

УДК 537.653.2

ИСТОЧНИК ВЫСОКОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ С ДВОЙНОЙ ЭЛЕКТРОН-ИОННОЙ ЛОВУШКОЙ (DEITIS)

Г.Н.Вялов

Предложен источник нового типа с двойной электрон-ионной ловушкой — DEITIS. Согласно сделанным оценкам источник позволит увеличить выход высокозарядных ионов на несколько порядков величины по сравнению с электронно-лучевыми источниками. Эта возможность реализуется путем накопления эффективного электронного тока в электростатической электронной ловушке типа ячейки Пеннинга. Накопление может достигаться в результате нестационарной инжекции электронов вдоль оси источника и продольного торможения первичного пучка под действием релаксационных процессов в плазме. В источнике формируется квазимахвелловское распределение электронов по скоростям с достаточно высокой средней энергией, и могут использоваться два типа электростатических ионных ловушек.

Работа выполнена в Институте ядерных исследований РАН, Троицк.

A Highly Charged Ion Source with Double Electron-Ion Trap (DEITIS)

G.N. Vyalov

A new multiply charged ion source with double electron-ion trap (DEITIS) is proposed. According to performed evaluations the source permits one to increase the multiply charged ion yield up to a few magnitude orders comparatively with EBIS. This possibility is realized by the way of fast electron accumulation at an electrostatic electron trap of the Penning kind. The accumulation can be achieved as a result of an electron nonstationary injection along the source axis and longitudinal stopping of a primary beam under action of plasma relaxation processes. A quasi-Maxwell velocity distribution with a high average energy is formed at the source and two kinds of electrostatic ion traps may be used.

The investigation has been performed at the INR RAS, Troitsk.

1. Существует несколько типов источников многозарядных тяжелых ионов: электронно-лучевые (EBIS, EBIT) [1,2], пеннинговские (PIG) [3], пучково-плазменные (BPIS) [4], микроволновые (ECR) [5] и другие.

Самые высокие зарядности ионов получаются в электронно-лучевых источниках, причем выходные зарядности ионов повышаются с ростом энергии электронов в пучке.

*Институт ядерных исследований РАН, Троицк.

Однако выход многозарядных ионов из электронно-лучевых источников оказывается недостаточным для многих применений. В данной работе рассматривается возможность разработки источника нового типа [6], который позволит увеличить выход высокозарядных ионов на несколько порядков величины по сравнению с электронно-лучевыми источниками.

2. В основе построения электронно-лучевых источников заложено представление о возможности создания протяженных игольчатых моноэнергетических электронных пучков с высокой плотностью тока, значительным током и достаточно большим временем удержания ионов в электростатической потенциальной ловушке.

Однако процесс создания и опыт работы с электронно-лучевыми источниками показали, что совмещение достаточно большой протяженности пучка с высокой плотностью тока в нем, по-видимому, является внутренне противоречивой задачей. На практике это проявляется в том, что в режиме стабильной работы источника возникают ограничения на достижимую плотность тока, а полный электронный ток ограничен сверху величиной около 200 мА. Наиболее устойчивые и воспроизводимые результаты в длинных источниках получаются при токах, не превышающих 100 мА, и плотностях тока

$$j_e \leq 10^3 \text{ А/см}^2. \quad (1)$$

Число ионов в источнике ограничивается допустимым фактором компенсации пространственного заряда f , который составляет величину порядка нескольких процентов. При выходе за эти пределы в источнике возникают плазменные неустойчивости, приводящие, в частности, к разогреву и потерям ионов из ловушки, а также к ухудшению других характеристик источника [1,2,7,8].

Был проведен ряд теоретических и экспериментальных исследований проявления неустойчивостей в работе электронно-лучевых источников. Они показали, что, по-видимому, наиболее опасна так называемая двухпоточковая электрон-ионная конвективная ротационная неустойчивость, возбуждаемая плотным протяженным электронным пучком на холодном ионном фоне. Эта неустойчивость представляет собой усиление азимутально несимметричных плазменных колебаний в системе пучков — ионы за счет энергии электронного пучка.

Теоретический анализ этого явления, получившего по именам авторов название LVS-неустойчивости, выполнен в работе [9]. Критерием нарастания LVS-неустойчивости на длине пучка L_e служит неравенство

$$n_e L_e^2 > \beta_e^2 / (16\pi^2 \Gamma^2 r_e), \quad (2)$$

где n_e — плотность электронов в пучке, β_e — безразмерная скорость электронов, r_e — классический радиус электрона, Γ — численный фактор

$$\Gamma = (3^{1/2}/2)(fQ/2)^{1/3}(m_e/m_i)^{1/3};$$

m_e — масса электрона; m_i, Q — масса и зарядность иона.

