

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТОРМОЗНЫХ СПОСОБНОСТЕЙ ВЕЩЕСТВ ДЛЯ ПРОТОНОВ И ИОНОВ ГЕЛИЯ

Г. Н. Потетюкко

Научно-исследовательский институт физики Рост. гос. ун-та, Ростов-на-Дону

Дан обзор экспериментальных исследований тормозных способностей веществ для протонов и ионов гелия: проанализированы экспериментальные методы нахождения тормозных способностей веществ; выяснены наиболее целесообразные области их применимости; проведено сравнение с экспериментальным материалом наиболее употребительных таблиц тормозных способностей веществ; рассмотрены эмпирические формулы для тормозной способности вещества и правило аддитивности тормозных способностей многокомпонентных веществ.

The review of experimental investigations of stopping powers of matters for protons and helium ions has been made: experimental methods of finding of stopping powers of matters are analysed; most expedient regions of use are ascertained; comparison with experimental dates of most common tables of stopping powers of matter are conducted; empirical formulum for stopping power of matter and addivity rule of stopping power of manycomponent matters are considered.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование твердого тела и модификация его свойств с использованием пучков ускоренных ионов — актуальное в настоящее время направление прикладных и чисто научных исследований. Обусловлено оно многочисленными потребностями науки и техники — полупроводниковой техники, радиационного материаловедения, управляемого термоядерного синтеза, элементного анализа состава вещества и т. д. Это обстоятельство выдвигает на повестку дня, в частности, необходимость сбора и обработки обширной информации о разнообразных физических процессах, имеющих место при прохождении ионов веществ через вещество.

Настоящий обзор посвящен сравнительно небольшому вопросу — тормозным способностям веществ для протонов и ионов гелия. При этом мы не стремились к исчерпывающей полноте обзора и основное внимание уделили лишь соответствующим экспериментальным исследованиям при энергиях, наиболее важных с точки зрения многочисленных приложений (выше нескольких десятков килоэлектрон-вольт): проанализированы обычно применяемые экспериментальные методы нахождения тормозных способностей веществ; выяснены их возможности и наиболее целесообразные области применимости; прове-

дено сравнение с экспериментальным материалом наиболее употребительных таблиц тормозных способностей веществ; рассмотрены эмпирические формулы для тормозной способности вещества и др. Материал для обзора отбирался прежде всего, исходя из потребностей практики использования пучков ускоренных ионов.

Краткость обзора неизбежно привела к тому, что многие важные вопросы физики торможения остались вне поля нашего зрения. Мы заранее приносим свои извинения тем авторам, чьи работы здесь не упомянуты.

1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ ВЕЛИЧИН

В процессе прохождения иона через вещество в результате совместного действия разнообразных физических процессов (упругое рассеяние на атомах вещества, ионизация и возбуждение электронных оболочек, перезарядка, всевозможные коллективные эффекты и т. д.) ион теряет свою энергию, замедляется и в конце концов останавливается. Количественно потери энергии иона в веществе характеризует величина $\varepsilon(E)$, называемая сечением торможения и определяемая следующим равенством:

$$\varepsilon(E) = \sum_i \int T_i d\sigma_i. \quad (1)$$

Здесь T_i — энергия, теряемая ионом в индивидуальном акте его соударения с атомом вещества в результате процесса i -го типа; $d\sigma_i$ — сечение процесса i -го типа, дифференциальное по переданной энергии. Величина

$$\varepsilon_i(E) = \int T_i d\sigma_i \quad (2)$$

называется парциальным сечением торможения.

Для выяснения физического смысла величины $\varepsilon(E)$ заметим следующее. Отношение $d\sigma_i/\sigma_i$, где $\sigma_i = \int d\sigma_i$, есть полное сечение процесса i -го типа, есть вероятность процесса i -го типа, а величина

$$Q_i = \int T_i d\sigma_i/\sigma_i \quad (3)$$

— средняя энергия, теряемая ионом в индивидуальном акте ион-атомного соударения в результате процесса i -го типа. Из (2) и (3) следует, что парциальное сечение торможения

$$\varepsilon_i(E) = Q_i \sigma_i \quad (4)$$

равно произведению средней энергии Q_i , теряемой ионом в результате процесса i -го типа в индивидуальном акте ион-атомного соударения, на полное сечение этого процесса σ_i , а полное сечение торможения $\varepsilon(E)$ есть сумма указанных парциальных величин. Измеряется $\varepsilon(E)$ в единицах 10^{-15} эВ·см²/атом или 10^{-15} эВ·см²/молекула.

Если $\varepsilon(E)$ умножить на концентрацию n_0 атомов (или молекул) вещества, то получим

$$n_0\varepsilon(E) = \sum_i Q_i/L_i, \quad (5)$$

где L_i — длина свободного пробега для процесса i -го типа, поскольку

$$L_i = 1/(n_0\sigma_i).$$

Каждое слагаемое в равенстве (5) представляет собой среднюю потерю энергии ионом на единице пути в результате процесса i -го типа, а в целом $n_0\varepsilon(E)$ — полная средняя потеря энергии ионом на единице пути. Обозначается эта величина dE/dx и называется линейной тормозной способностью вещества. Величина $dE/(\rho dx)$, где ρ — плотность вещества, называется массовой тормозной способностью вещества. Обозначая массовую тормозную способность вещества $S(E)$, а линейную $T(E)$ (этим обозначением мы будем пользоваться наряду с обозначением dE/dx), запишем связь между всеми указанными величинами:

$$\left. \begin{aligned} T(E) &= 0,1\rho S(E); \\ S(E) &= \frac{602,5}{A} \varepsilon(E); \\ T(E) &= \frac{60,25\rho}{A} \varepsilon(E). \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Здесь $T(E)$ и $S(E)$ измеряются в кэВ/мкм и кэВ·мг⁻¹·см² соответственно; плотность ρ — в г/см³, а A — массовое число атомов вещества. В случае многокомпонентного вещества A в формулах (6) заменяется суммой $\sum m_i A_i$, где m_i — число атомов i -го типа в молекуле вещества, A_i — массовое число атомов i -го типа.

