КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

02 Журнал технической физики, т. 64, в. 7, 1994

О ТОРМОЖЕНИИ БЫСТРЫХ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ С АТОМАМИ

А.Б.Войткив, В.И.Матвеев

Ташкентский государственный университет, 700095
(Поступило в Редакцию 8 июня 1993 г.
В окончательной редакции 20 декабря 1993 г.)

Неупругие процессы, происходящие при столкновениях быстрых многозарядных ионов (МЗИ) с атомами, характеризуются довольно большими сечениями и их расчет представляет интерес прежде всего с прикладной точки зрения. Сильное поле многозарядных ионов не всегда позволяет использовать борновское приближение, что существенно усложняет расчеты (см., например, [1–4]). Тогда как для экспериментов представляется необходимым иметь простые оценки как сечений неупругих процессов, так и эффективного торможения.

В настоящей работе получены формулы, описывающие эффективное торможение быстрых многозарядных ионов при столкновениях с атомами легких элементов при зарядах ионов $Z \gg 1$ и скоростях $v \gg v_a$, где v_a — характерная скорость атомных электронов K-оболочки, причем $Z^{1/2} \ll v \lesssim Z$, т.е. когда борновское приближение неприменимо (здесь и ниже используем атомную систему единиц $\hbar = m = e = 1$). Описание торможения основано на простой картине столкновения при этих значениях параметров Z, v, предложенной в [5,6] для нахождения сечений.

Как известно (см., например, [7]), эффективное торможение $\varkappa$ определяется следующим образом:

$$\varkappa = \sum_n (\varepsilon_n - \varepsilon_0)\sigma_n, \tag{1}$$

где ε_n — энергия, σ_n — сечение возбуждения n-го состояния атома, ε_0 — энергия исходного состояния, суммирование проводится по всем атомным состояниям.

Эффективное торможение $\varkappa$ связано с потерей энергии dE/dx ионом на единице длины его пути

$$\frac{dE}{dx} = -\varkappa N, \tag{2}$$

где N — концентрация атомов.

Рассмотрим вначале столкновение быстрого многозарядного иона с атомами водорода. Пусть атом водорода, находящийся первоначально в основном состоянии, покоится в начале координат, а ион движется по классической линейной траектории $\mathbf{R}(t) = \mathbf{b} + \mathbf{v}t$. Следуя [5,6], разобъем всю область прицельных параметров $0 \leqslant b < \infty$ на три перекрывающиеся подобласти: $0 \leqslant b < Z^{1/2}$, $2Z/v < b < v\tau$; $b \gg Z/v$, где τ — характерное атомное время (для водорода $\tau \sim 1$). В области больших прицельных параметров ($b \gg Z/v$) можно использовать теорию возмущений по полю многозарядного иона. Учет влияния этого поля в первом порядке теории возмущений приводит к следующему вкладу в эффективное торможение от столкновений с прицельными параметрами b, не меньшими некоторого значения $b_1 \gg Z/v$,

$$\varkappa(v \geqslant b_1) = 4\pi \frac{Z^2}{v^2} \ln\left(\frac{2v}{\gamma I b_1}\right), \tag{3}$$

где $I = \exp\{\sum\limits_n f_{0n} \ln(\varepsilon_n - \varepsilon_0)/\sum\limits_n f_{0n}\}$ — средняя атомная энергия, f_{0n} — силы осцилляторов, $\gamma \approx 1.78$ ($\ln\gamma = C \approx 0.577$ — постоянная Эйлера).

Для водорода $I = 0.55$ (см., например, [7]).

В области $2Z/v < b < v\tau$, согласно [5,6], процесс взаимодействия быстрого МЗИ с атомным электроном при рассматриваемых значениях параметров Z, v сводится к "внезапной" передаче электрону импульса

$$\mathbf{q} = \frac{2Z}{b \cdot v} \cdot \frac{\mathbf{b}}{b}.$$

Вклад в сечение возбуждения n-го состояния от столкновений с прицельными параметрами $b_2 \leqslant b \leqslant b_3$, где b_2, b_3 — некоторые значения прицельных параметров, удовлетворяющих условно $2Z/v < b_2 < b_3 < v\tau$, имеет вид [5]

