

2.64

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

26

172

Г.Г. Долгов-Савельев, В.Е. Панченко

**Об определении функции распределения
электронов по энергиям по
характеристическому рентгеновскому
излучению плазмы**

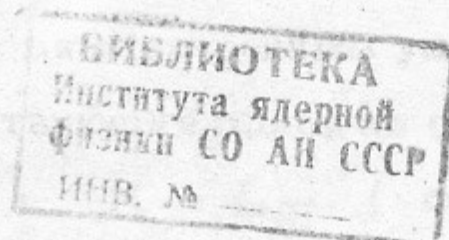
г.Новосибирск 1967

Г.Г.Долгов-Савельев, В.Е.Панченко

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРО-
НОВ ПО ЭНЕРГИЯМ ПО ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОМУ РЕНТГЕ-
НОВСКОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ ПЛАЗМЫ

А Н Н О Т А Ц И Я

Предлагается метод определения функции распределе-
ния электронов по энергиям по характеристическому рентгенов-
скому излучению высокотемпературной плазмы при использова-
нии различных добавок к водороду или дейтерию. Метод пред-
полагает абсолютную регистрацию интенсивностей К-линий этих
добавок. Выведена рекуррентная формула для определения зна-
чения функции распределения, усредненного в некотором энерге-
тическом интервале.



В случае, когда характерное время процесса в плазме меньше среднего времени τ_{ee} между двумя столкновениями электронов, максвелловское распределение электронов плазмы по энергиям, для установления которого требуется время, в несколько раз превышающее τ_{ee} , не имеет места. При этом характер распределения электронов по энергиям, определяющийся способом создания и нагрева плазмы, в каждом частном случае неизвестен и требует своего экспериментального определения. Как видно из зависимости τ_{ee} от плотности электронов n_e при различных электронных температурах T_e , приведенной на рис. 1, это имеет место, в частности, в бесстолкновительной ударной волне в плазме [1]. Настоящая работа посвящена определению функции распределения электронов в плазме по энергиям по характеристическому К-излучению различных газовых добавок к водороду или дейтерию. Заметим, несколько забегаая вперед, что излагаемый метод определения функции распределения требует знания плотности атомов газовой добавки, которые должны быть слабо ионизованными. Такое требование объясняется следующим. Для того, чтобы атом мог испустить квант, соответствующий одной из диаграммных линий К-серии, необходимо, чтобы он имел хотя бы один 2р-электрон. В этом случае при ионизации К-слоя электронным ударом атом может испустить квант, соответствующий одной из составляющих сильного спин-дублета $K_{\alpha_{1,2}} : K - L_{III} (\alpha_1)$ или $K - L_{II} (\alpha_2)$. Если L-слой полностью заполнен и атом имеет к тому же хотя бы один 3р-электрон, может идти речь о средней линии K_{β_1} . Но это требование к глубине ионизации