С потерей энергии связан пробег иона в веществе $R(E)$. Под пробегом ионов в веществе обычно понимают глубины их проникновения в вещество, т. е. проекцию пути, проходимого ионом в веществе, на первоначальное направление падения. Истинный пробег в силу наличия искривления траектории, естественно, несколько отличается от пробега, определенного указанным выше образом, и эта разница тем меньше, чем выше энергия иона. Между тормозной способностью вещества и пробегом имеет место следующая связь:

$$R(E) = R(E_1) + \int_{E_1}^E \frac{dE}{T(E)}. \quad (7)$$

Равенство (7) имеет место лишь при энергиях, превышающих некоторое значение E_1 , поскольку с уменьшением энергии, во-первых, увеличивается искривление траектории иона в веществе, а во-вторых, увеличивается роль флуктуаций потерь энергии, в результате чего само понятие пробега, как оно определено выше, в значительной степени теряет свой смысл и приобретает смысл лишь распределе-

ние пробегов. Само значение E_1 четко не определено. В [1] для протонов рекомендуется $E_1 = 1$ МэВ.

Измеряется пробег либо в единицах длины (R_r , мкм), либо в единицах количества массы вещества на 1 см^2 (R_s , мг/см²). Связь здесь такова:

$$R_s(E) = 0,1\rho R_r(E).$$

Как и в (6), здесь ρ — плотность вещества, г/см³.

Наличие потерь энергии приводит к тому, что имеет место связь между глубиной проникновения ионов в вещество x и их энергией E на глубине x :

$$x = \int_E^{E_0} \frac{dE}{T(E)}. \quad (8)$$

Здесь E_0 — первоначальная энергия ионов.

В заключение заметим, что в основе определения (1) лежит представление о веществе как о механической смеси атомов, так что энергия иона теряется исключительно в процессе индивидуальных ион-атомных соударений. Строго говоря, такой подход применим лишь к газообразным мишеням. В случае твердотельных мишеней помимо процессов в индивидуальных ион-атомных соударениях имеют место еще и коллективные эффекты, а также сказывается зонный характер электронной структуры твердого тела, так что в итоге картина торможения усложняется, а вместе с ней усложняется и определение величины $\epsilon(E)$. Детально на этих тонких вопросах мы останавливаться не будем.

2. ВКЛАД РАЗЛИЧНЫХ МЕХАНИЗМОВ ТОРМОЖЕНИЯ В ПОЛНЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ

Относительная роль различных механизмов торможения ионов в веществе при различных энергиях разная. Для протонов и газообразных мишеней соответствующий теоретический анализ проводился в [2, 3]. На рисунке приведены взятые из [2] результаты расчетов сечения торможения протонов в гелии. Приведены как полное, так и парциальные сечения, соответствующие различным механизмам торможения. Из рисунка видно, что при энергиях протонов от 1 до 10 кэВ основной вклад в сечение торможения дают упругое рассеяние, перезарядка

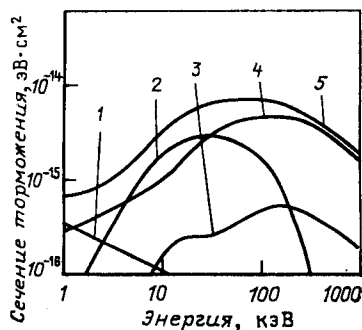


Рис. 1. Потери энергии протонов в гелии [2]: 1 — на упругое рассеяние; 2 — на перезарядку; 3 — на возбуждение; 4 — на ионизацию 5 — полные потери энергии

и ионизация. При $E > 10$ кэВ вклад от упругого рассеяния пренебрежимо мал и до 200 кэВ потери энергии определяются тремя неупругими процессами — ионизацией, перезарядкой и возбуждением. При $E > 200$ кэВ преобладающим механизмом торможения является ионизация. При $E < 1$ кэВ доминирует чисто упругое рассеяние. Численные оценки здесь таковы: при $E > 5$ кэВ примерно 90% потерь энергии приходится на ионизацию (перезарядка плюс прямая ионизация) и 10% — на возбуждение.

Аналогичные результаты получены в [3] при анализа потерь энергии протонами в молекулярном водороде: при энергии протонов выше 100 кэВ примерно 90% потерь энергии идет на ионизацию (на отрыв электронов от молекулы — 30% и на сообщение им кинетической энергии — 60%) и 10% на возбуждение.

Таким образом, при попадании достаточно быстрого протона в газообразную среду первоначально доминируют процессы чистой ионизации атомов вещества. По мере замедления протонов все большую роль играют сначала возбуждение, а затем и перезарядка и на некотором участке траектории протона имеют место все три механизма неупругих потерь энергии. К концу траектории роль возбуждения уменьшается и увеличивается вклад потерь энергии на упругое рассеяние. В самом конце траектории роль электронных потерь энергии сводится практически к нулю и доминируют потери энергии на чисто упругое рассеяние. А это обстоятельство в свою очередь приводит к тому, что именно в конце траектории имеет место максимальная передача энергии ионам атомам вещества.

Из изложенного следует, что при энергиях ионов, обычно применяемых в приложениях (несколько десятков килоэлектрон-вольт и выше), потери энергии определяются почти исключительно электронными процессами. В энергетической зависимости суммарных электронных потерь энергии имеет место максимум. Для протонов этот максимум лежит при энергиях 80—150 кэВ, для ионов гелия — при энергиях 0,4—1,2 МэВ.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ НАХОЖДЕНИЯ ТОРМОЗНЫХ СПОСОБНОСТЕЙ ВЕЩЕСТВ ДЛЯ ЛЕГКИХ ИОНОВ

Все обычно применяемые в настоящее время методы извлечения информации о тормозных способностях веществ из результатов экспериментальных исследований можно отнести к одной из следующих групп: а) метод прострела поглотителей; б) метод обратного рассеяния; в) другие методы.

Метод прострела поглотителей. К настоящему времени этим методом получен наибольший объем экспериментальной информации о тормозных способностях веществ. Он имеет несколько разных модификаций, но наиболее распространенный вариант — прострел тонких самоподдерживающихся фольг. Суть этого метода такова. Через достаточно тонкую самоподдерживающуюся пленку исследуемого

вещества толщиной d пропускают пучок ионов и измеряют энергию ионов перед пленкой (E_1) и после прохождения пленки (E_2). Отношение

$$\Delta E/d = (E_1 - E_2)/d \quad (9)$$

принимают за значение dE/dx при энергии

$$E = (E_1 + E_2)/2. \quad (10)$$

Обоснование такого метода рассмотрено в [4]. Если на интервале $[E_1, E_2]$ тормозная способность вещества точно описывается выражением

$$T(E) = \frac{1}{a_1 + 2a_2E}, \quad (11)$$

то описанный метод дает совершенно точное значение dE/dx независимо от толщины поглотителя. Отклонение реальной энергетической зависимости dE/dx на интервале $[E_1, E_2]$ от закона (11) приводит к методической погрешности.

