

10;12

©1993 г.

ОБ ИЗМЕНЕНИИ ПАРАМЕТРОВ НЕРАВНОВЕСНОГО ЗАРЯДОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В ПУЧКАХ БЫСТРЫХ ИОНОВ ПРИ УВЕЛИЧЕНИИ ТОЛЩИНЫ ПЕРЕЗАРЯДНОЙ МИШЕНИ

И.С.Дмитриев, В.С.Николаев

В результате изучения неравновесного зарядового состава пусков ионов азота с энергиями $E = 0.084, 0.33$ и 0.75 МэВ/нуклон и начальными зарядами $i_0 = 1-7$ после прохождения их через азотные мишени различной толщины и анализа аналогичных данных других экспериментов исследованы зависимости среднего заряда \bar{i} , полуширины d и скошенности s зарядового распределения от толщины перезарядных мишеней t показано, что функции $\bar{i}(t)$ и $s(t)$ практически всегда монотонны, а функции $d(t)$ имеют максимум, если отклонение $\Delta i_0 = i_0 - \bar{i}_p$ начального заряда i_0 от равновесного среднего \bar{i}_p больше равновесной полуширины d_p .

Введение

Зарядовый состав проходящих через вещество пучков быстрых ионов с зарядами ядер $Z \geq 3$ характеризуется в целом обычно [1-4] такими параметрами, как средний заряд частиц $\bar{i} = \sum_i i \phi_i$, полуширина распределения $d = [\sum_i (i - \bar{i})^2 \phi_i]^{1/2}$ и скошенность $s = [\sum_i (i - \bar{i})^3 \phi_i] d^{-3}$, где ϕ_i — относительное количество частиц с зарядом i в ионном пучке ($\sum_i \phi_i = 1$). Параметры равновесного распределения зарядов, которое устанавливается в ионных пучках при прохождении ими достаточно толстого слоя вещества, исследовались для различных ионов и мишеней во многих работах [1-8]. Однако при рассмотрении движения ионов в разреженных газах и тонких пленках необходимо знать поведение этих параметров при прохождении ионов с определенным начальным зарядом i_0 через неравновесные перезарядные мишени. Из теоретического рассмотрения Бора и Линдхарда [9], экспериментальных данных для ионов криптона с энергиями $E = 4.4-6.2$ МэВ/нуклон и зарядами $i_0 = 21-25$ [10] и численных расчетов для ионов азота с $E = 0.33$ МэВ/нуклон и $i_0 = 1-7$ [11] следует, что с увеличением толщины мишени t средний заряд ионов $\bar{i}(t)$ изменяется монотонно, приближаясь к равновесному, не зависящему от t значению \bar{i}_p при больших t . Из [9,11] следует также, что при малых отклонениях

i_0 от \bar{i}_p величина $d(t)$ монотонно возрастает с ростом t . В то же время при достаточно большом отклонении начального заряда i_0 от равновесного значения \bar{i}_p , согласно ч [11], в зависимости величин d и s от t может образоваться экстремум. Признаки максимума в экспериментальной зависимости d от t наблюдались в результатах опытов с ионами N^{++} при $E = 0.33$ МэВ/нуклон [12].

Для проверки результатов расчетов и дальнейшего изучения особенностей поведения значений \bar{i} , d и s были получены зависимости этих величин от t для выведенных из циклотрона 72 см и прошедших через азотные мишени быстрых ионов азота с энергией $E = 0.084, 0.33$ и 0.75 МэВ/нуклон. Описание методики определения неравновесных зарядовых фракций ϕ_i , а также некоторые из полученных результатов для $E = 0.33$ МэВ/нуклон приведены в [12]. Относительная погрешность найденных значений \bar{i} и d составила в среднем ~ 2 и $\sim 3\%$ соответственно; значения s определены с точностью $\sim 10\%$. Большая погрешность в величинах d и s обусловлена повышением для них роли малоинтенсивных фракций ϕ_i , определенных с большей статистической ошибкой. В настоящей работе проведены также расчеты величин \bar{i} , d и s на основе решения уравнений баланса с экспериментальными сечениями захвата и потери электронов [13-15]; рассмотрены зависимости от t этих величин, определенных из неравновесных зарядовых фракций ϕ_i , полученных для ионов с зарядами ядер $Z \geq 6$ в других экспериментальных работах [12,15-30].

