

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 537.534.74–537.533.74

ВЛИЯНИЕ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ИОНОВ ^{22}Ne НА КИНЕТИКУ ИХ ТОРМОЖЕНИЯ В ТОНКИХ УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНКАХ**А. В. Стысин**

(НИИЯФ)

E-mail: stys@yandex.ru

На основе метода связанных кинетических уравнений исследована роль промежуточных возбуждений ионов ^{22}Ne с энергией 2 МэВ/нуклон в кинетике их торможения при прохождении тонких углеродных пленок в неравновесном режиме. Результаты расчетов сопоставлены с недавно полученными теоретическими и экспериментальными данными.

Введение

Основной особенностью процесса прохождения многозарядных ионов через вещество является перезарядка: ион, двигаясь в веществе, может подхватить или потерять электрон, а также перейти в состояние промежуточного возбуждения. Если мишень достаточно толстая, то в пучке устанавливается динамическое равновесие, свойства которого не зависят от распределения зарядовых состояний во входном пучке и определяются скоростями переходов между ними, а влияние возбужденных состояний сводится к увеличению скоростей ионизации ионов и, следовательно, к увеличению среднего заряда и тормозной способности пучка. Первое теоретическое исследование влияния возбужденных состояний многозарядных ионов на кинетику их торможения в неравновесном режиме было проведено в работе В. В. Балашова [1], основой для которой послужили результаты экспериментов по прохождению ионов кислорода через тонкие углеродные пленки, полученные группой S. Datz et al. [2]. Всесторонний анализ кинетики торможения в этой работе проводился с использованием метода связанных кинетических уравнений, и было показано, что возбужденные состояния играют особую роль в неравновесном режиме прохождения, а их учет ведет к лучшему согласию теоретических расчетов и результатов измерений.

В настоящей работе мы исследуем влияние промежуточных возбуждений многозарядных ионов на кинетику их торможения в неравновесном режиме на основе экспериментальных данных по прохождению ионов ^{22}Ne через тонкие углеродные пленки, полученных группой W. von Oertzen et al. (Hahn-Meitner-Institut, Berlin) [3, 4] при помощи нового метода.

1. Результаты расчетов и обсуждение

Метод связанных кинетических уравнений предложен в работе [5], а его расширение для учета воз-

бужденных состояний сделано в [1], и к настоящим расчетам он применяется без каких-либо дальнейших изменений. К достоинствам этого метода, по сравнению с распространенным методом Монте-Карло, следует отнести малые затраты компьютерного времени при расчетах с некогерентным падающим пучком. Система связанных кинетических уравнений (в диффузионном приближении [1]) для функций распределения $F_i(\Delta, x)$ энергетических потерь в каждой зарядовой фракции в дифференциальной форме имеет вид

$$\frac{\partial F_i(\Delta, t)}{\partial t} = -\lambda_i^{\text{tot}} F_i(\Delta, t) + \sum_{j \neq i} \Lambda_{ji} F_j(\Delta - \bar{\Delta}_{ji}) - S_i \frac{\partial F_i(\Delta, t)}{\partial \Delta} + \frac{\Omega_i^2}{2} \frac{\partial^2 F_i(\Delta, t)}{\partial \Delta^2}.$$

К этой системе ставятся начальные условия, т. е. начальное зарядовое распределение и энергетический спектр падающего пучка, который в настоящей работе принимается гауссовым.

Мы рассматриваем кинетику торможения ионов ^{22}Ne с энергией 2 МэВ/нуклон в углеродных пленках толщиной от 3.9 до 18.4 мкг/см². В настоящих расчетах учитываются 25 различных состояний иона ^{22}Ne с зарядом от 5+ до 10+, среди которых помимо основных состояний имеются также состояния одноэлектронного возбуждения. Скорости переходов $\Lambda_{i \rightarrow j} \equiv \Lambda_{ij}$ между этими состояниями, а также тормозные способности «замороженных» зарядовых состояний S_i взяты из экспериментальной работы [3]. Параметры стрегглинга Ω_i вычислены с использованием наиболее простой боровской модели [6] и приняты равными 7.8 кэВ²/(мкг/см²) для всех состояний. В эксперименте непосредственно измеряется спектр энергетических потерь ионов, прошедших слой заданной толщины и покидающих мишень в заданном состоянии, а также в качестве

усредненных характеристик — зарядовое распределение в выходном пучке, средние энергетические потери в каждой фракции и дисперсия спектра.

На рис. 1 приведена суммарная фракция возбужденных состояний ионов всех зарядов для различных зарядовых состояний входного пучка. В равновесном зарядовом распределении возбужденные состояния составляют около четверти всего пучка, однако в предравновесном режиме вклад таких состояний особенно велик.