При энергиях ионов, достаточно далеко отстоящих от максимума энергетической зависимости dE/dx , равенство (11) выполняется с хорошей точностью на достаточно больших энергетических интервалах. При уменьшении энергии по мере приближения к максимуму энергетический интервал, на котором аппроксимация (11) воспроизводит dE/dx с хорошей точностью, уменьшается. Так, например, при прохождении протонов через кремний при $E_1 = 2,1$ МэВ и $E_2 = 2,0$ МэВ ($d = 3,9$ мкм) методическая погрешность составляет 0,006%, а в случае прохождения ионов гелия через алюминий при $E_1 = 0,6$ МэВ и $E_2 = 0,4$ МэВ ($d = 0,56$ мкм) методическая погрешность составляет уже 5,7%. Для получения в последнем случае методической погрешности, не превышающей 1%, необходимо брать алюминиевые фольги толщиной порядка 10^{-5} см и менее. Это, во-первых, достаточно сложно в техническом отношении, а во-вторых, существенно увеличивает вклад в погрешность неконтролируемых факторов (неоднородность толщины фольги, состояние поверхности мишени и др.). Именно этим объясняется тот факт, что в области максимума dE/dx разброс между данными разных авторов довольно велик. Погрешность воспроизводимости, обусловленная этим разбросом, достигает $\pm 10\%$ и даже больше.

Для извлечения информации о dE/dx из результатов экспериментов по прострелу самоподдерживающихся фольг помимо традиционного метода, основанного на равенствах (9) и (10), возможен еще один метод [5, 6] — метод прострела толстых фольг. Идея этого метода такова. Рассматриваем достаточно большой энергетический интервал $[E_{\text{мин}}, E_{\text{макс}}]$. Предположим, что на таком интервале пробег иона в веществе описывается полиномом

$$R(E) = a_0 + a_1E + \dots + a_nE^n. \quad (12)$$

Тогда

$$dE/dx = 1/R'(E) = 1/\sum_{k=1}^n ka_k E^{k-1} \quad (13)$$

и

$$\frac{d}{\Delta E} = y = a_1 F_1 + a_2 F_2 + \dots + a_n F_n. \quad (14)$$

Здесь

$$\left. \begin{aligned} F_1 &= 1; F_2 = E_1 + E_2; F_3 = E_1^2 + E_1 E_2 + E_2^2; \\ F_n &= E_1^{n-1} + E_1^{n-2} E_2 + \dots + E_1 E_2^{n-2} + E_2^{n-1}. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Имея набор экспериментальных данных

$$d_i, E_{1ij}, E_{2ij},$$

вычисляем величины F_k и y :

$$F_{2p}, F_{3p}, \dots, F_{np}, y_p, p = 1, 2, \dots, N$$

и, используя формулу (14), методом наименьших квадратов находим параметры a_k . При этом метод наименьших квадратов целесообразно применять не в стандартном его виде (это приводит к плохо обусловленной системе линейных алгебраических уравнений), а использовав предварительно процесс ортогонализации Грама — Шмидта. Соответствующая программа на языке ФОРТРАН приведена в [7].

Численный эксперимент и обработка описанным методом данных [6, 8] показывают, что в целом метод дает правильные результаты, но нетривиальным является выбор схемы эксперимента. Возможные схемы эксперимента таковы: а) при фиксированной толщине поглотителя меняется энергия пучка; б) при фиксированной энергии пучка меняется толщина поглотителя; в) комбинированный вариант — при нескольких толщинах фольг меняется энергия пучка. При этом в силу того, что при увеличении толщины фольги увеличивается энергетический страглинг, приводящий к дополнительным погрешностям в dE/dx , должен существовать оптимальный диапазон толщин. Детально все эти тонкости должны быть исследованы с использованием методов теории планирования экспериментов. Такой анализ еще не проводился, но предварительный анализ литературных данных и численный эксперимент [6, 8] показывают, что наиболее оптимальным является третий вариант эксперимента, при этом потери энергии в фольгах могут достигать 50% первоначальной энергии пучка. Допустимость таких больших толщин фольг является решающим аргументом в пользу метода толстых фольг, поскольку это обстоятельство позволяет существенно снизить погрешность конечных результатов.

Метод нахождения dE/dx из результатов экспериментов по прострелу самоподдерживающихся фольг, аналогичный вышеописанному, использовался также в [9, 10]. Вопрос о выборе оптимальных условий эксперимента в этих работах, однако, не анализировался.

Разновидностью экспериментов по прострелу фольг является эксперимент, в котором используется облучение ионами мишени, представляющей собою пленку исследуемого вещества, нанесенную на подложку из другого вещества. Для определения потерь энергии здесь используется либо резонансная ядерная реакция на ядрах подложки [11], либо известная энергетическая зависимость выхода рентгеновского излучения, возбуждаемого ионами пучка в атомах подложки [12], либо обратное рассеяние ионов. В последнем случае в полные потери энергии дают вклад потери энергии на отдачу. Для учета этого эффекта предложены разные методы — как приближенные [13], так и более точные, но зато более сложные — рассеяние на атомах двух разных типов [5] и рассеяние на атомах одного типа, но при двух разных геометриях эксперимента [14].

В случае разных геометрий эксперимента при одном угле падения измеряются энергии ионов, рассеянных на атомах какого-либо одного типа, но при двух разных углах отражения. В этом случае после отражения ионы проходят пути разной длины, поэтому и потери энергии будут разные. Разность потерь энергии есть потеря энергии на пути, равном разности путей, проходимых ионом после отражения.

В случае рассеяния на атомах двух разных типов имеем систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \Delta_1 E &= p_1 \Delta' E + \Delta'' E; \\ \Delta_2 E &= p_2 \Delta' E + \Delta'' E. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Здесь $\Delta' E$ — потеря энергии ионов в пленке до отражения; $\Delta'' E$ — после отражения; p_1 и p_2 — кинематические факторы при отражении; $\Delta_1 E$ и $\Delta_2 E$ — полные потери энергии, т. е. разность энергий ионов перед входом в мишень и после выхода из нее. Решение системы уравнений (16) определяет потери энергии $\Delta' E$ и $\Delta'' E$, обусловленные исключительно торможением.

