

функции мишени слабо отражается на рассчитанных сечениях. Однако эти выводы во многом обусловлены спецификой атома He, и в случае их обобщения на более тяжелые двухэлектронные атомы, например Mg, необходимо учитывать, что только состояния иона He<sup>+</sup> описываются аналитически и что все модели волновой функции гелия дают доминирующее вклада <sup>1</sup>S<sub>0</sub>-состояния.

#### Литература

1. Смирнов Ю.Ф., Неудачин В.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1966. **3**. С. 298.
2. Amaldi U., Egidi A., Marconero R., Pizzella J. // Rev. Sci. Instr. 1969. **40**. P. 1001.
3. Ehrhardt H., Shulz M., Tekaas T., Willmann K. // Phys. Rev. Lett. 1969. **22**. P. 89.
4. Guire J.H., Hidalgo M.B., Doolen G.D., Nuttal J. // Phys. Rev. 1973. **A7**. P. 973; Jones S., Madison D.H. // Ibid. 1997. **A55**. P. 444.

5. Avaldi L., Camilloni R., Popov Yu.V., Stefani G. // Phys. Rev. 1986. **A33**. P. 851; Попов Ю.В., Авалди Л., Камиллони Р., Стефани Дж. // ЖЭТФ. 1986. **90**. С. 1191.
6. Levin V.G. // Phys. Lett. 1972. **A39**. P. 125.
7. McCarthy I.E., Ugbabe A., Weigold E., Teubner P.J.O. // Phys. Rev. Lett. 1974. **33**. P. 459.
8. Dixon A.J., McCarthy I.E., Weigold E. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1976. **9**. P. L195.
9. Cook J.P.D., McCarthy I.E., Steblovics A.T., Weigold E. // Ibid. 1984. **17**. P. 2339.
10. Clementi E., Roetti C. // At. Data and Nucl. Data Tables. 1974. **14**. P. 177.
11. Silverman J.N., Platas O., Matsen F.A. // J. Chem. Phys. 1960. **32**. P. 1402.
12. Bonham R.A., Kohl D.A. // Ibid. 1966. **45**. P. 2471.

Поступила в редакцию  
24.12.97

УДК 539.186

## РАСЧЕТЫ СЕЧЕНИЙ ПОТЕРИ ЭЛЕКТРОНОВ ИОНАМИ КИСЛОРОДА В ГАЗООБРАЗНЫХ СРЕДАХ

И. С. Дмитриев

(НИИЯФ)

Выполнены расчеты сечений  $\sigma_{i,i+1}$  потери электрона ионами кислорода с зарядами  $i = 1 \div 7$  в водороде, азоте и аргоне в области изменения энергии ионов от 0,1 до 200 МэВ/нуклон. Величины сечений потери электрона многоэлектронными ионами получены путем суммирования парциальных сечений  $\sigma_{nl}$  потери электронов из всех  $nl$  оболочек иона. Определен зарядовый состав в пучках ионов кислорода после прохождения заданного слоя вещества. Результаты расчетов в большинстве случаев удовлетворительно согласуются с известными экспериментальными данными.

Сведения о величинах сечений изменения заряда быстрыми ионами важны для решения ряда прикладных задач, в том числе в физике высоких энергий в связи с проектированием и модернизацией ускорителей тяжелых ионов [1], в космофизике в связи с исследованиями зарядового состава аномальной компоненты космических лучей, состоящей в значительной степени из ионов кислорода [2]. В настоящей работе выполнены расчеты сечений  $\sigma_{i,i+1}$  потери электрона ионами кислорода с зарядами  $i = 1 \div 7$  в водороде, азоте и аргоне в области изменения энергии ионов  $E$  от 0,1 до 200 МэВ/нукл. Ранее в работе [3] были проведены оценки сечений  $\sigma_{i,i+1}$  потери электронов ионами кислорода в водороде при  $E = 10$  МэВ/нукл.

### 1. Ионы с числом электронов $N = 1$ и $2$

Расчеты сечений потери электронов из  $K$ -оболочки с использованием точных нерелятивистских волновых функций электрона в кулоновском поле проводились в борновском приближении в работах [4–7], а также в более поздних работах [8, 9] для случаев соударения водородоподобных и гелиеподобных ионов с атомами водорода, гелия и азота. В первом приближении эти расчеты приводят к универсальным кривым сечений потери электрона, зависящим только от

энергии связи  $K$ -электрона  $I_k$ , от ядерного заряда атома среды  $Z_t$  и от относительной скорости сталкивающихся частиц  $V/U$ , где  $U$  — средняя орбитальная скорость удаляемого электрона.