Для выяснения влияния возбужденных состояний на кинетику торможения пучка проведены две серии вычислений: в первом случае — с учетом всех состояний базиса, а во втором — пренебрегая возбужденными состояниями. Результаты расчетов тормозной способности в случае, когда на мишень

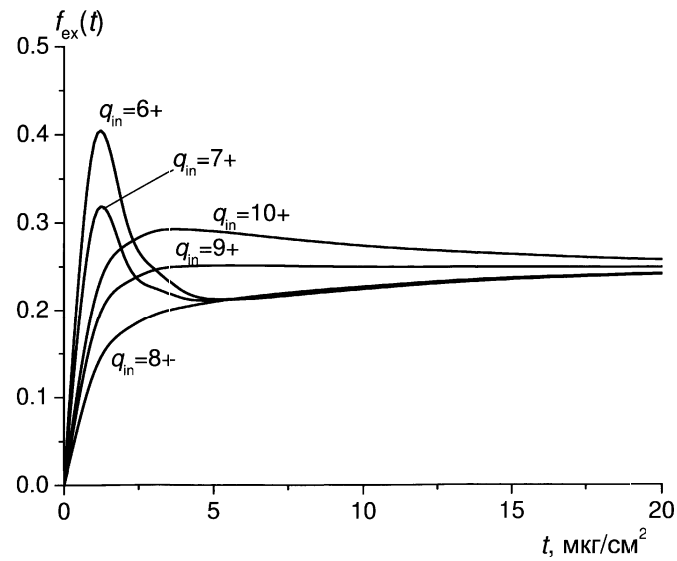


Рис. 1. Суммарная фракция ионов в возбужденных состояниях $f_{ex}(t)$ для различных входных зарядов в зависимости от толщины мишени

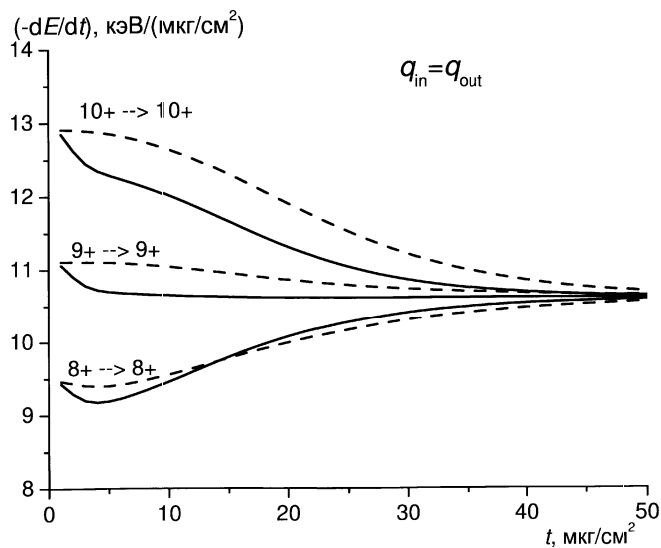


Рис. 2. Разрешенная по зарядовым состояниям тормозная способность $(-dE/dt)(t)$ для совпадающих входных и выходных зарядовых состояний. Сплошные линии: расчет с полным базисом зарядовых состояний. Пунктирные линии: без учета возбужденных состояний

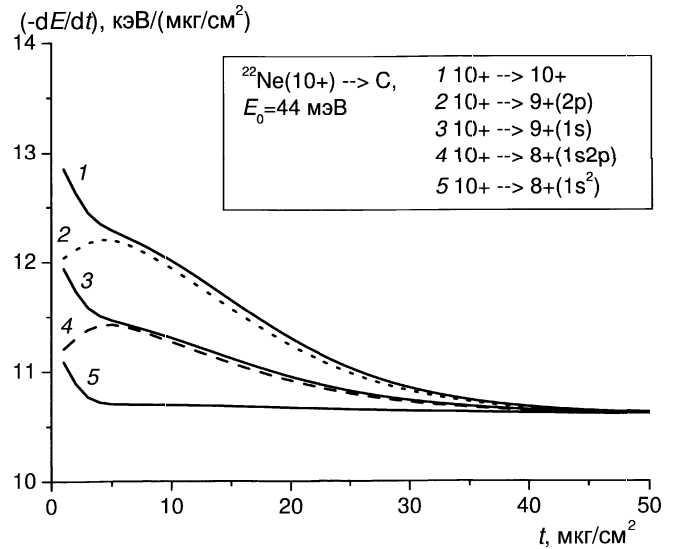


Рис. 3. Разрешенная по зарядовым состояниям тормозная способность $(-dE/dt)(t)$ для различных выходных зарядовых состояний и входного заряда 10+