Метод расчета и приближенные формулы для \bar{i} , d и s

Изменение зарядового состава ионного пучка при прохождении его через разреженный газ описывается системой линейных дифференциальных уравнений баланса [5]

$$\frac{d\phi_i}{dt} = \sum_{j \neq i} \phi_j \sigma_{ji} - \phi_i \sum_{j \neq i} \sigma_{ij}, \quad (1)$$

где σ_{ij} — сечение процессов, в результате которых ион с зарядом i превращается с ион с зарядом j . Значения $\phi_i(t)$, необходимые для получения $\bar{i}(t)$, $d(t)$ и $s(t)$ в рассматриваемых случаях, вычислялись путем численного решения этих уравнений с экспериментальными сечениями σ_{ij} из работ [13-15].

Для ориентации в результатах экспериментов и численных расчетов полезно иметь простые приближенные формулы для рассматриваемых функций $\bar{i}(t)$, $d(t)$ и $s(t)$. В связи с этим заметим, что в соответствии с известными свойствами сечений потери и захвата электронов σ_{ij} [5,13,14] при энергиях ионов $E \geq 0.17Z^2$ МэВ/нуклон (где Z — заряд ядер ионов) в ионных пучках с зарядным составом, близким к равновесному, имеются практически только две достаточно интенсивные зарядовые компоненты: ϕ_Z и ϕ_{Z-1} (из анализа экспериментальных данных о зарядовом распределении быстрых ионов в различных средах [3,4] следует, что количество частиц с зарядами $i \geq Z - 2$ в ионных пучках, достигающих зарядового равновесия, не превышает при этом 3%).

Если начальный заряд ионов i_0 не выходит за пределы этих двух фракций, т.е. равен Z или $Z - 1$, то зависимость величин ϕ_Z и ϕ_{Z-1} от t в этих случаях представляется одной экспонентой

$$\phi_i(t) = F_i + [\phi_i(0) - F_i]A, \quad (2)$$

где $F_i = \lim_{t \rightarrow \infty} \phi_i(t)$ — относительное количество ионов с зарядом i в равновесном распределении; $A = e^{-\kappa t}$; $\kappa = \sigma_{Z,Z-1} + \sigma_{Z-1,Z}$.

Величины $\bar{i}(t)$ и $d(t)$ для таких простейших двухкомпонентных систем определяются выражениями [11]

$$\bar{i}(t) = \bar{i}_p + \Delta i_0 A, \quad (3)$$

$$d(t) = dp[(1 - A)(1 + \beta^2 A)]^{1/2}, \quad (4)$$

где $\Delta i_0 = i_0 - \bar{i}_p$, $\beta = \Delta i_0 / d_p$.

Соответствующее выражение для величины $s(t)$ может быть записано в виде

$$s(t) = \frac{S_p - \beta A(3 - \beta^2 + 2\beta^2 A)}{(1 - A)^{1/2}(1 + \beta^2 A)^{3/2}}. \quad (5)$$

Входящие в (3)–(5) равновесные величины \bar{i}_p , d_p и s_p являются функциями отношения сечений

$$\xi = \frac{\sigma_{Z,Z-1}}{\sigma_{Z,Z-1} + \sigma_{Z-1,Z}},$$

$$\bar{i}_p = Z - \xi,$$

$$d_p = \xi^{1/2}(1 - \xi)^{1/2},$$

$$s_p = -(1 - 2\xi)d_p^{-1}. \quad (6)$$

Из (3) и (4) следует, что с увеличением толщины мишени t величины $\bar{i}(t)$ при всех Δi_0 , а значения $d(t)$ при $\Delta i_0 \leq d_p$ монотонно приближаются к своим равновесным значениям \bar{i}_p и d_p . В случаях же, когда $\beta^2 > 1$, т.е. при $|\Delta i_0| > d_p$, в зависимости d от t образуется максимум, в котором полуширина зарядного распределения d принимает значение

$$d_{\max} = d_p(1 + \beta^2)/2|\beta|$$

при

$$t_{\max} = \kappa^{-1} \ln[2\beta^2/(\beta^2 - 1)]. \quad (7)$$

Значения $s(t)$, как следует из [5], также монотонно приближаются к равновесному значению s_p , если $|\beta| < \sqrt{3}$, а при $|\beta| > \sqrt{3}$ в зависимости s от t образуется экстремум: максимум, если $\beta > \sqrt{3}$, и минимум, если $\beta < -\sqrt{3}$. При этом в точках экстремума имеем

$$s_{\max} \simeq 0.4(\beta - \sqrt{3}) + s_p(1 + \beta - \sqrt{3})^{-1}$$

при

$$t_{\max} \simeq \kappa^{-1} \ln \left[\frac{\beta^4}{2(\beta^2 - 3)(1 + s_p/2)} \right]$$