В области малых скоростей ионов  $V/U \ll 1$  сечение вырывания  $K$ -электрона с ростом  $V$  быстро возрастает по закону  $\sigma_{i,i+1} \sim Z_t^2 V^8 U^{-12}$  [4]. В области  $V/U \approx 1$  сечения достигают максимальных значений и определяются главным образом значениями  $U$ , так что  $\sigma_{i,i+1}$  пропорционально  $U^{-4}$ . При дальнейшем увеличении  $V/U$  сечения  $\sigma_{i,i+1}$  начинают уменьшаться. В области  $U \leq V \leq 2Z_t$ , где  $\sigma_{i,i+1}$  пропорционально  $V^{-1}$ , величины сечений близки к значениям, следующим из формулы Бора, полученной в результате классического рассмотрения рассеяния электронов в сильно экранированном поле [10]:

$$\sigma_{i,i+1} = \pi a_0^2 q_{nl} Z_t^{2/3} (ZV)^{-1}, \quad (1)$$

где  $q_{nl}$  — число эквивалентных электронов в  $nl$ -оболочке иона с зарядом ядра  $Z$ .

В предельном случае наиболее высоких скоростей:  $V \geq 2Z_t$ , согласно борновскому приближению, сечения  $\sigma_{i,i+1}$  пропорциональны  $V^{-2}$ . Соответствующие асимптотические формулы для тяжелых ионов, дви-

жущихся в легкой среде ( $Z > 2Z_t$ ), приведены в работе [4].

В целом рассмотрение имеющихся экспериментальных сечений потери электрона  $\sigma_{1s}$  водородоподобными ионами в водороде, гелии и азоте показало, что при скорости  $V \geq 2Z_t$  величины измеренных сечений совпадают с вычисленными в борновском приближении. В области  $V < 2Z_t$  полученные на опыте сечения  $\sigma_{1s}$  значительно ниже вычисленных. Однако совокупность экспериментальных и теоретических сечений  $\sigma_{1s}$  позволяет предсказывать их величины для быстрых водородо- и гелиеподобных ионов с  $N = 1$  и 2 практически с любыми значениями  $I_{nl}$  и  $V$  [4–7].

## 2. Многоэлектронные ионы с $N > 2$

Поскольку расчеты сечений ионизации многоэлектронных ионов в борновском приближении чрезвычайно трудоемки, то возникает потребность использования более простых методов оценки сечений с точностью, достаточной для практических приложений. Такой метод был предложен в работе [11]. Сущность метода заключается в следующем. Из известных величин  $\sigma_{i,i+m}$  потери  $m$ -электронов находятся сечения  $\sigma_{nl}$  потери отдельного электрона из  $nl$ -оболочки, сечения увеличения заряда ионов  $S_i$  и относительные вероятности  $P_m$  одновременного удаления  $m$ -электронов. Затем из полученных значений  $\sigma_{nl}$ ,  $S_i$  и  $P_m$  определяются величины  $\sigma_{i,i+m}$  для любых ионов в данной среде.

Потеря одного или нескольких электронов многоэлектронным ионом является результатом потери входящих в него отдельных  $nl$ -электронов. Полное сечение удаления фиксированного электрона из оболочки с квантовыми числами  $n$  и  $l$  при произвольных состояниях остальных электронов назовем сечением потери отдельного электрона  $\sigma_{nl}$ . Из этого определения следует, что сумма сечений потери отдельных электронов связана с экспериментальными сечениями  $\sigma_{i,i+m}$  соотношением

$$S_i = \sum m \sigma_{i,i+m} = \sum q_{nl} \sigma_{nl}, \quad (2)$$

где  $q_{nl}$  — число электронов в оболочке  $nl$ . Сумма  $S_i = \sum m \sigma_{i,i+m}$  представляет собой полное сечение ионизации и совпадает с сечением образования свободных электронов в результате столкновения иона с атомом или молекулой среды.