Метод обратного рассеяния. В последнее время для нахождения тормозных способностей веществ все более широко применяется метод обратного рассеяния от массивной мишени. Идея этого метода состоит в следующем. Измеряется энергетический спектр ионов, рассеянных от массивной мишени, после чего, используя какой-либо способ математической обработки полученных экспериментальных результатов, получаем информацию о dE/dx . Различные вопросы теории этого метода и методики извлечения информации о тормозной способности вещества из спектров обратного рассеяния ионов рассматривались в [15—25]. Мы не будем здесь останавливаться на деталях этого метода, подробности см. в цитированных работах и в нашем обзоре [26].

Другие методы. Из числа других методов отметим лишь один, на наш взгляд довольно перспективный [27].

Из выражения для выхода рентгеновского излучения, возбуждаемого в матрице потоком ионов с энергией E

$$Y(E) = n \int_0^E \sigma(\epsilon) e^{-\mu x(E, \epsilon)} \frac{d\epsilon}{T(\epsilon)}, \quad (17)$$

путем его дифференцирования по энергии пучка E с учетом равенства (8) получаем:

$$\sigma(E) = \frac{dY}{dE} \epsilon(E) + \frac{\mu}{n} Y(E). \quad (18)$$

Здесь $\sigma(E)$ — сечение возбуждения ионами рентгеновского излучения; μ — коэффициент ослабления рентгеновского излучения; n — концентрация атомов, рентгеновское излучение которых измеряется; E — энергия падающих на мишень ионов.

В [27] измерялся выход рентгеновского излучения атомов кремния, возбуждаемого протонами с энергией 60—150 кэВ, в двух разных матрицах — Si и SiO₂. Исключая из двух равенств (18) $\sigma(E)$ для кремния и зная $\epsilon(E)$ для кремния, находим $\epsilon(E)$ для SiO₂. Погрешность результатов по оценке авторов составляет 6—8%.

Сравнительная оценка различных экспериментальных методов нахождения тормозных способностей веществ. Источником наиболее надежной информации следует признать метод прострела, поскольку в этом методе извлечение информации о dE/dx не обусловлено никакой дополнительной информацией об элементарных актах взаимодействия ионов с веществом и не связано с необходимостью слишком сложной математической обработки экспериментальных данных. Статическая погрешность метода колеблется в пределах от $\pm 1\%$ до $\pm 5\%$ и в большинстве экспериментов составляет ± 2 — 3% . При этом при достаточно больших энергиях ионов результаты разных авторов в пределах статических погрешностей экспериментов обычно хорошо согласуются между собою. В области максимума энергетической зависимости dE/dx к статической погрешности добавляется погрешность воспроизводимости и суммарная погрешность достигает $\pm 10\%$. Это обстоятельство не позволяет провести надежные исследования ряда тонких эффектов физики торможения, обусловленных влиянием электронной структуры твердого тела на энергетические потери (правило аддитивности тормозных способностей многокомпонентных веществ; влияние агрегатного состояния вещества на его тормозную способность и т. д.), поскольку сами эти эффекты наиболее существенны именно при низких энергиях ионов, а их численные значения лежат в пределах погрешностей.

Применение метода прострела толстых фольг позволит существенно снизить экспериментальные погрешности в области максимума, и, таким образом, исследовать вышеуказанные эффекты более надежно. Оценки показывают, что если ограничиться минимальной толщиной фольг порядка 10^{-5} см, то применение метода прострела тол-

стых фольг, например, для протонов позволит дать информацию о dE/dx вплоть до энергий порядка 50 кэВ.

Сильной стороной метода обратного рассеяния является отсутствие необходимости изготавливать тонкие пленки, что делает его особенно привлекательным при низких энергиях ионов. Однако необходимость учитывать многократное рассеяние приводит к дополнительным погрешностям, значения которых оценить затруднительно.

При исследовании торможения в многокомпонентных веществах (особенно — при низких энергиях) перспективен метод, использованный в [27].

4. ТАБЛИЦЫ ТОРМОЗНЫХ СПОСОБНОСТЕЙ ВЕЩЕСТВ И ПРОБЕГОВ ИОНОВ ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ

В настоящее время имеется довольно большое количество таблиц тормозных способностей веществ и пробегов ионов в веществах. Мы не будем анализировать все имеющиеся таблицы, отметим лишь некоторые, получившие в последние годы наибольшую известность.

Ионам гелия посвящены две работы Чу и Зиглера [28, 29]. В этих работах приведены результаты обработки экспериментального материала по dE/dx для тех сред, для которых таковой имелся, и результаты теоретических расчетов для остальных сред. Диапазон изменения энергии от 0,4 до 4,0 МэВ. Приведены также коэффициенты полинома, аппроксимирующего dE/dx .

Отметим также работы [30, 31], где приведены результаты обработки экспериментальной и теоретической информации по dE/dx для протонов и ионов гелия. Приведены также параметры аппроксимационных формул. Диапазоны изменения энергии от 1 кэВ до 100 МэВ.

Из отечественных таблиц прежде всего следует отметить работы [32, 33]. В [32] приведены таблицы тормозных способностей веществ и пробегов ионов водорода и гелия во всех средах от водорода до урана в диапазоне энергий от 1 до 100 МэВ. Для ряда сред минимальная энергия составляет 100 кэВ. В [33] приведены таблицы пробегов водорода и гелия в тех же средах в диапазоне энергий от 0,1 до 8 МэВ. Таблицы [32, 33] получены обработкой экспериментальной информации и теоретических расчетов.

Отметим также таблицы [34, 35]. В [34] приведены результаты обработки экспериментального материала по тормозным способностям веществ для протонов и ионов гелия: значение $1/\epsilon(E)$ аппроксимировалось многочленом, включая слагаемое с E^{-1} . В [35] приведены параметры степенной аппроксимации пробегов ионов водорода, гелия, лития и бериллия во всех однокомпонентных средах в диапазоне энергий от 0,0125 до 12 МэВ/нуклон.