и

$$s_{\min} \simeq 0.4(\beta + \sqrt{3}) - s_p(1 + \beta + \sqrt{3})^{-1}$$

при

$$t_{\min} \simeq \kappa^{-1} \ln \left[\frac{\beta^4(1 + s_p/2)}{2(\beta^2 - 3)} \right]. \quad (8)$$

При энергии ионов $E \leq 2-3 \cdot 10^{-2} Z^2$ МэВ/нуклон, когда число значимых зарядовых фракций в проходящем через газ ионном пучке становится больше двух, функция $\phi(t)$ представляется, вообще говоря, суммой двух и более различных экспонент. В связи с этим соотношения между величинами $\bar{i}(t)$, $d(t)$ и $s(t)$ для таких многокомпонентных пучков становятся не такими, как для двухкомпонентных систем. Однако при i_0 , близких к \bar{i}_p , значения \bar{i} , d и s определяются в основном наиболее интенсивными зарядовыми фракциями, для которых зависимость величин ϕ_i от t близка к экспоненциальной. Поэтому при рассмотрении зависимостей \bar{i} , d и s от t в качестве первого приближения можно взять одноэкспоненциальное и использовать, как показано в [11], формулы (2)–(5) с заменой величины $\kappa = \sigma_{Z,Z-1} + \sigma_{Z-1,Z}$ на $\tau = (1 - F_{i_0})^{-1} \sum_{i_0 \neq j} \sigma_{i_0,j}$. При этом равновесные значения \bar{i}_p , d_p и s_p , входящие в (3)–(5), определяются выражениями

$$\bar{i}_p = \Sigma \bar{i} F_i; \quad d_p^2 = \Sigma (1 - \bar{i}_p)^2 F_i; \quad s_p = \Sigma (1 - \bar{i}_p)^3 F_i / d_p^3. \quad (9)$$

Очевидно, что по мере увеличения отклонения Δi_0 начального заряда i_0 от среднего равновесия \bar{i}_p и при переходе от \bar{i} к d и s точность одноэкспоненциального приближения, а следовательно, и формул (3)–(8) понижается.

Полученные результаты и их обсуждение

Значения $\bar{i}(t)$, $d(t)$ и $s(t)$, полученные в настоящей работе из экспериментальных величин $\phi_i(T)$ для прошедших через азотную мишень пучков ионов азота с начальными зарядами $i_0 = 1-7$ и энергией $E = 0.084, 0.33$ и 0.75 МэВ/нуклон [12], вместе с рассчитанными путем численного решения системы уравнений (1) с экспериментальными сечениями $\sigma_{i,j}$ из [13,14] представлены на рис. 1, а-в. На рис. 1г приведены аналогичные данные для ионов азота с $i_0 = 4-7$ и $E = 3.21$ МэВ/нуклон в азотной мишени. Экспериментальные величины $\phi_i(t)$ при этой энергии имеются только для ионов с $i_0 = 4$ [16]. На рис. 1 приведены также в ряде случаев функции $\bar{i}(t)$, $d(t)$ и $s(t)$, даваемые приближенными формулами (3)–(5) одноэкспоненциального приближения.

Экспериментальные величины $\bar{i}(t)$, $d(t)$ и $s(t)$ в целом согласуются с вычисленными путем решения уравнений (1). При увеличении толщины мишени t величины $\bar{i}(t)$ при любых начальных зарядах i_0 , а величины $d(t)$ при $\Delta i_0 < d_p$ (т.е. при $|\beta| > 1$) монотонно приближаются к своим равновесным значениям \bar{i}_p и d_p ; в случаях же, когда $\Delta i_0 > d_p$, в зависимости d от