Анализ экспериментальных сечений  $\sigma_{i,i+m}$  для ионов легких элементов с зарядом ядер  $Z \leq 18$  показал [12], что при заданных значениях  $nl$ ,  $I_{nl}$  и  $V$  величины  $\sigma_{nl}$  для ионов с различным числом  $q_{nl}$  электронов практически не зависят от  $q_{nl}$ . Это обстоятельство и позволяет из экспериментальных значений  $\sigma_{i,i+m}$  для одних ионов получать значения  $\sigma_{nl}$  для других ионов. Отсутствие зависимости  $\sigma_{nl}$  от  $q_{nl}$  при заданных  $nl$ ,  $I_{nl}$  соответствует модели независимой потери электронов, когда средняя вероятность потери  $nl$ -электрона  $W_{nl} \ll 1$ :

$$\sigma_{nl} = \int W_{nl}(p) dp,$$

$$\sigma_{i,i+1} = C_q^m \int W_{nl}^m(p) [1 - W_{nl}(p)]^{q-m} dp, \quad (3)$$

где  $C_q^m = \frac{q!}{m!(q-m)!}$ .

Сечения  $\sigma_{i,i+m}$  находятся из величин  $S_i$  в соответствии с относительной вероятностью  $P_m$  потери  $m$ -электронов:

$$\sigma_{i,i+m} = \frac{P_m S_i}{m}. \quad (4)$$

Анализ всех известных экспериментальных сечений  $\sigma_{i,i+m}$  для ионов с несколькими оболочками позволил установить эмпирическую зависимость величин  $P_m$  от номера электронной оболочки  $n$  и числа электронов в ионе  $N = Z - i$ . Графики для определения значений  $P_m$  при  $n = 1 \div 5$  приведены в работе [11].

Результаты экспериментальных исследований с многоэлектронными ионами с  $Z \leq 18$  [13, 14] показали, что в области скоростей  $V/U \geq 2-3$  на теоретическую кривую зависимости  $\sigma_{1s}$  от  $I_{1s}$  для водородоподобных частиц укладываются в пределах 10–20% разброса экспериментальные значения  $\sigma_{nl}$  для  $nl$ , отличных от  $1s$ .

В целом совокупность имеющихся теоретических сечений  $\sigma_{nl}$  для водородоподобных частиц с числом электронов  $q_{nl} = 1$ , экспериментальных сечений  $\sigma_{nl}$  для водородоподобных и гелиеподобных ионов с  $q_{1s} = 1$  и 2 и экспериментальных сечений  $\sigma_{nl}$  для многоэлектронных ионов с  $q_{nl} > 1$  позволила установить зависимость величин  $\sigma_{nl}$  от приведенной скорости  $V/U$  для потери электронов из состояний с  $n = 1 \div 5$  в области  $V/U \geq 1$ . В области  $V/U \geq 2 \div 3$  в соответствии с теоретическими выводами сечения  $\sigma_{nl}$  не зависят от  $n$  и  $l$  и совпадают с сечениями для  $n = 1$ . В области  $V/U \approx 0,5 \div 2$ , где известны экспериментальные данные для тяжелых ионов [14], сечения  $\sigma_{nl}$  возрастают с ростом  $n$ .

Используя соотношение (2), можно из экспериментальных значений  $S_i$  последовательно, начиная с  $nl = 1s$ , определить величины  $\sigma_{nl}$  и  $\sigma_{i,i+m}$  для различных оболочек [15]. Величины  $S_i$ ,  $P_i$  и  $\sigma_{i,i+m}$  были сведены в таблицу для нескольких сред в широкой области скоростей ионов ( $V = (1 \div 250) \cdot 10^8$  см/с) для более чем десяти ионов с  $Z$  от 2 до 92 и различным числом электронов  $N = Z - i$ : от  $N = 1$  до  $N = 80$ . Сечения для других ионов находятся путем интерполяции. Этот метод был использован в работах [11, 16–20] для сечений потери электронов в азоте различными ионами с  $Z$  от 3 до 92.