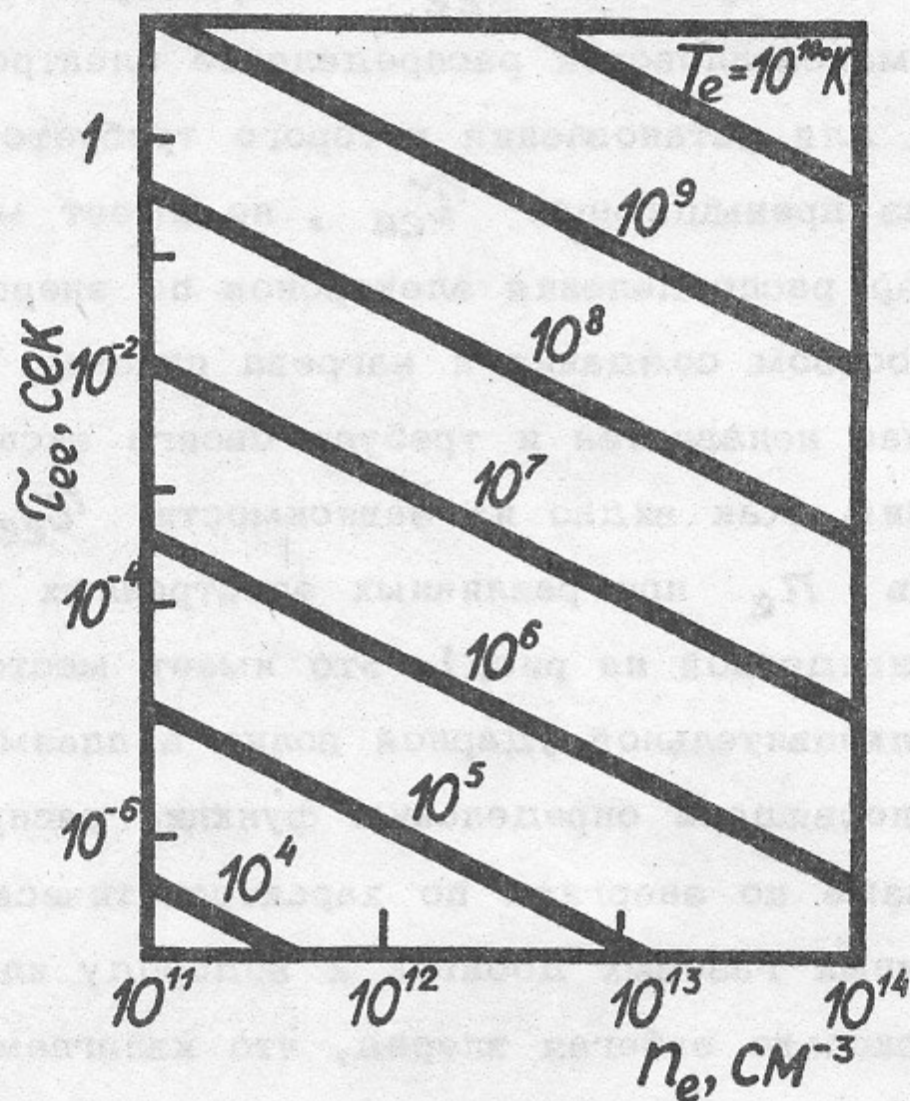


Рис.1

атомов искусственных примесей является только необходимым, но недостаточным. Как известно, основной член энергии рентгеновского уровня определяется квадратом эффективного заряда ядра, который меньше атомного номера элемента на величину так называемой постоянной полного экранирования /2/, которая определяется электронами не только более глубоких, чем рассматриваемый, слоев, но и слоев, окружающих этот слой. Отсутствие этих внешних слоев, обязанное последовательной ионизации атома, приводит к

появлению недиаграммных линий и, в конечном счете, к ослаблению диаграммных линий, то-есть интенсивность последних не соответствует в этом случае известной плотности искусственной газовой добавки к водороду или дейтерию. Как видно из рис.2, времена