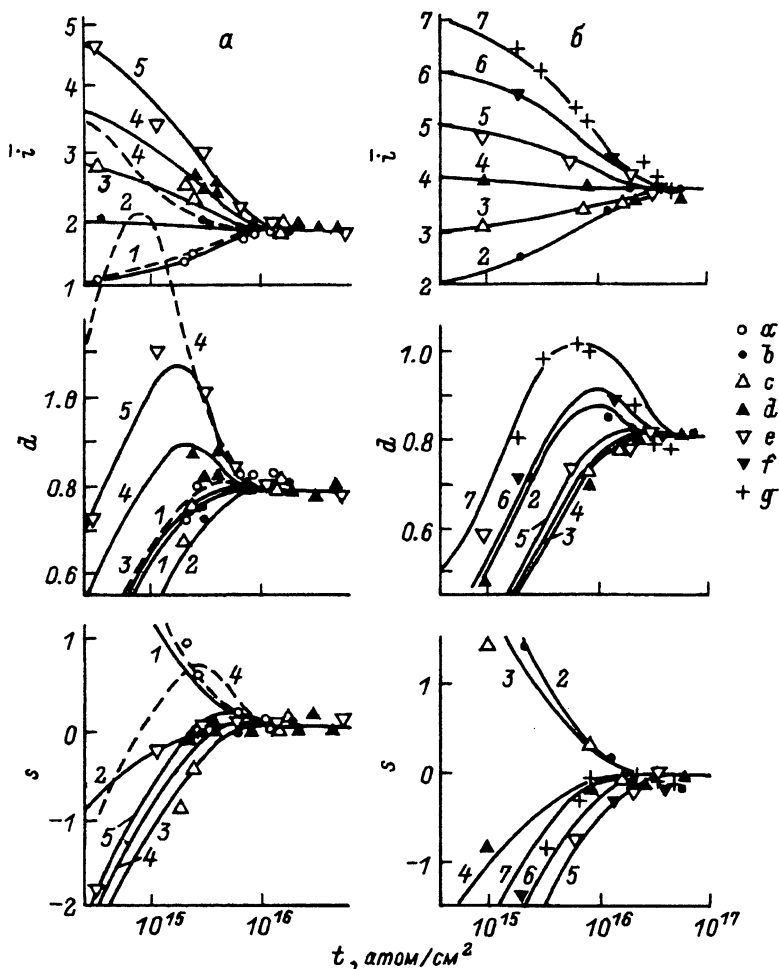


Рис. 1. Значения \bar{z} , d и s для ионов азота с $E = 0.084(a)$, $0.33(b)$, $0.75(e)$ и 3.21 МэВ/нуклон (z) в зависимости от толщины азотной мишени t .

Экспериментальные величины $a-e$ — настоящая работа, z — из [16] соответствуют значениям t_0 : $a - 1$, $b - 2$, $c - 3$, $d - 4$, $e - 5$, $f - 6$, $g - 7$. Сплошные линии — решение уравнений (1) с сечениями из [13, 14, 16], штриховые — по формулам (3)–(5). Цифры у кривых — значения t_0 .

t образуется максимум. Результаты расчета скошенности $s(t)$ указывают на существование при $|\beta| \simeq 4$ слабых экстремумов в области толщин t , близких к равновесным. Однако превышение значений s в экстремуме над равновесным s_p мало ($|s - s_p| \leq 0.4$) и не выходит за пределы экспериментальной погрешности.

Результаты расчетов величин \bar{z} , d и s по формулам двухкомпонентной системы (3)–(5) для приведенных на рис. 1 случаев, т.е. при $E = 1.7 - 15Z^2 \cdot 10^{-3}$ МэВ/нуклон, только качественно согласуются с экспериментом, причем с увеличением параметра β различие между вычи-