## 3. Расчеты сечений потери электронов ионами кислорода

Для нахождения сечений были использованы зависимости  $\sigma_{nl} U^4$  от  $V/U$  для  $n = 1$  и 2 в водороде, азоте и аргоне. В областях  $V/U \ll 1$  и  $V/U \gg 1$

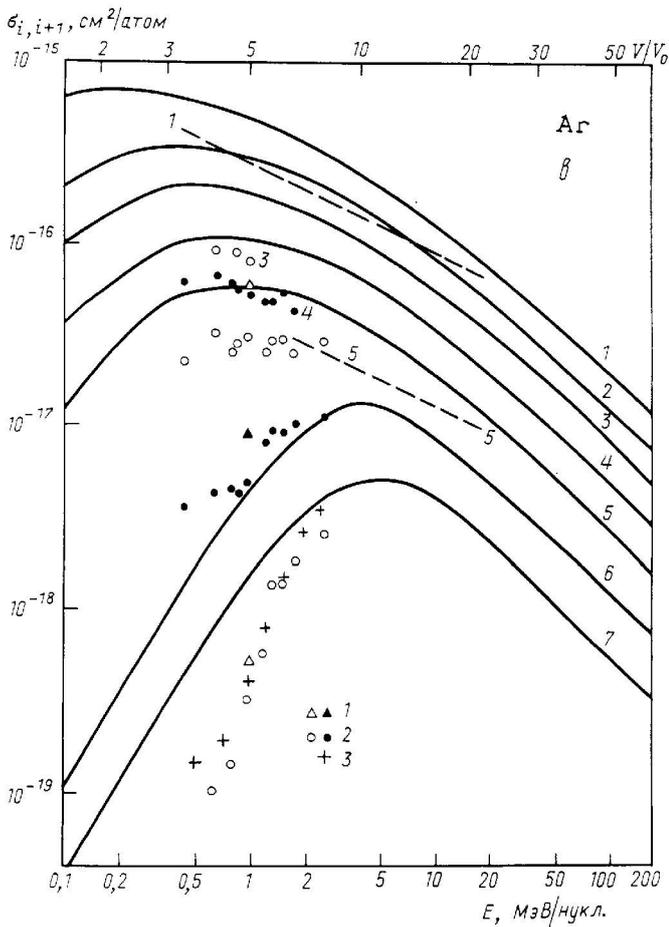
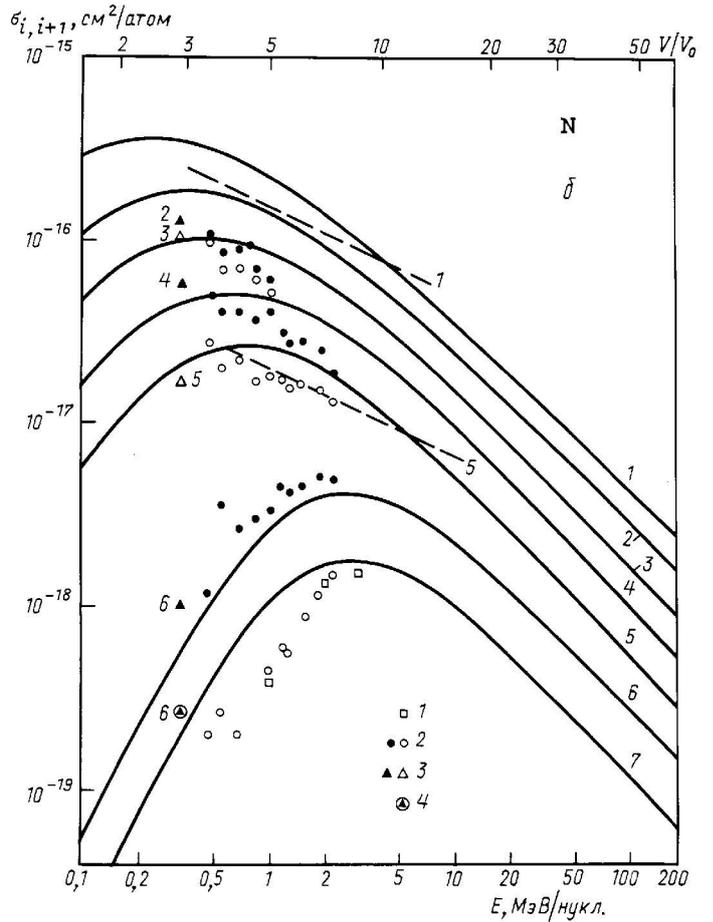
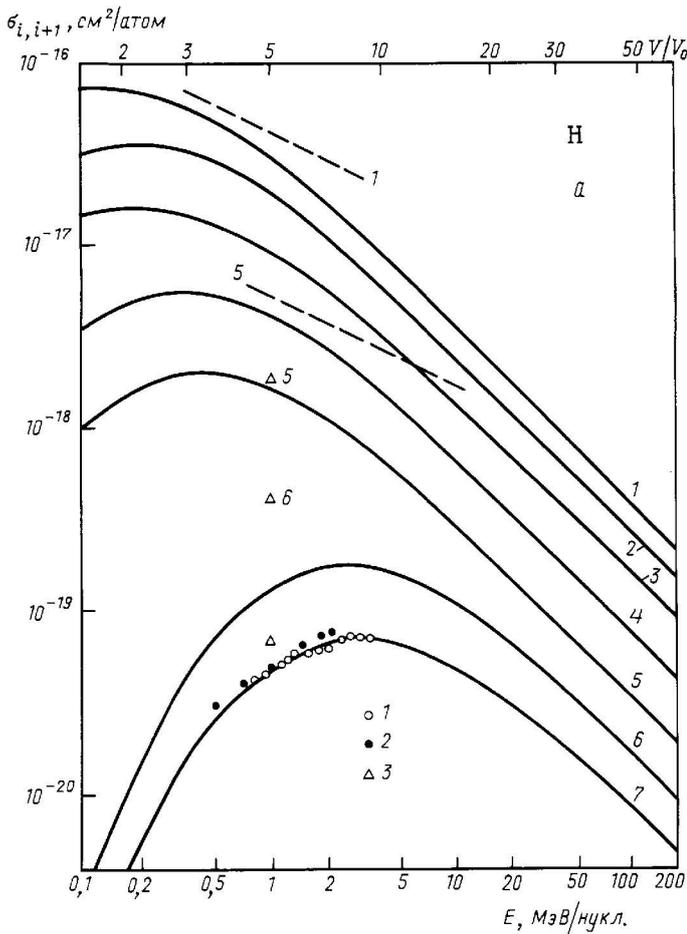