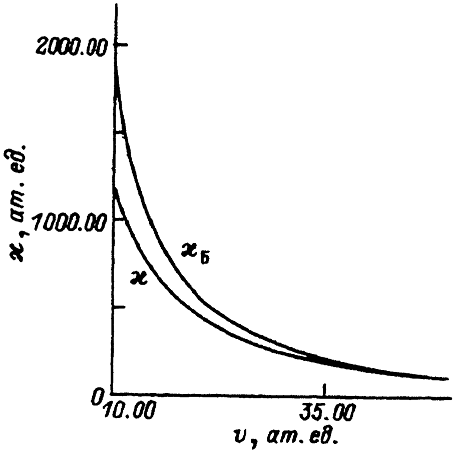
$$\sigma_n = 4\pi \frac{Z^2}{v^2} \int\limits_{b_2}^{b_3} db \cdot b |< n|e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}|0>|^2, \tag{4}$$

где $\mathbf{r}$ — радиус вектор атомного электрона.

С учетом (1) и (4) для вклада в эффективное торможение от области $b_2 \leqslant b \leqslant b_3$ находим (ср. [8])

$$\varkappa(b_2 \leqslant b \leqslant b_3) = 4\pi \frac{Z^2}{v^2} \ln\left(\frac{b_3}{b_2}\right). \tag{5}$$

Для получения вклада в эффективное торможение от области малых прицельных параметров b, не превосходящих некоторого $b_4 < Z^{1/2}$,



Сравнение значений эффективного торможения, рассчитанного по формуле (9), и в борновском приближении для заряда иона $Z = 50$ и скоростей иона $10 \leqslant v \leqslant 50$ (ат. ед.).

удобно рассмотреть процесс столкновения в системе отсчета, в которой ион покоится. При влете атома в область пространства $d < Z^{1/2}$, где d — радиус сферы с центром в точке нахождения иона, поле иона превышает поле атомного протона и последним можно пренебречь: на ионе рассеивается свободный электрон, волновая функция которого перед влетом в область $d < Z^{1/2}$ имеет вид[1]

$$\Phi(\mathbf{r},t) = \varphi_0(\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)) \exp\left\{ i\mathbf{v}\mathbf{r} - i\varepsilon_0 t - i\frac{v^2}{2}\cdot t \right\}, \tag{6}$$

где φ_0 — волновая функция основного состояния атома водорода.

Таким образом, "роль" протона в этом случае сводится к формированию электронного волнового пакета, т.е. к созданию распределения по импульсам налетающих на многозарядные ионы электронов, которые затем рассеиваются в поле ионов. Для описания рассеяния поэтому будем использовать формулу Резерфорда, имеющую, как известно, в квантовом и классическом случаях одинаковый вид. С учетом того что разброс по скоростям $|\Delta\mathbf{v}|$ в исходном пакете мал в сравнении со средней скоростью пакета $v(v \ggg \Delta v \sim 1)$, формулу Резерфорда можно записать следующим образом:

$$d\sigma_\varepsilon = 2\pi\frac{Z^2}{v^2}\frac{d\varepsilon}{\varepsilon^2}, \tag{7}$$

где ε — передаваемая электрону (в системе покоя исходного атома) энергия.

Соответствующий вклад в эффективное торможение имеет вид

$$\varkappa = \int\limits_{\varepsilon_4}^{\varepsilon_{\max}} \varepsilon \cdot d\sigma_\varepsilon = 2\pi\frac{Z^2}{v^2}\ln\left(\frac{\varepsilon_{\max}}{\varepsilon_4}\right), \tag{8}$$

[1] В силу большой скорости ($v \gg Z^{1/2} > 1$) можно считать, что электронный волновой пакет (6) при влете в область $d < Z^{1/2}$ имеет ту же форму, что и в невозмущенном атоме.

где $\varepsilon_{\max} = 2v^2$ — максимальная энергия, которую может получить электрон при столкновении с "бесконечно" тяжелым ионом; ε_4 — энергия, получаемая электроном при столкновении с параметром удара b_4: $\varepsilon_4 = q^2(b_4)/2 = 2Z^2/b_4^2 \cdot v^2$.

Учитывая перекрытие рассмотренных областей прицельных параметров, можно произвести соответствующие "сшивки", положив $b_4 = b_2$, $b_1 = b_3$, и для полного эффективного торможения имеем

$$\varkappa = 4\pi \frac{Z^2}{v^2} \ln\left(\frac{2v^3}{\gamma I Z}\right). \tag{9}$$

Отметим, что формула (9) сходна с полученной в [9] на основе классических представлений. Используя (2) и (9), нетрудно найти путь, проходимый быстрым МЗИ при торможении его от скорости v_1 до v_2 $(Z^{1/2} \ll v_2 < v_1 \lesssim Z)$,

$$S(v_1, v_2) = \frac{MI^{4/3}}{12\pi N Z^{2/3}} \left(Ei(a_1) - Ei(a_2)\right), \tag{10}$$

где M — масса иона, $a = (4/3)\ln\left(2v^3/\gamma I Z\right)$, $Ei(a)$ — интегральная показательная функция [10].