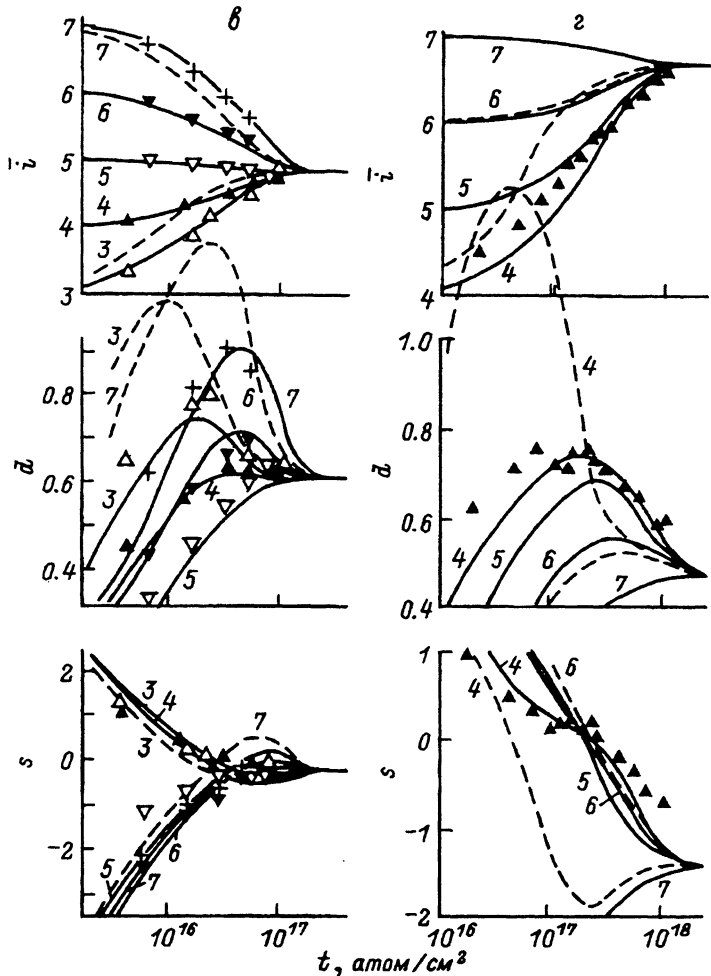


Рис. 1. Продолжение

сленными и экспериментальными величинами быстро возрастает. Относительные отклонения вычисленных значений \bar{i} , d и s от экспериментальных в области $A = e^{-\tau t} \leq 1/2$ могут быть при этом оценены из выражений

$$\Delta \bar{i} / \bar{i} = 0.05\beta, \quad \Delta d / d = 2[|\beta| - 1], \quad \Delta s / s = 0.2\beta / s. \quad (10)$$

При энергии $E = 0.7Z^2$ МэВ/нуклон, при которой пучок ионов азота становится практически двухкомпонентным, разница между точными и приближенными значениями d для $i_0 = 6$ не превышает 10% и возрастает до ~ 2 раз для $i_0 = 4$, т.е. для $i_0 < Z - 2$ (рис. 1,2).

Для получения более полной информации о поведении функций $\bar{i}(t)$, $d(t)$ и $s(t)$ для ионов с $Z \geq 6$ были рассмотрены известные из литературы данные о неравновесном зарядовом составе $\phi_i(t)$ ионных пучков,

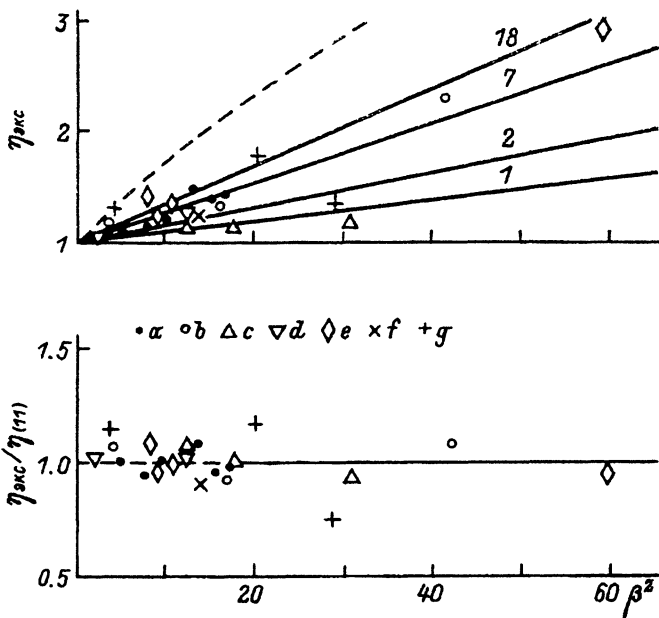


Рис. 2. Экспериментальные значения величины $\eta = d_{\max}/d_p$ (a) и отношения их к рассчитаным $\eta_{(11)}$ по формуле (11) в зависимости от β^2 .

Экспериментальные данные: а — в N_2 (настоящая работа), б — в N_2 [16,18], с — в H_2 , d — в He^{19} , e — в Ag [15,17,19], (f) — в целлюлоиде [23], g — в углероде [21,29]. Сплошные и штриховые линии — расчет по формулам (11) и (7) соответственно, цифры у кривых — значения Z_i .