Согласно критерию (2) полное число электронов N_e на длине пучка при условии слабой неустойчивости в плазменной системе

$$N_e \approx n_e L_e < \beta_e^2 / (16\pi^2 \Gamma^2 r_e L_e), \quad (3)$$

а стало быть и число ионов $N_i = fN_e / Q$, должно уменьшаться с ростом длины источника. Таким образом, для улучшения условий стабильности в электронно-лучевом источнике и повышения плотности электронов согласно (3) нужно уменьшать длину источника.

Учет этого обстоятельства привел к созданию относительно коротких электронно-лучевых ловушек (ЕВІТ) и получению в них рекордных результатов по плотности тока и выходной зарядности ионов [2, Marrs R.E. et al.]. Однако при этом выход ионов остается явно недостаточным, например, для инжекции в ускоритель НУКЛОТРОН [10]. Для ускорения ионов урана в нуклотроне требуется зарядность Q не меньше 80, причем для получения требуемой интенсивности пучка нужно увеличить выход ионов примерно на 4-5 порядков величины по сравнению с выходом, полученным в работах [2].

3. Другим типом традиционно используемых источников многозарядных ионов служит пеннинговский источник с подогревным катодом (PIG). Основой источника PIG служит газоразрядная ячейка Пеннинга, состоящая из разрядной камеры (анода) удлиненной трубчатой формы, катода и отражателя быстрых электронов (антикатада). В пеннинговском источнике существует прямой осциллирующий электронный пучок в продольном магнитном поле с числом осцилляций электронов от катода до отражателя около 100 [11]. В отличие от EBIS распределение электронов в осциллирующем пучке по скоростям v_e имеет квазимаксвелловскую форму с максимумом вблизи нуля и плавным нарастанием с v_e^2 до второго относительно слабого максимума вблизи границы энергетического спектра $E_e = E_{e \text{ макс}}$. Кроме формы спектра, источник PIG с подогревным катодом существенно отличается от источника EBIS величиной разрядного тока, достигавшего в отдельных случаях 50 А [3,12], большим эффективным зарядом быстрых электронов на единицу длины пучка (до 10^{13} e/cm), сравнимой с ЕВІТ плотностью эффективного тока ионизации и плотностью быстрых электронов. Однако энергия быстрых электронов в источнике PIG существенно ниже, чем в EBIS, и ограничена величиной около 0,5 кэВ. Время удержания ионов в PIG'e мало (≈ 10 мкс). Срок службы источника невелик (меньше 24 часов).

С точки зрения устойчивости работы источника очень важной его характеристикой является распределение частиц по скоростям. Согласно общим положениям кинетической теории устойчивости плазмы [13] единственным равновесным распределением частиц по скоростям при учете столкновений в однородной системе частиц является распределение Максвелла. При отсутствии столкновений устойчивостью обладают изотропные монотонно убывающие с ростом модуля скорости распределения

(теорема Ньюкомба — Гарднера). Распределение частиц по скоростям в источнике РИГ имеет квазимаксвелловский характер и в этом смысле выгодно отличается от анизотропного и немонотонного распределения по скоростям в электронно-лучевых источниках. Квазимаксвелловское распределение проявляет неустойчивость по отношению к меньшему набору начальных возмущений, и при определенных условиях возникающие неустойчивости могут относительно плавно релаксировать к устойчивому состоянию. Это, по-видимому, подтверждается существованием почти стабильных, мало шумящих режимов работы источников РИГ, характеризующихся экстремальными параметрами плазмы.

4. Согласно сказанному, параметры источника высокозарядных ионов должны удовлетворять следующим требованиям:

- сплошной (квазимаксвелловский) спектр распределения быстрых электронов по продольным скоростям в направлении магнитного поля;
- достаточно высокая максимальная энергия электронов в спектре $E_{e \text{ макс}}$ (высокая электронная температура);
- плотность эффективного тока ионизации $j_{e \text{ эфф}}$ порядка величины, реализованной в источниках Пеннинга с подогревным катодом и коротких ловушках ЕВИТ;
- максимальный эффективный ток быстрых электронов, ограниченный первеансом встроенной электронной пушки и распределением электронов по скоростям;
- степень компенсации ионами пространственного заряда пучка — порядка 1;
- квазибезэлектродный характер ионного тока в электростатической ловушке.

Эти условия можно реализовать в модифицированной ячейке Пеннинга, работающей в высоком вакууме в режиме высоковольтного разряда при накоплении электронного и ионного зарядов.