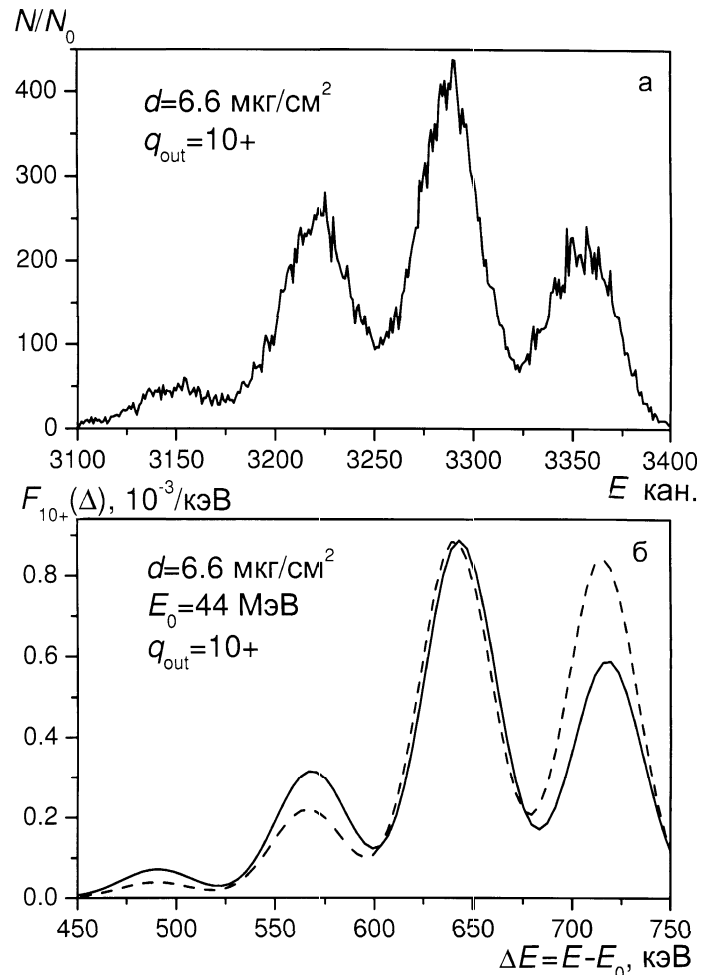


Рис. 4. (а) Спектр энергии ионов 10+ в детекторе в условиях эксперимента [3, 4] после прохождения углеродной пленки, толщиной 6.6 мг/см²; (б) теоретический спектр для тех же условий. $E_0 = 44$ МэВ. Сплошная линия: расчет с полным базисом зарядовых состояний. Пунктирная линия: учтены только основные состояния

направляют пучок ионов одного заряда, а на выходе отбирают ионы того же заряда, приведены на рис. 2. Как и в случае с ионами кислорода, наблюдается картина, характерная для неравновесного режима распространения пучка многозарядных ионов в веществе: в случае достаточно высокого заряда ионов в падающем пучке учет возбужденных состояний ведет к уменьшению тормозной способности, а не к ее увеличению, как того можно было бы ожидать.

Результаты расчетов тормозной способности для различных выходных конфигураций ионов как функции толщины мишени для падающего пучка ионов Ne^{10+} (рис. 3) подтверждают наблюдение, сделанное ранее для ионов кислорода [1]: тормозная способность ионов в состояниях одноэлектронного возбуждения (кривые 2, 4) быстро достигает значений тормозной способности основного состояния ионов с большим на единицу зарядом. Это объясняется тем, что такие состояния заселяются, в первую очередь, за счет однократного подхвата электрона основным состоянием вышележащего по заряду иона.

Посмотрим на эти результаты с практической точки зрения. На рис. 4, а показан пример экспериментального спектра энергии ионов в детекторе в условиях нового метода [3, 4] для толщины пленки 6.6 мкг/см^2 и выходного заряда $10+$, а на рис. 4, б — аналогичные спектры, рассчитанные с полным базисом состояний (сплошные линии), а также только с учетом основных состояний ионов разных зарядов (пунктир). Хорошо видно, что учет возбужденных состояний существен и приближает форму рассчитанного спектра к экспериментальному. Помимо ожидаемого перераспределения интенсивности пиков учет возбужденных состояний приводит к небольшому сдвигу спектра в сторону большей энергии, что является следствием описанных выше эффектов.

Заключение

С помощью метода связанных кинетических уравнений в диффузионном приближении нам удалось исследовать влияние промежуточных возбуждений на наблюдаемые в эксперименте величины (спектры энергетических потерь, тормозные способности). Наши расчеты подтверждают выводы об особой роли возбужденных состояний многозарядных ионов в кинетике их торможения в неравновесном режиме и важности учета этого факта в соответствующих расчетах. В ближайшее время на основе метода связанных кинетических уравнений планируется провести анализ новых экспериментов группы W. von Oertzen et al. по торможению ионов аргона и кислорода в тонких углеродных пленках.

Автор выражает благодарность В. В. Балашову за постановку задачи и внимание к работе, А. В. Бибикову и А. А. Соколику — за ценные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 04-02-16742) и INTAS-GSI (грант INTAS-GSI-03-04-3602).

Литература

1. Balashov V. V. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. 2003. **B205**. P. 813.
2. Rosner B., Datz S., Wu W. et al. // Phys. Rev. 1998. **A57**. P. 2737.
3. Blazevic A., Bohlen H.G., von Oertzen W. // Phys. Rev. **A61**. P. 032901.
4. Blazevic A., Bohlen H.G., von Oertzen W. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. 2002. **B190**. P. 64.
5. Балашов В.В., Бибиков А.В., Бодренко И.В. // ЖЭТФ. 1997. **111**. С. 2226.
6. Bohr N., Lindhard J. // Mat. Fys. Medd. Danske Vid. Selks. 1954. **28**. P. 7.

Поступила в редакцию
11.12.04