Для выяснения степени надежности таблиц тормозных способностей веществ представляет интерес сравнить их с имеющимся экспериментальным материалом. Для такого сравнения был выбран наиболее интересный с точки зрения приложений диапазон энергий. —

от 0,4 до 2,5 МэВ. Для протонов экспериментальный материал взят из [36, 37]; для ионов гелия использовались результаты обработки экспериментального материала, приведенные в [38].

Для протонов методика сравнения состояла в следующем: брали определенное количество случаев (при анализе таблиц [30] — 156 случаев, при анализе таблиц [32] — 82 случая) и подсчитывали количество случаев, дающих погрешность Δ , меньшую 5%, лежащую в интервале от 5 до 10% и превышающую 10%. Результаты приведены в табл. 1.

Таблица 1. Результаты сравнения с экспериментальным материалом таблиц тормозных способностей веществ [30, 32] для протонов

Диапазон значений погрешности, %	Таблицы [30]	Таблицы [32]
$\Delta < 5$	77,6 %	70,7 %
$5 < \Delta < 10$	18,0 %	24,3 %
$\Delta > 10$	4,4 %	4,8 %

Из этой таблицы видно, что в таблицах [30 и 32] вероятность получить значение сечения торможения с погрешностью более 10%, не превышает 5%. Небольшой перекося в пользу таблиц [30] в пределах 10%-ной погрешности, видимо, не следует принимать

всерьез ввиду не слишком большой статистики и ввиду того, что погрешности распределены по таблицам неравномерно.

Для ионов гелия результаты, приведенные в [38], практически точно совпадают с результатами [28, 29] и хуже — с таблицами [31, 32], здесь разница достигает 10% (таблицы [31]) и 14—15% (таблицы [32]).

5. ЭМПИРИЧЕСКИЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ТОРМОЗНОЙ СПОСОБНОСТИ ВЕЩЕСТВА

Отсутствие простого аналитического выражения для тормозной способности вещества, вытекающего из теории торможения, с одной стороны, и необходимость такого для решения разнообразных прикладных задач — с другой, привело к появлению большого количества эмпирических формул. Мы не будем останавливаться на всех известных в настоящее время эмпирических формулах для тормозной способности вещества (по этому вопросу — см., например, [39]), отметим лишь некоторые из них.

В последние годы большую известность получила формула Брайса [40]. Эта формула воспроизводит dE/dx с погрешностью не более 2—3% на достаточно больших энергетических интервалах, включая область максимума, и обычно используется для представления в компактной форме экспериментального материала, особенно для легких ионов.

Упомянем также формулы, полученные Ю. В. Готтом [39] и Н. Н. Пучеровым, Т. Д. Чесноковой [41], применимые, однако, лишь для протонов. Для представления обширного табличного материала эмпирические формулы использовались также в [30, 31] и в [34, 35].

Помимо представления в компактной форме обширного табличного материала эмпирические формулы нужны еще для одной цели — для решения разнообразных прикладных задач. В этом плане основной проблемой является получение зависимости энергии иона в веществе как функции глубины его проникновения в более или менее простое аналитическом виде. Для получения такой зависимости эмпирическая формула для dE/dx должна быть такова, чтобы интеграл в выражении (8) взялся в аналитическом виде, а получающееся при этом выражение разрешалось относительно энергии.

Из формул, применявшихся ранее, этому условию удовлетворяют лишь следующие:

$$R(E) = aE^b; \quad (19)$$

$$T(E) = \alpha E^\beta; \quad (20)$$

и формула (11) для $T(E)$. Вытекающие из этих формул зависимости энергии иона E от глубины x имеют соответственно следующий вид:

$$E = E_0 \left(1 - \frac{x}{R(E_0)} \right)^{1/b}; \quad (21)$$

$$E = E_0 [1 - \alpha (1 - \beta) E_0^{\beta-1} x]^{1/(1-\beta)}; \quad (22)$$

$$E = \frac{1}{2a_2} [\sqrt{a_1^2 - 4a_2(x - a_1E_0 - a_2E_0^2)} - a_1]. \quad (23)$$

Во всех этих формулах E_0 — энергия падающего на мишень пучка.

Формулы (11), (19) и (20) воспроизводят исходные величины [пробег $R(E)$ и тормозную способность $T(E)$] на достаточно больших энергетических интервалах и с приемлемой точностью лишь при $E \ll E_{\text{макс}}$ и $E \gg E_{\text{макс}}$, где $E_{\text{макс}}$ — энергия, при которой dE/dx достигает своего максимального значения.

Нами предлагается эмпирическая формула, до некоторой степени свободная от этого недостатка:

$$\frac{dE}{dx} = aE^{1-p} (E^p + q)^{1-b}. \quad (24)$$

Для пробега согласно (7) из (24) следует:

$$R(E) = A (E^p + q) + c. \quad (25)$$

Здесь

$$\left. \begin{aligned} A &= 1/(apb); \\ c &= R(E_1) - A(E_1^p + q). \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Для энергии как функции глубины проникновения x имеем:

$$E = \{[(E_0^p + q)^b - apbx]^{1/b} - q\}^{1/p}. \quad (27)$$

Важная прикладная задача — нахождение глубины рассеяния d по энергии E частиц, вышедших из мишени после рассеяния. Пусть

θ_1 и θ_2 — углы падения и выхода ионов из мишени соответственно, отсчитываемые от нормали к поверхности мишени. Пусть, кроме того, k — кинематический фактор при отражении, E_1 — энергия падающей на мишень частицы на глубине d перед актом рассеяния. Тогда глубина рассеяния d по известной энергии E частиц, вышедших из мишени, определяется из решения следующих двух уравнений, вытекающих из зависимости (27):

$$d = \frac{\cos \theta_2}{apb} \{[(kE_1)^p + q]^b - (E^p + q)\}; \quad (28)$$

$$E_1 = \{[(E^p + q)^b - apbd/\cos \theta_1]^{1/b} - q\}^{1/p}. \quad (29)$$

В силу того, что глубина рассеяния d обычно мала по сравнению с пробегом, второе слагаемое в квадратных скобках в выражении (29) по сравнению с первым слагаемым мало. Это обстоятельство позволяет для нахождения d из равенств (28) и (29) использовать итерации: полагая в (29) $d = 0$, вычисляем нулевое приближение для E_1 , а из (28) — нулевое приближение для d ; используя найденное значение d , из равенства (29) находим уточненное значение E_1 , после чего из равенства (28) находим уточненное значение d и т. д. Процесс сходится очень быстро, так что обычно достаточно одной-двух итераций.

