коэффициент Дюфора, D — коэффициент взаимной диффузии, μ — химический потенциал.

Из (1), (2) следует выражение для диффузионной теплопроводности λ^* :

$$\lambda^* = \lambda_0 - \lambda_\infty = c_1 c_2 \rho_1 \frac{\partial \mu_1}{\partial c_1} T \frac{D'^2}{D}. \quad (3)$$

Величина относительного различия теплопроводностей $\xi = \lambda^*/\lambda_0$ для газов может составлять несколько процентов. Так, например, ξ для смеси He—Ar может достигать ~1,9%, для He—Xe ~2,4%, He—Kr ~1,7% [2], т. е. различием λ_0 и λ_∞ априори пренебрегать нельзя.

В случае экспериментального исследования теплопроводности смесей необходимо четко представлять, какая теплопроводность измеряется тем или иным методом. Очевидно, что стационарные методы (метод плоского слоя, коаксиальных цилиндров и т. п.) позволяют измерять теплопроводность λ_∞ . Эта же теплопроводность измеряется нестационарным методом, в котором регистрируется температура тонкого проволочного зонда при подаче на него ступенчато изменяющегося напряжения [3]. Нами была рассмотрена с учетом перекрестных эффектов теория метода периодического нагрева, сущность которого состоит в