Рис. 1. Сечения  $\sigma_{i,i+1}$  потери электрона ионами кислорода с зарядами  $i = 1 \div 7$  (цифры рядом с кривыми) в зависимости от скорости  $V/V_0$ , где  $V_0 = 2,19 \cdot 10^8$  см/с, и энергии  $E$  в водороде, азоте и аргоне (в логарифмическом масштабе). Сплошными линиями даны результаты настоящей работы, штриховыми — расчеты по формуле Бора (1) для  $i = 1$  и 5. Экспериментальные данные: в водороде (а — 1 [9], 2 [8] и 3 [22]); в азоте (б — 1 [26], 2 [27], 3 [24], 4 — сечения  $\sigma_{67}$  для ионов  $O^{6+}$  в основном состоянии ( $1s^2$ ) из [25]) и в аргоне (в — 1 [22], 2 [27] и 3 [28])

эти зависимости получены на основании асимптотических формул [4], а в области  $V$  порядка  $U$  использованы экспериментальные данные для других ионов в этих средах [11].

Полное сечение потери электрона ионами  $O^{+i}$  является суммой парциальных сечений потери  $1s$ -,  $2s$ - и  $2p$ -электронов. Значения энергии связи электронов  $I_{nl}$  для внешней  $2p$ - и внутренних  $1s$ - и  $2s$ -оболочек взяты из работы [21]. Для ионов с  $i = 1 \div 4$  полное сечение ионизации  $S_i$  определяется ионизацией внешних  $2s$ - и  $2p$ -электронов. Вклад от ионизации внутренней  $1s$ -оболочки не превышает 2%. Вероятность  $P_2$  двукратной ионизации ионов с  $i = 1 \div 3$  не превышает значений 0,1–0,2.