В табл. 2 приведены значения параметров формулы (24) для протонов. Параметры воспроизводят сечения торможения $\epsilon(E)$ в единицах 10^{-15} эВ·см²/атом на интервале от 200 кэВ до 100 МэВ с погрешностью $\pm 2 \div 3\%$. При нахождении параметров за основу были взяты таблицы [30] и экспериментальный материал [36, 37].

6. ПРАВИЛО АДДИТИВНОСТИ ТОРМОЗНЫХ СПОСОБНОСТЕЙ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ВЕЩЕСТВ

Правило аддитивности тормозных способностей многокомпонентных веществ было сформулировано в [42]: для молекулы $X_m Y_n$

$$\epsilon(X_m Y_n) = m\epsilon(X) + n\epsilon(Y). \quad (30)$$

Экспериментальной проверке правила Брэгга — Климена (30) посвящено большое число работ (см. например, [43] и цитированную там литературу). В ряде случаев при энергии протонов, меньшей 0,5 МэВ, и энергии ионов гелия, меньшей 2 МэВ, обнаружено заметное отклонение от правила (30), достигающее особенно больших значений (10—15%) при энергиях, примыкающих к области максимума. Но эти отклонения имеют примерно такое же значение, что и экспериментальные погрешности.

Выше речь шла об энергиях, лишь примыкающих к области максимума (например, для протонов при $E > 150 \div 200$ кэВ). Более низким энергиям посвящена работа [27], в которой, видимо, впервые исследована непосредственно область максимума: рассматривалось торможение протонов с энергиями 60—150 кэВ в SiO_2 . Эксперименты показали, что максимумы в кривых dE/dx [экспериментальный

Таблица 2. Значения параметров аппроксимации (24) для протонов

Мишень		a	p	q	b
атомный номер	символ				
1	H	1,154	1,351	0,036	1,355
2	He	2,000	1,582	0,451	1,149
3	Li	2,891	1,261	0,226	1,438
4	Be	3,795	1,187	0,317	1,533
5	B	4,533	1,176	0,242	1,543
6	C	5,412	1,338	0,478	1,355
7	N	5,464	1,378	0,292	1,296
8	O	6,305	1,309	0,315	1,364
9	F	6,910	1,107	0,255	1,616
10	Ne	7,458	1,153	0,335	1,549
11	Na	7,826	1,181	0,286	1,504
12	Mg	8,263	1,091	0,188	1,623
13	Al	8,802	1,246	0,404	1,418
14	Si	8,636	1,013	0,167	1,719
15	P	10,298	1,443	0,978	1,230
16	S	10,768	1,380	0,727	1,283
17	Cl	11,153	1,006	0,176	1,760
18	Ar	11,619	1,202	0,311	1,467
19	K	12,312	1,360	0,634	1,297
20	Ca	13,443	1,247	0,461	1,423
21	Sc	12,837	1,300	0,486	1,348
22	Ti	13,549	1,266	0,545	1,390
23	V	13,744	1,465	1,571	1,193
24	Cr	13,025	1,286	0,332	1,346
25	Mn	14,659	1,208	0,453	1,452
26	Fe	14,816	1,295	0,664	1,350
27	Co	15,152	1,247	0,643	1,400
28	Ni	16,723	1,295	1,241	1,363
29	Cu	16,275	0,929	0,363	1,883
30	Zn	17,079	1,214	0,870	1,446
31	Ga	17,372	1,084	0,525	1,614
32	Ge	19,985	1,112	0,741	1,600
33	As	17,701	1,229	0,714	1,417
34	Se	18,501	1,131	0,595	1,542
35	Br	18,161	1,317	0,911	1,318
36	Kr	18,882	1,366	1,449	1,274
37	Rb	19,114	1,096	0,454	1,582
38	Sr	19,674	1,335	1,065	1,302
39	Y	18,915	1,314	0,816	1,309
40	Zr	18,924	1,185	0,436	1,444
41	Nb	19,227	1,176	0,335	1,458
42	Mo	20,705	1,472	2,658	1,175
43	Tc	18,406	1,288	0,330	1,331
44	Ru	20,596	1,440	1,626	1,194
45	Rh	19,530	1,073	0,235	1,584
46	Pd	20,279	1,303	0,683	1,311
47	Ag	19,990	1,283	0,887	1,319
48	Cd	21,808	1,240	0,716	1,385
49	In	21,778	1,115	0,400	1,535
50	Sn	22,794	1,447	2,848	1,189

Мишень		а	р	q	b
атомный номер	символ				
51	Sb	21,714	1,062	0,312	1,602
52	Te	22,873	1,441	2,090	1,188
53	I	23,760	1,500	4,439	1,145
54	Xe	22,349	1,506	2,676	1,126
55	Cs	25,252	1,475	4,031	1,168
56	Ba	25,969	1,450	2,848	1,189
57	La	26,881	1,499	5,622	1,153
58	Ce	26,885	1,462	3,711	1,181
59	Pr	26,891	1,474	4,534	1,169
60	Nd	27,488	1,460	4,375	1,182
61	Pm	24,781	1,203	0,499	1,410
62	Sm	29,490	1,482	9,596	1,172
63	Eu	24,729	1,244	0,594	1,356
64	Gd	29,278	1,477	7,647	1,171
65	Tb	26,270	1,274	0,914	1,335
66	Dy	26,910	1,231	0,934	1,384
67	Ho	26,692	1,261	1,131	1,348
68	Er	27,658	1,206	0,935	1,416
69	Tm	27,115	1,216	1,021	1,397
70	Yb	27,535	1,257	1,442	1,352
71	Lu	27,322	1,205	0,963	1,407
72	Hf	29,614	1,356	3,105	1,263
73	Ta	28,559	1,242	1,383	1,369
74	W	31,191	1,243	1,805	1,383
75	Re	28,662	1,239	1,157	1,369
76	Os	30,188	1,345	2,754	1,269
77	Ir	28,359	1,209	1,022	1,397
78	Pt	28,231	1,278	1,840	1,319
79	Au	28,710	1,172	0,882	1,439
80	Hg	30,005	1,195	1,241	1,418
81	Tl	29,171	1,228	1,018	1,372
82	Pb	32,990	1,452	9,355	1,179

и найденный по правилу (30)] сильно разнесены — экспериментальный максимум лежит при энергии, превышающей 150 кэВ, правило же (30) дает максимум при энергии 60 кэВ. При $E = 150$ кэВ отклонение от правила (30) превышает 20%. Найденные в [27] закономерности, видимо, носят общий характер: в области максимума dE/dx правило (30) не выполняется, по мере же увеличения энергии оно выполняется все с большей точностью.