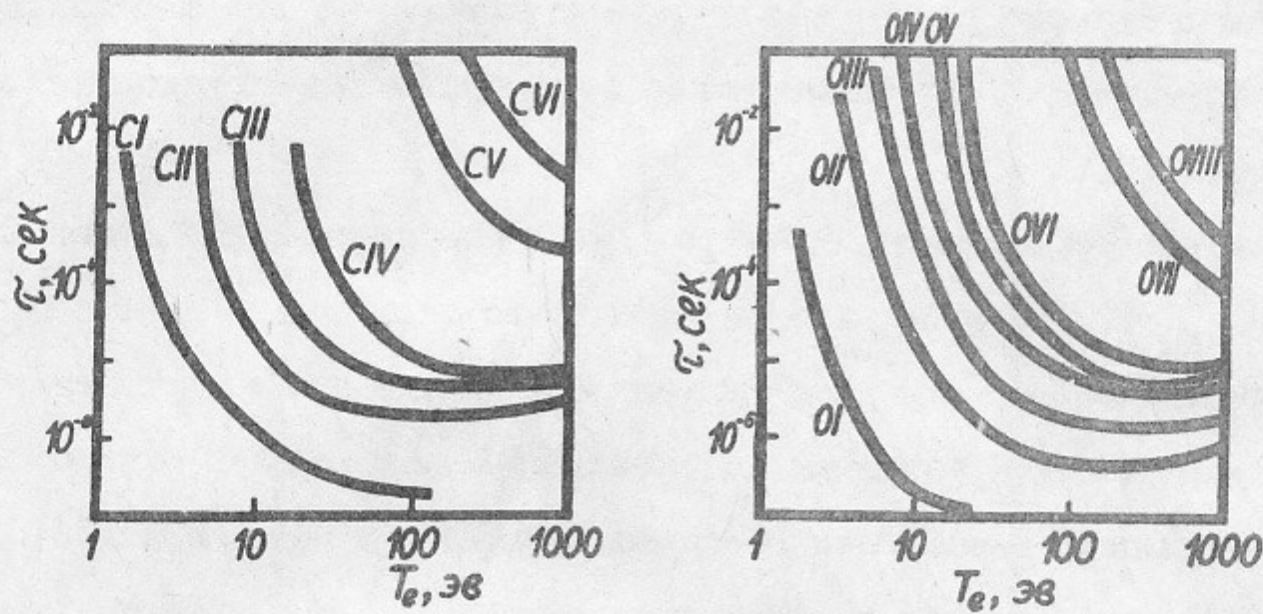


Рис.2

Время ионизации $\tau = 1/n_e \langle \sigma_i v \rangle$

(σ_i - сечение ионизации электронным ударом, v - скорость электрона, скобки означают усреднение по максвелловскому распределению электронных скоростей) для последовательных ступеней ионизации атомов углерода и кислорода в зависимости от T_e при $n_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ /3/.

ионизации типичных примесных атомов — углерода и кислорода — до К-слоя при высоких электронных температурах и $n_e \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ — порядка 10^{-4} сек и превышают характерные времена процессов в бесстолкновительных ударных волнах. Понятно, что в плазме всегда содержится значительное количество естественных примесей, которые в принципе можно было бы использовать в качестве источников характеристического рентгеновского излучения, но эта возможность отпадает из-за того, что количество этих примесей почти никогда неизвестно.

Естественно выбрать объектом исследования сильный спин-дублет $K_{\alpha_{1,2}}$. Понятно, что сечение возбуждения дублета $K_{\alpha_{1,2}}$ пропорционально сечению возбуждения К-серии вообще, данные по которому могут быть найдены по известным выходам К-флуоресценции и сечениям ионизации К-слоев элементов /4/, /6/, /7/, /8/, /9/. Зависимость выхода К-флуоресценции W_{ν} от атомного номера Z приведена на рис. 3 /5/, /10/. Эта кривая хорошо удовлетворяет полуэмпирической формуле:

$$W_{\nu} = \frac{Z^4}{Z^4 + 32,2^4} \quad /11/$$

С достаточно точным приближением максимальное значение сечения ионизации К-слоя, достигаемое при $U = 3\frac{1}{2} - 4$, где

$U = \frac{W_e}{W_K}$, W_e — энергия электронов, W_K — энергия ионизации К-слоя, может быть найдено по полуэмпирической формуле:

$$\sigma_{i \max} = \frac{5,7 \cdot 10^{-16}}{Z^4} (1 - \Delta), \text{ см}^2.$$

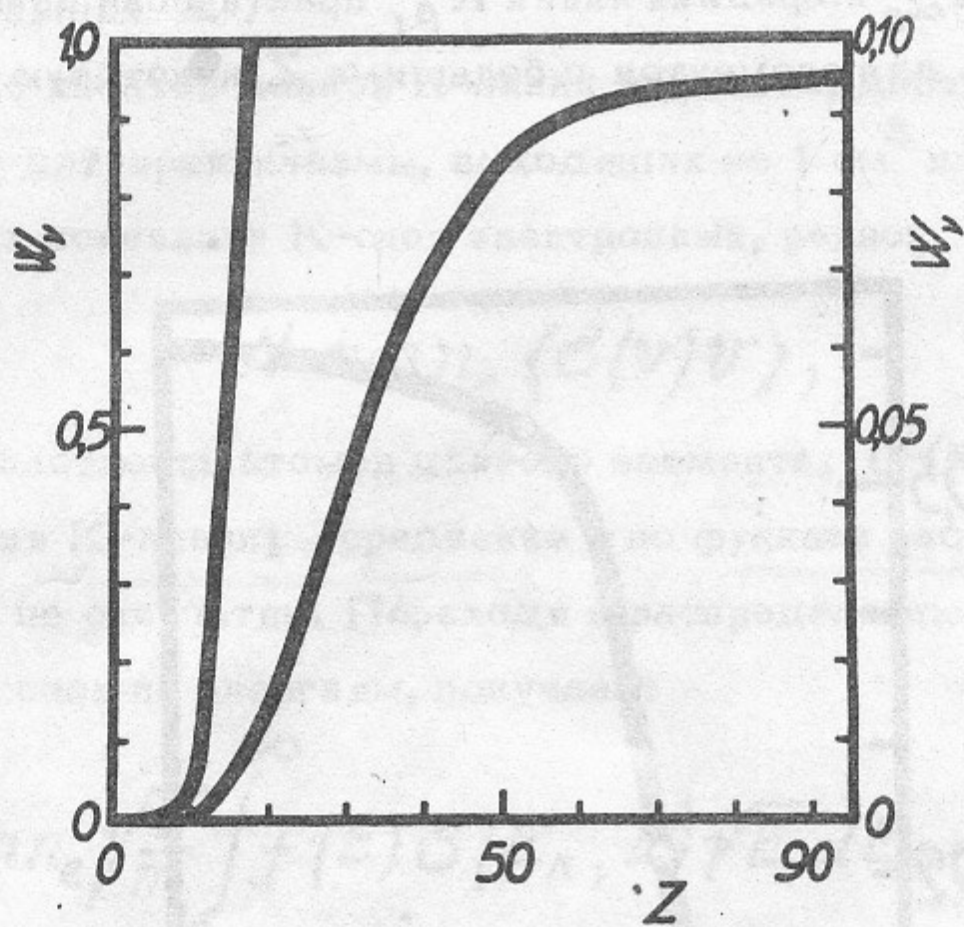


Рис.3

Правая ордината — для начального участка кривой.

Поправка Δ приведена в зависимости от Z на рис.4 /4/, /6/, /7/, /8/, /9/. Форма зависимости σ от U может быть оценена по сводному графику в работе /4/. Сечение возбуждения данной К-линии можно определить по сечению возбуждения К-серии вообще, зная относительные интенсивности К-линий. Очень сильная линия K_{α_1} , сильная линия K_{α_2} и средняя линия K_{β_1} практически исчерпывают К-серию; лишь для элементов с большими Z некоторую роль иг-