Вычисленные сечения  $\sigma_{i,i+1}$  в водороде, азоте и аргоне вместе с известными экспериментальными данными приведены на рис. 1. Величины  $\sigma_{i,i+1}$  максимальны при  $V/U \approx 1$ . С увеличением скорости  $V$

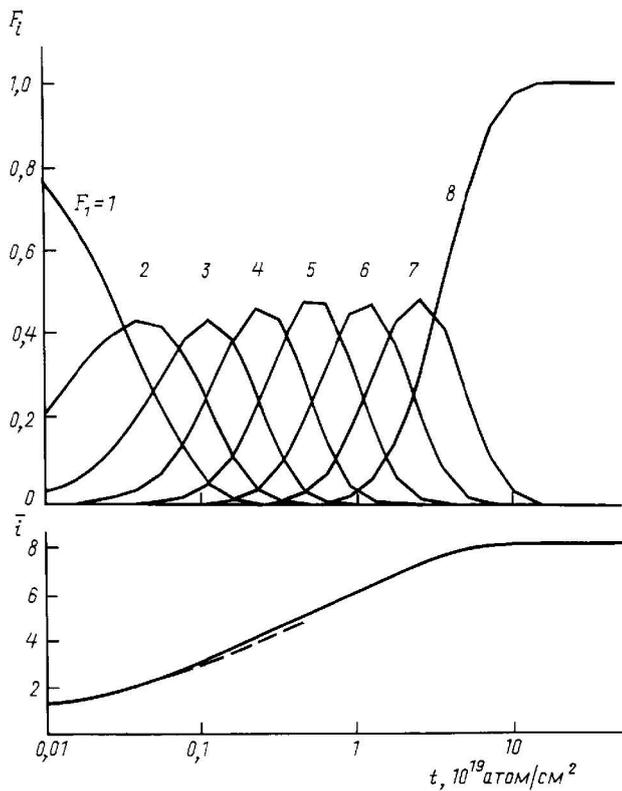


Рис. 2. Зависимость зарядовых фракций  $F_i$  и среднего заряда  $\bar{i} = \sum i F_i$  (цифры рядом с кривыми) в пучке ионов кислорода с  $E = 10$  МэВ/нукл. и начальным зарядом  $i_0 = 1$  от толщины водородной мишени  $t$ . Сплошные линии — результат настоящей работы, штриховая — из работы [3]

в области, где  $\sigma_{i,i+1}$  пропорционально  $V^{-1}$ , сечения  $\sigma_{i,i+1}$  в азоте и аргоне, определенные по формуле Бора (1) для ионов с зарядами  $i = 1 \div 5$ , отличаются от более точного расчета в 1,3–1,5 раза. В то же время в легкой среде — водороде — сечения, вычисленные по формуле (1), отличаются от полученных в настоящей работе в 3–5 раз. В области предельно высоких скоростей ( $V/U > 3$ ) сечения  $\sigma_{i,i+1}$  убывают с ростом  $V$ , как  $V^{-2}$ .

Экспериментальные измерения сечений  $\sigma_{i,i+1}$  в водороде в области  $E = (0,5 \div 4)$  МэВ/нукл. проводились в работах [8, 9, 22], в гелии — в [9, 23–25], в азоте — в [24–27], в неоне — в [28] и в аргоне — в [22, 27, 28]. Измеренные сечения  $\sigma_{78}$  в водороде в области  $E = 0,5 \div 3$  МэВ/нукл. практически совпадают с результатами вычислений в борновском приближении. В то же время в азоте при  $E \sim 0,5$  МэВ/нукл. вычисленные сечения  $\sigma_{78}$  в 1,5–2 раза выше экспериментальных, а в аргоне — даже в 5 и более раз, с увеличением энергии ионов экспериментальные и вычисленные сечения  $\sigma_{78}$  сближаются. Измеренные сечения  $\sigma_{67}$  во всех средах выше расчетных в  $1,3 \div 3$  раза. Следует заметить, что пучки ионов кислорода с высокими зарядами  $i$  получены при перезарядке ионов с меньшими зарядами в твердой пленке. При этом, как показано в работе [25], в пучках ионов  $O^{6+}$  содержится 5–10% частиц в метастабильном состоянии ( $1s2s$ ) с энергией связи  $I(1s2s)$  внеш-

него  $2s$ -электрона, которая в четыре раза меньше энергии связи  $I(1s^2)$   $1s$ -электрона для ионов  $O^{6+}$  в основном состоянии. В связи с этим измеряемое на опыте среднее сечение  $\sigma_{67}$  в 2–3 раза выше сечения для невозбужденных ионов. Величины сечений  $\sigma_{34}$ ,  $\sigma_{45}$  и  $\sigma_{56}$  в азоте при  $E = 0,34$  МэВ/нукл., измеренные в работе [24], и сечения  $\sigma_{56}$  в аргоне при  $E = 1$  МэВ/нукл. из [22] согласуются с расчетными (погрешность 20%). В то же время измеренные в [22] сечения  $\sigma_{i,i+1}$  для ионов с  $i = 3 \div 5$  в азоте и аргоне при  $E = 1$  МэВ/нукл. ниже расчетных в 1,5–2 раза.