Традиционный способ проверки правила (30) — прямая его проверка. В подавляющем большинстве случаев одна из компонент многокомпонентного вещества в свободном виде существует в газообразной фазе и именно для газообразной фазы такой компоненты и приведены таблицы тормозных способностей. В тех случаях, когда исследуемое многокомпонентное вещество в обычных условиях также су-

ществует в газообразной фазе, это обстоятельство никаких неприятностей не привносит. Когда же многокомпонентное вещество берется в твердотельной фазе, указанным выше способом мы, строго говоря, исследуем не правило (30), а комбинацию двух эффектов — отклонение от правила (30) и влияние твердотельности фазы на сечение торможения на той компоненте, которая в обычных условиях существует в газообразной фазе.

От этого недостатка свободен метод проверки правила аддитивности, предложенный в [43]. Однако предложенный в [43] метод не универсален и применим лишь в отдельных частных случаях. Суть его состоит в следующем. Берем экспериментальные значения сечения торможения ε (E) протонов для LiF и Li и вычисляем разность

$$\varepsilon_1 = \varepsilon (\text{LiF}) - \varepsilon (\text{Li}).$$

Величина ε_1 представляет собой сумму

$$\varepsilon_1 = \varepsilon (\text{F}) + \Delta_1 \varepsilon$$

сечения торможения во фторе, находящемся в связанном виде в твердотельном соединении LiF, и поправки $\Delta_1 \varepsilon$, учитывающей возможное отклонение от правила (30) для протонов в LiF. Прodelывая то же самое для сред CaF₂ и Ca, находим:

$$\varepsilon_2 = \frac{1}{2} [\varepsilon (\text{CaF}_2) - \varepsilon (\text{Ca})] = \varepsilon (\text{F}) + \Delta_2 \varepsilon.$$

Теперь сравниваем между собой ε_1 и ε_2 . Анализ опубликованного экспериментального материала показал [44], что для протонов с энергиями, меньшими 0,5 МэВ, разность $\varepsilon_2 - \varepsilon_1$ достигает 25% $[(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2]$, а это существенно превышает оценки экспериментальных погрешностей. Одна из возможных причин большой разности $\varepsilon_2 - \varepsilon_1$ состоит в следующем: в LiF поправка $\Delta_1 \varepsilon$ отрицательна, а в CaF₂ поправка $\Delta_2 \varepsilon$ положительна, так что при вычислении разности $\varepsilon_2 - \varepsilon_1$ поправки $\Delta_1 \varepsilon$ и $\Delta_2 \varepsilon$ складываются. Если это так и если предположить, что $|\Delta_1 \varepsilon| \approx |\Delta_2 \varepsilon|$ (в этом случае каждая из поправок имеет порядок 12—13%, что хорошо согласуется с данными других авторов по другим соединениям), то $(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2$ дает оценку сечения торможения протонов во фторе, находящемся в связанном виде в твердотельной фазе. Для протонов с энергией 1 МэВ значение этой величины $(7,7 \cdot 10^{-15} \text{ эВ} \cdot \text{см}^2/\text{ат.}; \text{ см. [43], табл. 1})$ хорошо согласуется со значением торможения протонов во фторе, полученным с использованием результатов для CaF₂ и правила аддитивности $(7,57 \cdot 10^{-15} \text{ эВ} \cdot \text{см}^2/\text{ат.}; \text{ см. [43], табл. 2})$. Это подтверждает разумность сделанного выше предположения.

Полученные и вышеуказанным способом, и с использованием правила аддитивности значения сечения торможения протонов во фторе, находящемся в связанном виде в твердотельной фазе, существенно превышают таковые для газообразного фтора: при увеличении энергии от 0,3 до 2,0 МэВ соответствующее превышение воз-

растает от 12,5 до 27%. Но этот результат противоречит результатам работы [31], согласно которой для ионов гелия сечение торможения во фторе, связанном в твердом теле, меньше, чем в газообразном фторе. Для протонов согласно сказанному это соотношение получается противоположным.

Сказанное выше демонстрирует противоречивость имеющейся к настоящему времени информации о влиянии твердотельности фазы на сечение торможения на атомах вещества, в обычных условиях существующего в газообразной фазе. Для окончательного выяснения этого вопроса необходимы более тонкие и аккуратные эксперименты.

7. ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Согласно результатам [45] потери энергии тяжелым ионом с энергией, превышающей 200 кэВ/нуклон, довольно просто связаны с потерями энергии для протонов:

$$\langle S \rangle = S_{\text{HI}}(V, Z_2)/Z_{\text{HI}}^2 S_p(V, Z_2).$$

Здесь $S_{\text{HI}}(V, Z_2)$ — тормозная способность вещества с атомным номером Z_2 для тяжелого иона со скоростью V ; $S_p(V, Z_2)$ — то же для протонов; Z_{HI} — атомный номер тяжелого иона; $\langle S \rangle$ — приведенное торможение.

Анализ обширного экспериментального материала показал, что для ионов с энергией, превышающей 200 кэВ/нуклон, приведенное торможение с хорошей точностью является универсальной функцией, вид которой определяется только типом ионов и не зависит от среды. Аппроксимация этой функции имеет следующий вид:

$$\langle S \rangle = [1 - e^{-V^2(1,034 - 0,1777e^{-0,08114Z_1})}]^2,$$

где

$$V_2 = V_1 + 0,0378 \sin\left(\frac{\pi}{2} V_1\right)$$

и

$$V_1 = 0,886 (V/V_0) Z^{-1/3};$$

$$V/V_0 = [E/25M_1]^{1/2}$$

(E — в кэВ; M — в а. е. м.).

Стандартная погрешность такого метода не превышает 5%. Метод проверен на ионах с атомными номерами 6—92 и мишенях с атомными номерами 4—79.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стародубцев С. В., Романов А. М. Прохождение заряженных частиц через вещество. Ташкент: Изд-во АН УзССР, 1962.
2. Hedinger R. A., Green A. E. S., — Intern. J. Quant. Chem., 1978, Quant. Chem. Symp., № 12, p. 377.
3. Wilson W. E. — Radiation Res., 1972, v. 49, p. 36.