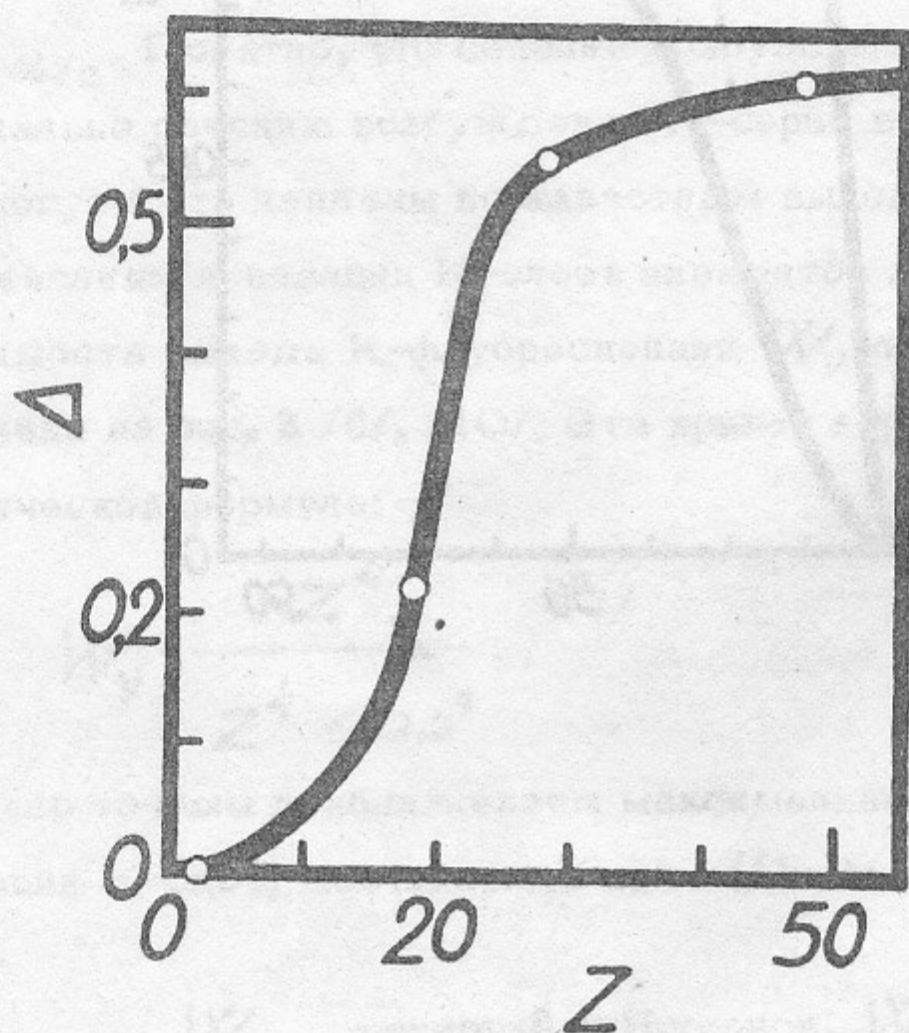


Рис.4

рает линия K_{β_2} . Данные по относительным интенсивностям перечисленных линий могут быть найдены в оригинальной работе /12/ и в монографиях /11/, /13/. К сожалению, все имеющиеся экспериментальные данные по этому вопросу распространены лишь на $Z \geq 23$. Однако возможна достаточно точная экстраполяция в область меньших Z .

Число квантов данной K -линии элемента, добавленного к водороду или дейтерию плазмы, выходящих из 1 см^3 плазмы в 1 сек и обязанных ионизации K -слоя электронами, равно:

$$N = n n_e \langle \sigma(v) v \rangle,$$

где n - плотность атомов данного элемента; $\sigma(v)$ - сечение возбуждения K -линии; усреднение - по функции распределения электронов по скоростям. Переходя к распределению нерелятивистских электронов по энергиям, получаем:

$$N = n n_e \sqrt{\frac{2}{m}} \int_{E_n}^{\infty} f(E) \sigma(E_n, E) \sqrt{E} dE,$$

где m - масса электрона; E_n - пороговая энергия электрона, равная энергии ионизации K -слоя; $f(E)$ - функция распределения электронов по энергиям.

Если в качестве добавок последовательно используется ряд из k элементов с пороговыми энергиями:

$$E_{nj} = E_{n1} < E_{n2} < \dots < E_{n(k-1)} < E_{nk} -$$

и этому ряду соответствуют измеренные интенсивности:

$$N_j = N_1 > N_2 > \dots > N_{k-1} > 0, -$$

то.

$$N_{k-1} = n n_e \sqrt{\frac{2}{m}} \int_{E_{n(k-1)}}^{E_{nk}} f(E) \sigma(E_{n(k-1)}, E) \sqrt{E} dE.$$