Квазибезэлектродный характер ионного тока в разряде можно осуществить в двух случаях.

В первом случае, типичном для работы электронно-лучевых источников, создается продольная потенциальная яма для ионов путем выбора соответствующего распределения потенциала на секционированных трубках дрейфа, образующих разрядную камеру источника («статистическое» удержание ионов [1], [2, Kleinod M. et al.]).

Во втором случае в пеннинговском источнике вместо сплошного катода и (антикатода-отражателя) устанавливается «прозрачный» для ионов катодный узел. Катодный узел включает в себя «прозрачный» для ионов катод с отверстием, через которое проходит падающий на катод ионный пучок. В дополнение к конструкции катодного узла вводится отражатель ионов (который находится, например, под потенциалом анода) и дополнительные электроды, которые формируют отраженный ионный пучок для возвращения ионов в разрядную камеру («динамическое» удержание ионов). Схема соответствующего устройства приводится на рисунке.

В «статистическом» случае удержания ионов возможно как импульсное, так и непрерывное извлечение ионов путем понижения продольного барьера с одной стороны потенциальной ямы на время экстракции ионов. Те же возможности обеспечены и в случае «динамического» удержания, если между внешним экстрактором и отверстием в

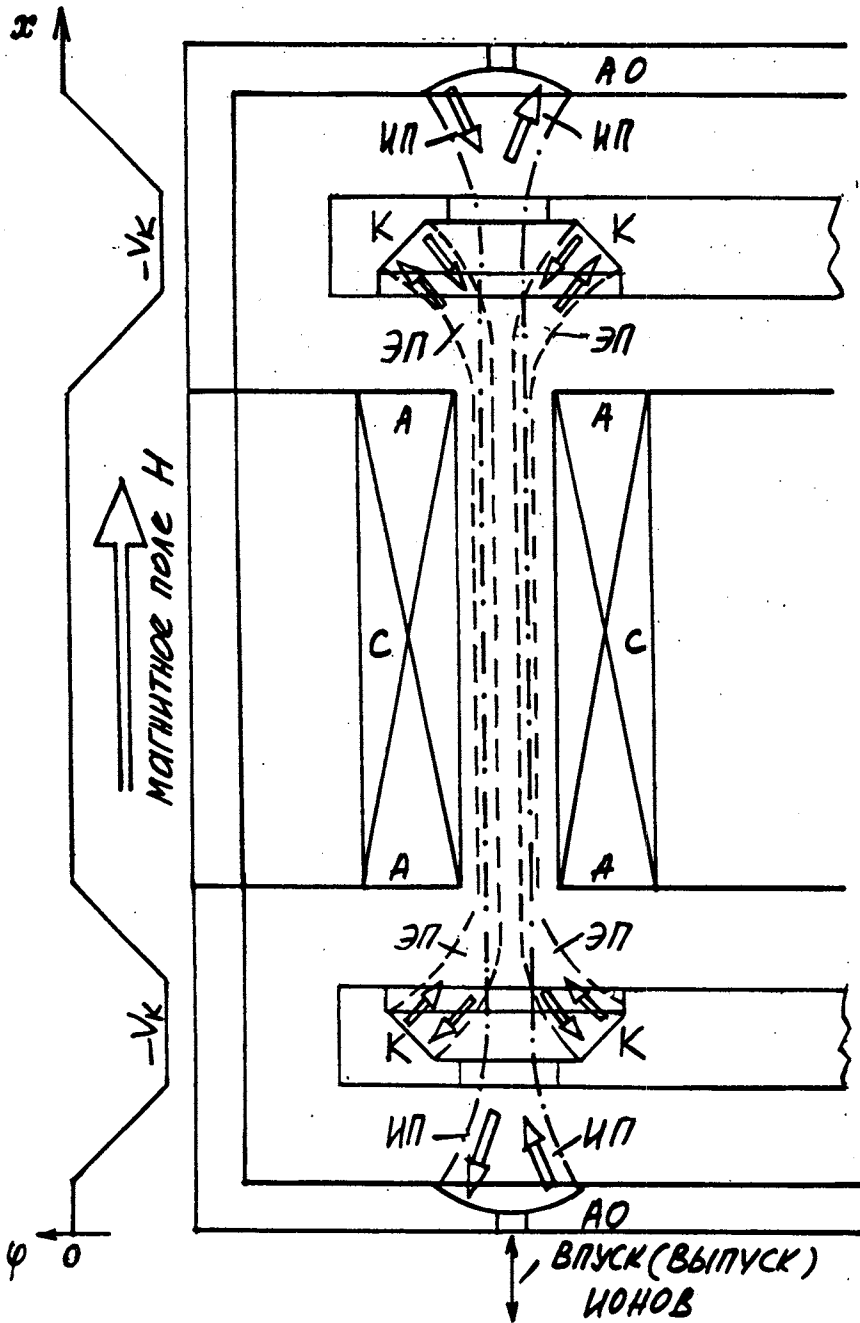


Схема источника DEITIS. А — анод; К — катод; С — соленоид; АО — анод-отражатель; ЭП — электронный пучок; ИП — ионный пучок, прямой и отраженный пучки показаны стрелками; $\varphi(x)$ — распределение потенциала вдоль оси источника; $-V_k$ — потенциал катода, анод заземлен

Таблица 1. Параметры источников МЗИ с ионизацией атомов электронным пучком

<i>NN</i>	Источник	PIG	EBIS/EBIT	DEITIS
<i>nn</i>	Параметр			
1	$I_{эфф.}$, А	≤ 1000	$\leq 0,2$	≈ 1000
2	eV_p , кэВ	$\approx 0,6$	≥ 10	≥ 10
3	β_e	$\approx 0,0485$	$\geq 0,2$	$\geq 0,2$
4	$j_{эфф.}$, А/см ²	≤ 2000	≤ 6000	≈ 6000
5	n_e , см ⁻³	$\geq 10^{13}$	$\leq 0,4 \cdot 10^{13}$	$\approx 0,4 \cdot 10^{13}$
6	τ_i	≈ 10 мкс	≥ 1 с	≥ 1 с
7	$(j_{эфф.}/e)\tau_i$, см ⁻²	$\approx 10^{17}$	$\leq 10^{23}$	$\approx 10^{23}$
8	$q_{эфф.}$, е/см	$\geq 5 \cdot 10^{12}$	$\leq 10^8$	$\approx 10^{12}$