прошедших через газовые и твердые мишени. К газовым средам (H_2 , He, N_2 , Ar, Kr) относятся сведения для ионов легких элементов C, N и O с начальными зарядами $i_0 = 1-7$ и энергией $E = 0.14-7.5$ МэВ/нуклон [12,15-18] и тяжелых ионов Вг, J и Рb с начальными зарядами $i_0 = 4-25$ и энергией $E = 0.2-1.8$ МэВ/нуклон [19,20]. К твердым средам (папон, целлюлоид, углерод, медь) относятся данные для ионов C, N, O и F с $i_0 = 4-9$ и $E = 0.33-3$ МэВ/нуклон [12,21-24] и для тяжелых ионов Ag, K, Kr и U с $i_0 = 9-68$ и $E = 6-962$ МэВ/нуклон [25-30].

Как в ранее рассмотренных примерах, с увеличением толщины мишени t величины $\bar{i}(t)$ во всех случаях (для них $|\beta| \leq 70$) и значения $d(t)$ при $|\Delta i_0| < d_p$ (т.е. при $|\beta| < 1$) монотонно приближаются к своим равновесным значениям i_p и d_p , а при $|\Delta i_0| > d_p$ в функциях $d(t)$ образуется максимум.

Для прошедших углерод водородоподобных ионов C^{5+} с $E = 0.08Z^2$ МэВ/нуклон и $\beta = -1.95$ [21] максимальные значения d_m , как и следовало ожидать, с точностью до 5% соответствуют соотношению (7) двухкомпонентного приближения. При прохождении же через азот ионов C^{4+} с $E = 0.12 Z^2$ МэВ/нуклон и $\beta = -4.9$ [16] в связи с тем, что $i_0 = 4 < Z - 2$, экспериментальные величины d_m , мало отличаясь от рас-

считанных путем решения системы балансных уравнений (1), меньше, чем следует из (7), в 1.4 раз.

Подобно этому при энергии ионов $E < 0.03 Z^2 \text{ МэВ/нуклон}$, когда число достаточно интенсивных зарядовых фракций с $\phi_i > 0.03$ оказывается больше двух, полуширины зарядовых распределений d_m в максимуме оказываются заметно (в 1.5–2 раза) меньше, чем для двухкомпонентных случаев, описываемых формулой (7) (рис. 1).

С точностью до 10% для газовых мишеней и 25% для твердых (углеродных) пленок имеющиеся для таких случаев отношения d_m/d_p описываются формулой

$$d_m/d_p = 1 + \beta^2 10^{-2} (1 + 2 \lg Z_t), \quad (11)$$

где Z_t — заряд ядра атомов среды.

Что же касается функций $s(t)$, то во всех рассмотренных случаях (а для них $|\beta| \leq 70$) четко выраженных экстремумов в экспериментальной зависимости $s(t)$ не зафиксировано (признаки экстремума в величине $s(t)$ обнаруживаются для ионов N^{4+} с $E = 3.21 \text{ МэВ/н}$ (рис. 1z)). При небольших же толщинах мишеней t скошенность s в соответствии с формулой (5) положительна, если $\Delta i_0 < 0$, и отрицательна, если $\Delta i_0 > 0$.

Заключение

Из приведенных и рассмотренных в настоящей работе экспериментальных и расчетных данных следует, что по мере прохождения ионов с определенным начальным зарядом i_0 через газовую и твердую мишень полуширина зарядового распределения $d(t)$ монотонно приближается к своему равновесному значению d_p в тех случаях, когда абсолютная величина отклонения $\Delta i_0 = i_0 - i_p$ начального заряда i_0 от среднего равновесного i_p не превышает d_p , и проходит через максимум, если $|\Delta i_0| > d_p$. Относительная величина этого максимума (т.е. отношение d_m/d_p значения d_m в максимуме к равновесному значению d_p повышается с увеличением параметра $|\beta| = \Delta i_0/d_p$. В ионных пучках со многими зарядовыми компонентами максимум заметно ниже, чем в двухкомпонентных системах при одинаковых значениях β . Скошенность зарядовых распределений $s(t)$ для многокомпонентных систем при всех значениях $|\beta| \leq 70$ с увеличением толщины пройденной мишени изменяется практически монотонно.

В заключение выражаем благодарность В.Н.Новожиловой за помощь при проведении расчетов.