В этом соотношении учтено, что всегда можно положить:

$$n_j = n_1 = n_2 = \dots = n_{k-1} = n_k = n \text{ —}$$

и что верхний предел интегрирования ∞ можно снизить до E_{nk} , так как:

$$N_k = 0,$$

то-есть:

$$f(E) = 0 \text{ при } E \geq E_{nk},$$

а это означает отсутствие в плазме электронов с энергиями, большими E_{nk} . Приближенно:

$$N_{k-1} \approx n n_e \sqrt{\frac{2}{m}} f(E_{n(k-1)}) \sigma(E_{n(k-1)}) \sqrt{E_{n(k-1)}} \times \\ \times (E_{nk} - E_{n(k-1)}).$$

Очевидно, это равенство позволяет найти усредненное в интервале $(E_{n(k-1)}, E_{nk})$ значение $f(E)$. Усреднение произведения $\sigma \sqrt{E}$ также относится к этому интервалу.

Аналогично:

$$N_{k-2} = n n_e \sqrt{\frac{2}{m}} \int_{E_{n(k-2)}}^{E_{nk}} f(E) \sigma(E_{n(k-2)}, E) \sqrt{E} dE =$$

$$= n n_e \sqrt{\frac{2}{m}} \left[\int_{E_{n(k-2)}}^{E_{n(k-1)}} f(E) \mathcal{G}(E_{n(k-2)}, E) \sqrt{E} dE + \int_{E_{n(k-1)}}^{E_{nk}} f(E) \mathcal{G}(E_{n(k-2)}, E) \sqrt{E} dE \right] \approx$$

$$\approx n n_e \sqrt{\frac{2}{m}} \left[\overline{f(E_{n(k-2)}) \mathcal{G}(E_{n(k-2)}, E_{n(k-2)}) \sqrt{E_{n(k-2)}}} (E_{n(k-1)} - E_{n(k-2)}) + \overline{f(E_{n(k-1)}) \mathcal{G}(E_{n(k-2)}, E_{n(k-1)}) \sqrt{E_{n(k-1)}}} (E_{nk} - E_{n(k-1)}) \right],$$

$$N_{k-3} \approx n n_e \sqrt{\frac{2}{m}} \left[\overline{f(E_{n(k-3)}) \mathcal{G}(E_{n(k-3)}, E_{n(k-3)}) \sqrt{E_{n(k-3)}}} (E_{n(k-2)} - E_{n(k-3)}) + \overline{f(E_{n(k-2)}) \mathcal{G}(E_{n(k-3)}, E_{n(k-2)}) \sqrt{E_{n(k-2)}}} (E_{n(k-1)} - E_{n(k-2)}) + \right.$$

$$+ \int_{E_{n(k-1)}}^{E_{nk}} f(E) G(E_{n(k-3)}, E) \sqrt{E} dE,$$

$$N_{k-4} \approx n n_e \sqrt{\frac{2}{m}} \left[f(E_{n(k-4)}) G(E_{n(k-4)}) \sqrt{E_{n(k-4)}} (E_{n(k-3)} - E_{n(k-4)}) + \right.$$

$$\left. + f(E_{n(k-3)}) G(E_{n(k-4)}, E_{n(k-3)}) \sqrt{E_{n(k-3)}} (E_{n(k-2)} - E_{n(k-3)}) + \right.$$

$$\left. + \int_{E_{n(k-2)}}^{E_{n(k-1)}} f(E) G(E_{n(k-4)}, E) \sqrt{E} dE + \right.$$

$$\left. + \int_{E_{n(k-1)}}^{E_{nk}} f(E) G(E_{n(k-4)}, E) \sqrt{E} dE \right]$$

и т. д...

Отсюда легко получить рекуррентную формулу:

$$f(E_{nj}) \approx \frac{\frac{N_j}{n n_e} \sqrt{\frac{m}{2}} - \sum_{i=j+2}^k \int_{E_i}^{E_{i+1}} f(E) G(E_{nj}, E) \sqrt{E} dE -}{G(E_{nj}) \sqrt{E_{nj}} (E_{n(j+1)} - E_{nj})} -$$

$$\frac{-f(E_{n(j+1)}) \times G(E_{nj}, E_{n(j+1)}) \sqrt{E_{n(j+1)}} (E_{n(j+2)} - E_{n(j+1)})}{G(E_{nj}) \sqrt{E_{nj}} (E_{n(j+1)} - E_{nj})}.$$

Таким образом, рецепт нахождения функции распределения сводится к следующему:

- 1) находится усредненное значение функции распределения в интервале энергий $(E_{n(k-1)}, E_{nk})$ при учете того, что $f(E) = 0$ при $E \geq E_{nk}$;
- 2) по известному значению $f(E_{n(k-1)})$ находится $f(E_{n(k-2)})$ и т.д..