На рисунке приведены графики зависимостей $\varkappa(v)$, рассчитанные по формуле (9), и в борновском приближении, когда

$$\varkappa_{Б} = 4\pi \frac{Z^2}{v^2} \ln\left(2v^2/I\right)$$

(см., например, [7]), при $Z = 50$. Видно, что при $v \leqslant Z$ $\varkappa_{Б}$ превышает рассчитанное по формуле (9) на 10–40%.

Полученные результаты естественным образом обобщаются на случай столкновения быстрых многозарядных ионов с атомами легких элементов, для которых $v \gg v_a$

$$\varkappa = 4\pi \frac{Z^2}{v^2} Z_a \ln\left(\frac{2v^3}{\gamma I Z}\right), \tag{11}$$

где Z_a — число атомных электронов; I — средняя атомная энергия, определенная выше.

Соответственно путь, проходимый МЗИ при торможении от скорости v_1 до v_2, в этом случае определяется следующим выражением:

$$S(v_1, v_2) = \frac{MI^{4/3}}{12\pi Z_a N Z^{2/3}} \left(Ei(a_1) - Ei(a_2)\right). \tag{12}$$

Список литературы

[1] *Crothers D.S.F., McCann J.H.* // J. Phys. B. 1983. Vol. 16. P. 3229.
[2] *Salop A., Eichler J.* // J. Phys. B. 1979. Vol. 12. P. 257.
[3] *Eichler J.* // Phys. Rev. A. 1977. Vol. 15. P. 1856.
[4] *Юдин Г.Л.* // ЖЭТФ. 1981. Т. 89. С. 1026.
[5] *Матвеев В.И.* // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 2021.

[6] *Voitkiv A.B., Pazdzersky V.A.* // J. Phys. B. 1988. Vol. 21. P. 3369.
[7] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. М.: Наука, 1989.
[8] *Матвеев В.И.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. С. 1176.
[9] *Bohr N.* // Phys. Mag. 1913. Vol. 25. P. 10. 1915. Vol. 30. P. 581. Избранные научные труды. М.: Наука, 1970. Т. 1. С. 63.
[10] Справочник по специальным функциям / Под ред. М.Абрамовица и И.Стиган. М: Наука, 1979.

06;12 *Журнал технической физики, т. 64, в. 7, 1994*

ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛАСТИНЕ С ИСКУССТВЕННО НАВЕДЕННОЙ НЕОДНОРОДНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

И.П.Жадько, С.И.Козловский, В.А.Романов

Институт физики полупроводников, 252028, Киев
(Поступило в Редакцию 11 августа 1993 г.)

Интегральные полупроводниковые датчики механических величин находятся в центре фундаментальных и прикладных исследований. Наибольшим спросом среди них пользуются интегральные датчики давления на основе кремния. Ранее с целью оптимизации выходных характеристик были проведены исследования чувствительных элементов датчиков давления на основе кольцевой структуры [1,2]. При этом распределение механических напряжений (а значит, и параметра анизотропии) в области расположения чувствительного элемента на полупроводниковой мембране датчика при ее нагружении было однородным.

В настоящей работе мы рассмотрим случай неоднородного (линейного) изменения параметра анизотропии в области расположения кольцевого чувствительного элемента. Такого рода деформация возникает в профилированной полупроводниковой мембране с жестким центром при равномерном нагружении ее поверхности [3–5]. Интерес к ним обусловлен возможностью получения преобразователей с повышенной линейностью нагрузочных характеристик [3,4].

Рассмотрим перераспределение электрического потенциала в xy-плоскости исходно изотропной полупроводниковой пластины при ее неоднородной, линейно изменяющейся одноосной деформации, которая создает анизотропию проводимости. Пластина ограничена кольцевыми электродами радиусами R_1 и R_2 соответственно (рис. 1).

Распределение потенциала φ в тонкой пластине $R_2 - R_1 \ll d$ (d — толщина пластины) описывается уравнением

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\sigma_{xx}\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\sigma_{yy}\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right) = 0 \qquad (1)$$