Список литературы

- [1] Николаев В.С., Дмитриев И.С. // ЖТФ. 1970. Т. 40. С. 1773–1776.
- [2] Betz H.D. // Rev. Mod. Phys. 1972. Vol. 44. P. 465–539.
- [3] Wittkower A.B., Betz H.D. // Atomic Data. 1973. Vol. 5. P. 113–166.
- [4] Shima K., Mikomo T., Tawara H. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1986. Vol. 34. N 3. P. 357–391.
- [5] Николаев В.С. // УФН. 1965. Т. 85. № 4. С. 679–720.
- [6] Baudinet-Robinet Y., Lamotte D. // J. Phys. B. 1979. Vol. 12. P. 3329–3340.
- [7] Sayer R.O. // Rev. Phys. Appl. 1977. Vol. 12. P. 1543–1551.
- [8] Shima K., Ishibara T., Mikumo T. // NIM. 1982. Vol. 200. P. 605–610.

- [9] Bohr N., Lindhard J. // Dan. Mat. Fys. Medd. 1954. Vol. 28. N 7. P. 1-31.
- [10] Baron E., Delannay B. // Phys. Rev. A. 1975. Vol. 12. N 1. P. 40-44.
- [11] Dmitriev I.S., Zaikov V.P., Kralkina E.A. et al. // NIM in Phys. Res. 1986. Vol. B14. P. 515-526.
- [12] Zaikov V.P., Kralkina E.A., Nikolaev V.S. et al. // NIM in Phys. Res. 1986. Vol. B17. P. 97-107.
- [13] Николаев В.С., Дмитриев И.С., Фатеева Л.Н., Теплова Я.А. // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. Вып. 4. С. 989-1000. Там же. Т. 41. Вып. 1 (7). С. 89-99.
- [14] Дмитриев И.С., Николаев В.С., Фатеева Л.Н., Теплова Я.А. // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. Вып. 1. С. 16-26. Там же. Т. 43. Вып. 2 (8). С. 361-369.
- [15] Tonuma T., Kohno I., Miyazawa Y. et al. // J. Phys. Soc. Jap. 1973. Vol. 34. N 1. P. 148-155.
- [16] Tonuma T., Miyazawa Y., Karasawa T., Kohno I. // Jap. J. Appl. Phys. 1970. Vol. 9. N 11. P. 1306-1311.
- [17] Hubbart E., Lauer E.J. // Phys. Rev. 1955. Vol. 98. N 6. P. 1814-1817.
- [18] Asari M., Kido Y., Fukusawa F. // J. Phys. Soc. Jap. 1977. Vol. 12. N 3. P. 982-987.
- [19] Datz S., Moak C.D., Lutz H.O. et al. // At. Data. 1971. Vol. 2. P. 273-292.
- [20] Erb W. // G. S. I. P-7-78. 1978. P. 34.
- [21] Woods C.J., Sofield C.J., Cowern E.B. et al. // J. Phys. B. 1984. Vol. 17. P. 867-878.
- [22] Reynolds H.I., Wyly I.D., Zucker A. // Phys. Rev. 1955. Vol. 98. N 6. P. 1825-1827.
- [23] Дмитриев И.С., Николаев В.С., Теплова Я.А. // Взаимодействие атомных частиц в веществе и на поверхности твердого тела. Ташкент: ФАН, 1972. С. 114-118.
- [24] Shima K., Ishimara T., Miyoshi T. et al. // Phys. Rev. A. 1984. Vol. 29. N 4. P. 1763-1769.
- [25] Heckman H.H., Hubbard E.J., Simon W.G. // Phys. Rev. 1963. Vol. 129. N 3. P. 1240-1249.
- [26] Kanai Y., Kambara T., Mizogawa T. et al. // RIKEN Accel. Prog. Rep. 1968. Vol. 22. P. 54.
- [27] Rozet J.P., Chetioui A., Piquemal P. et al. // J. Phys. B. 1989. Vol. 22. P. 33-48.
- [28] Steinhof A., Folger H., Henning W. et al. // NIM in Phys. Res. 1989. Vol. B36. P. 93-95.
- [29] Baron E. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1972. Vol. NS-19. P. 256-262.
- [30] Could H., Greiner D., Lindstrom P. et al. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. N 3. P. 180-183.

Научно-исследовательский институт
ядерной физики

Московского университета им.М.В.Ломоносова

Поступило в Редакцию
8 августа 1991 г.

В окончательной редакции
2 марта 1992 г.