В заключение отметим, что добавки могут быть очень значительными в силу того, что, во-первых, естественных примесей в плазме и без того немало, во-вторых, при коротких характерных временах плазма является почти зарядово-симметричной, несмотря на присутствие примесей, - со всеми вытекающими отсюда последствиями для энергетического баланса (потери на излучение). Кстати, даже в плазме с весьма глубокой ионизацией атомов примесей - речь идет о Сцилле - добавление к дейтерию 5% N или 5% Ar привело к снижению T_e с 260 эв до минимум 200 эв /14/.

ЛИТЕРАТУРА

- /1/ А.М.Искольдский, Р.Х.Куртмуллаев, Н.Е.Нестерихин, А.Г.Пономаренко, Эксперименты по бесстолкновительной ударной волне в плазме, ЖЭТФ, 1964, № 2, 774-776, 47.
- /2/ А.Зоммерфельд, Строение атома и спектры, том 1, ГИТТЛ, 1956.
- /3/ А.П.Васильев, Г.Г.Долгов-Савельев, В.И.Коган, Излучение примесей в разреженной горячей водородной плазме, *Nuclear Fusion*, 1962, *supplement, part 2*.
- /4/ Г.Г.Долгов-Савельев, В.Е.Панченко, Сечение возбуждения К-серии аргона электронным ударом, Опт. и спек., в печ. .
- 15/ Fink R. W., Jopson R. C., Mark Hans, Swift C. D., Atomic fluorescence yields, *Rev. Mod. Phys.*, 1966, 38, № 3, 513-540.
- 16/ P. T. Smith, The ionization of helium, neon and argon by electron impact, *Phys. Rev.* 36, 1293 (1930).
- 17/ D. L. Webster, W. W. Hansen, and F. B. Duveneck, Probabilities of K-electron ionization of silver by Cathode Rays, *Phys. Rev.* 43, (1933) 839.

181 Smick A. E., P. Kirkpatrick, Absolute K-ionization Cross Section of the Nickel Atom under Electron Bombardment at 70kV, *Phys. Rev.*

67, (1945) 153.

191 Pockmann L. J., D. L. Webster, P. Kirkpatrick, and K. Harworth, The Probability of K-ionization of Nickel by Electrons as a Function of Their Energy, *Phys. Rev.*

71, (1947) 330.

/10/ М.А.Румш, В.Н.Щемелев, К вопросу об определении выходов рентгеновской флуоресценции по скачкообразным изменениям рентгеновской фотоэмиссии, Изв. АН СССР, сер. физ., т. XXVII, № 6, 1963.

/11/ М.А.Блохин, Физика рентгеновских лучей, ГИТТЛ, 1957.

112 J. H. Williams, Relative Intensities and Transition Probabilities of the K-Series Lines of the Elements 24 to 52 by the Ionization Chamber Method, *Phys. Rev.* 44, 146 (1933).

/13/ Рентгеновские лучи, под ред. М.А.Блохина, изд. ин. лит., 1960.

1141 F. C. Jahoda, E. M. Little, W. E. Quinn,
G. A. Sawyer, and T. F. Stratton, Con-
tinuum Radiation in the X-Ray
and Visible Regions from a Mag-
netically Compressed Plasma
(Scylla), Phys. Rev. 119, 843 (1960).

Ответственный за выпуск В.Е.Панченко

Подписано к печати 30.XI-1967 г.

Усл. 2,1 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.

Заказ № 172

Отпечатано на ротапинтере в ИЯФ СО АН СССР.