4. Потетюнко Г. Н.— Атомная энергия, 1977, т. 43, вып. 2, с. 134.
5. Потетюнко Г. Н.— Там же, с. 118.
6. Потетюнко Г. Н.— Атомная энергия, 1980, т. 49, вып. 2, с. 119.
7. Нахождение параметров линейной формы методом наименьших квадратов с применением процесса ортогонализации / Иванов А. Б., Потетюнко Г. Н. Рост. гос. ун-т. Ростов-на-Дону, 1981.— 8 с.— Деп. в ВИНТИ 24. XII.1981. № 5823—81.
8. Потетюнко Г. Н.— В кн.: Труды X Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами (М., 28—30 мая 1979 г.). М.: МГУ, 1980, с. 547.
9. Пучеров Н. Н., Чеснокова Т. Д.— Укр. физ. журн., 1977, т. 22, № 7, с. 1203.
10. Carnera A. e.a.— Phys. Rev. B, 1978, v. 17, p. 3492.
11. Leminen E., Anttila A.— Ann. Acad. Sci. Fenn., 1971, ser. AVI, № 370, p. 3.
12. Johansen A. e.a.— Rad. Eff., 1971, v. 8, p. 31.
13. Borders J. A.— Rad. Eff., 1974, v. 21, p. 165.
14. Borgesen P., Nicolet N.— A. — Nucl. Instrum. and Methods, 1977, v. 140, p. 541.
15. Сиротинин Е. И. и др.— Вестник МГУ. Сер. физ.-астр., 1971, № 5, с. 541.
16. Сиротинин Е. И. и др.— В кн.: Тр. III Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. М.: МГУ, 1972, с. 194.
17. Sirotinin E. I. e.a.— Rad. Eff., 1972, v. 15, p. 149.
18. Кирстен П., Куликаускас В. С., Шишкин К. С.— В кн.: Тр. IV Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. М.: МГУ, 1975, с. 433.
19. Ведьманов Г. Д. и др.— В кн.: Труды VI Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. М.: МГУ, 1975, с. 425.
20. Lin W. K., Matteson S., Powers D.— Phys. Rev. B, 1974, v. 10, p. 3746.
21. Ведьманов Г. Д. и др.— В кн.: Тр. VII Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. М.: МГУ, 1976, с. 276.
22. Urganov A. R., e.a.— Rad. Eff., 1977, v. 33, p. 141.
23. Ведьманов Г. Д. и др.— В кн.: Тр. VIII Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. М.: МГУ, 1977, с. 237.
24. Ведьманов Г. Д. и др.— Атомная энергия, 1978, т. 45, вып. 4, с. 285.
25. Chumanov V. Ya. e.a.— Phys. Stat. Sol. (a), 1979, v. 53, p. 51.
26. Экспериментальные методы нахождения тормозных способностей веществ для легких ионов / Потетюнко Г. Н. Изв. вузов. Сер. физ. Томск, 1981.— 25 с.— Деп. в ВИНТИ 2. II. 81. № 460—81.
27. Иванов Д. П., Сысоев С. М., Ядышко С. В.— В кн.: Вторичная ионная и ионно-фотонная эмиссия. Тезисы докладов (28—30 сентября 1983 г.). Харьков, 1983, с. 173.
28. Ziegler J. F., Chu W. K.— Thin Solid Films, 1973, v. 19, p. 281.
29. Ziegler J. F., Chu W. K.— Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1974, v. 13, p. 463.
30. Andersen H. N., Ziegler J. F. Hydrogen. Stopping power and ranges in all elements. N.Y.: Pergamon Press, 1977.
31. Ziegler J. F. Helium. Stopping powers and ranges in all elements. N.Y.: Pergamon Press, 1977.
32. Пучеров Н. Н., Романовский С. В., Чеснокова Т. Д. Таблицы массовой тормозной способности и пробегов заряженных частиц с энергией 1—100 МэВ. Киев: Наукова думка, 1975.
33. Пучеров Н. Н., Бозарковский А. Е., Романовский С. В., Чеснокова Т. Д. Таблицы пробегов заряженных частиц с энергией до 8 МэВ. Киев: Наукова думка, 1977.

34. Аппроксимация экспериментальных данных по тормозным способностям веществ для ионов водорода и гелия/ Потетюнко Г. Н., Царевский В. В. Рост. гос. ун-т. Ростов-на-Дону, 1979.— 18 с.— Деп. в ВИНТИ 6.XII.79. № 4163 — 79.
35. Пробеги ионов водорода, гелия, лития и бериллия во всех одноконпонентных средах/Наумов А. П., Потетюнко Г. Н. Изв. вузов. Сер. физ. Томск, 1977.— 35 с.— Деп. в ВИНТИ 27.IV.77. № 1676—77.
36. Экспериментальный материал по потерям энергии и пробегам ионов водорода в веществах. I Одноконпонентные среды. / Потетюнко Г. Н. Изв. вузов. Сер. физ. Томск, 1979.— 37 с.— Деп. в ВИНТИ 8.VI.79. № 2058—79.
37. Экспериментальный материал по потерям энергии ионами водорода. III. / Потетюнко Г. Н. Изв. вузов. Сер. физ. Томск, 1982.— 14 с.— Деп. в ВИНТИ 12.IV.82. № 1711—82.
38. Ward D. e.a.— Preprint AECL-4914. Chalk River, Ontario, 1975.
39. Готт Ю. В. Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях. М.: Атомиздат, 1978.
40. Brice D. K.— Phys. Rev. A, 1972, v. 6, p. 1791.
41. Пучеров Н. Н., Чеснокова Т. Д.— Укр. физ. журн. 1978, т. 23, № 6, с. 994.
42. Bragg W. H., Kleeman R.— Philos. Mag., 1905, v. 10, p. 318.
43. Потетюнко Г. Н.— Атомная энергия, 1982, т. 52, вып. 2, с. 129.
44. Экспериментальный материал по потерям энергии и пробегам ионов водорода в веществах. II. Многокомпонентные среды. / Потетюнко Г. Н. Изв. вузов. Сер. физ. Томск. 1979.— 24 с.— Деп. в ВИНТИ 8.VI.79. № 2059—79.
45. Ziegler J. F.— Appl. Phys. Lett., 1977, v. 31, № 8, p. 544.