Полученные результаты позволяют рассчитывать зарядовый состав в пучках ионов кислорода после прохождения определенного слоя вещества. На рис. 2 приведена зависимость зарядовых фракций  $F_i$  и среднего заряда  $\bar{i} = \sum i F_i$  от толщины водородной мишени для пучка ионов кислорода с  $E = 10$  МэВ/нукл. и начальным зарядом  $i_0 = 1$ . Вычисленные в работе [3] значения  $\bar{i}$  в области толщин  $t \leq 3 \cdot 10^{18}$  атом/см<sup>2</sup> практически совпадают с результатами настоящей работы. Полная обдирка ионов достигается при толщине  $t \approx 20 \cdot 10^{-5}$  г/см<sup>2</sup> водородной и при  $t \approx 10^{-5}$  г/см<sup>2</sup> азотной мишени. Эти оценки согласуются с экспериментальными наблюдениями [29], согласно которым ионы кислорода  $O^+$  с энергией 10 МэВ, проходя путь  $L \sim 20 \div 50$  км в верхних слоях атмосферы (на высоте около 200 км, где плотность среды  $d \sim 10 - 13$  г/см<sup>3</sup>), полностью теряют свои электроны при  $t \sim 2 \cdot 10^{-5}$  г/см<sup>2</sup>.

Автор благодарит А. В. Лебедева за помощь при проведении расчетов.

Литература

1. Дмитриев И.С., Саксаганский Г.Л., Шукейло И.А. Препринт НИИ электрофиз. аппаратуры № Б-0407. Л., 1978.
2. Adams J.H., Beaujeau R., Grigorov N.L. et al. // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 1995. А39. P. 103.
3. Adams J.H., Leising M.D. // Proc. 22 ICPC. Dublin, Ireland. 1991. V. 3. P. 304.
4. Дмитриев И.С., Жилейкин Я.М., Николаев В.С. // ЖЭТФ. 1965. 49. С. 500.
5. Сенашенко В.С., Николаев В.С., Шафер В.Ю., Дмитриев И.С. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1970. №2. С. 136 (Moscow University Phys. Bull. 1970. No. 2).
6. Сенашенко В.С., Николаев В.С., Дмитриев И.С. // ЖЭТФ. 1968. 54. С. 1203.
7. Николаев В.С., Сенашенко В.С., Шафер В.Ю. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1973. №3. С. 357 (Moscow University Phys. Bull. 1973. No. 3).
8. Tipping T.N., Sanders J.M., Hall H. et al. // Phys. Rev. 1988. А37. P. 2906.
9. Holskotter H.P., Meyerhof W.E., Durand E., Guardia N. // Phys. Rev. Lett. 1989. 63. P. 1938.
10. Бор Н. Прохождение атомных частиц через вещество. М., 1950.
11. Dmitriev I.S., Zaikov V.P., Tashaev Yu.A. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1979. 164. P. 329.
12. Николаев В.С. // УФН. 1965. 85. С. 679.
13. Дмитриев И.С., Ташаев Ю.А., Николаев В.С. и др. // ЖЭТФ. 1977. 73. С. 1084.
14. Betz H.D. // Rev. Mod. Phys. 1972. 44. P. 465.

15. Tashaev Yu.A., Dmitriev I.S., Nikolaev V.S., Teplova Ya.A. // J. Phys. B. 1978. **11**. P. L223.
16. Веников Н.И., Дмитриев И.С., Ярош В.Е. Препринт Ин-та ат. энергии. 1979. №3214.
17. Gillespie G.H. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1980. **176**. P. 611.
18. Franzke D. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1981. **28**. P. 2116.
19. Alonso J., Gould H. // Phys. Rev. 1982. **A26**. P. 1134.
20. Дмитриев И.С., Пикин А.И. Препринт ОИЯИ. 1986. P9-86-113.
21. Lotz W. // J. Opt. Soc. Am. 1968. **58**. P. 915.
22. Bowman S.A., Bernstein E.M., Tanis A. // Phys. Rev. 1989. **A39**. P. 4423.
23. Hippler R., Datz S., Muller P.D. et al. // Phys. Rev. 1987. **A35**. P. 585.
24. Дмитриев И.С., Николаев В.С., Фатеева Л.Н., Теплова Я.А. // ЖЭТФ. 1962. **42**. С. 16.
25. Дмитриев И.С., Николаев В.С., Ташаев Ю.А., Теплова Я.А. // ЖЭТФ. 1974. **67**. С. 2047.
26. Knudsen H. // Phys. Scripta. 1982. **26**. P. 132.
27. Macdonald J.B., Martin F.W. // Phys. Rev. 1971. **A4**. P. 1965.
28. Houck J.H., Závodszky P.A., Tanis J.A. // Phys. Rev. 1997. **A56**. P. 1954.
29. Ильин В.Д., Ильин И.В., Кузнецов С.Н. // Космич. исследование. 1993. **3**, № 6. С. 115.

Поступила в редакцию  
16.03.98

## РАДИОФИЗИКА

УДК 519.246,524

### ОБНАРУЖЕНИЕ НЕКОГЕРЕНТНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ «ГРАВИТАЦИОННЫХ» ИМПУЛЬСОВ ПРИ НЕИЗВЕСТНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ШУМА

А. В. Гусев, В. Н. Руденко

(ГАИШ)

Обсуждается проблема выбора порогового уровня в обнаружителе некогерентной последовательности «гравитационных» импульсов при неизвестном распределении шума без выдвижения гипотезы о виде этой функции.

1. Создание комплексной системы обработки информации, а также применение основных принципов оптимального комплексирования измерителей, основанных на различных физических принципах, несомненно, актуальны для современного гравитационно-волнового эксперимента [1]. Так, например, разработанные алгоритмы обнаружения некогерентной последовательности «гравитационных» импульсов [2, 3] (под «гравитационными» событиями подразумевается аномальное поведение выходного сигнала гравитационной антенны) основаны на использовании дополнительной астрофизической информации.

Для преодоления априорных ограничений, обусловленных тем, что статистические характеристики шума на выходе некогерентного накопителя «гравитационных» импульсов могут отличаться от ожидаемых, в работах [2, 3] предлагается специальная методика, основанная на применении обобщенных кривых Пирсона для аппроксимации неизвестной плотности вероятности. Тип распределения определяется выборочными коэффициентами асимметрии и эксцесса. Несмотря на то что кривые Пирсона «охватывают» многие наиболее часто встречающиеся на практике типы распределений, применение подобной методики носит, безусловно, эвристический характер.

Другой путь преодоления априорных ограничений состоит в непосредственном построении неизвестной функции распределения по выборочным данным без выдвижения гипотезы о виде этой функции. Подобный подход был, например, использован

при поиске «гравитационно-нейтринной» корреляции в момент вспышки сверхновой SN 1987A [4]. Однако статистические характеристики выборочной функции распределения не были исследованы. В частности, заявленная достоверность эффекта на уровне вероятности ложной тревоги  $\alpha \approx 10^{-6}$  скорее всего свидетельствует, по мнению авторов работы [5], о неправильно выбранном числе степеней свободы при статистическом анализе экспериментальных данных.

Цель работы состояла в оценке дисперсии выборочной функции распределения шума на выходе некогерентного накопителя «гравитационных» импульсов.

2. Выходной сигнал  $Z$  некогерентного накопителя последовательности «гравитационных» импульсов с неизвестными, но не случайными амплитудами можно представить в виде [2, 3]

$$Z(\tau) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \eta(\xi_k + \tau), \quad (1)$$

где  $\{\xi_k\}$  — моменты возникновения астрофизических событий, выбранных в качестве соответствующего временного репера,  $N$  — число подобных событий на интервале наблюдения  $(0, T)$ ,  $\tau$  — неизвестный сдвиг между «гравитационными» и «негравитационными» событиями,

$$\eta(\xi_i + \tau) = \ln I_0 \left( \frac{R_i \hat{A}_i}{\sigma^2} \right) - \frac{\hat{A}_i^2}{2\sigma^2}. \quad (2)$$