9	f	≈ 1	0,01—0,1	≈ 1
10	Q/A	1/3—1/7, А ≤ 50	$\geq 1/3$, А ≤ 238	$\geq 1/3$, А ≤ 238
11	q_i , е/см	$\geq 5 \cdot 10^{12}$	$\leq 10^6 - 10^7$	$\approx 10^{12}$
12	$\Delta E/E$	≈ 1 (сплошной спектр)	$\ll 1$ (дельта-спектр)	≈ 1 (сплошной спектр)
13	L_e , см	≈ 10	$\approx 100/2$	≈ 10
14	I_i	1 мкА — 1 МА	$\leq 10^8$ част./имп.	$\leq 10^{12}$ част./имп.

отражателе источника приложена нужная разность потенциалов. При этом импульсное извлечение может быть более быстрым, поскольку расстояние между экстрактором и отверстием относительно невелико по сравнению с аналогичным расстоянием в случае «статистического» удержания. В заключение раздела приводится табл.1, где суммированы типичные параметры рассмотренных источников многозарядных ионов (МЗИ).

5. В общем случае трудно оценить величину эффективного тока в источнике пеннинговского типа, ответственного за ионизацию (под эффективным током понимается сумма токов по модулю независимо от направления движения электронов). Для такой оценки требуются либо эмпирические данные по накоплению эффективных токов (эффективной плотности быстрых электронов), либо приближенные, достаточно простые модели плазмы. Выше нами были использованы эмпирические данные об эффективном токе и числе осцилляций быстрых электронов в ионном источнике с подогревным катодом ($N_{осц.} \approx 100$, $I_{эфф.} \approx N_{осц.} I_p$, I_p — разрядный ток катода). Вопрос о

накоплении быстрых осциллирующих электронов довольно сложен и требует специального исследования.

Здесь мы ограничимся рассмотрением величины накопленного тока в простом одномерном приближении, предполагая степенную зависимость функции распределения электронов по скоростям от интеграла движения электрона в потенциальном поле

$$F[-v^2 + 2e\phi(x)/m] = A_p[-v^2 + 2e\phi(x) + 2eT]^p. \quad (4)$$

Потенциал $\phi(x)$ определяется одномерным уравнением Пуассона

$$\Delta\phi(x) = (d^2\phi/dx^2) = -4\pi\rho_p(x), \quad (5)$$

где плотность $\rho_p(x)$ определяется выражением

$$\rho(x) = -2eA_p K_p (2e/m)^{p+1/2}; \quad K_p = \int_0^1 (1-u^2)^p du, \quad p > -1 \quad (6)$$

Решение уравнения (5), удовлетворяющее граничному условию при $x=0$ $\phi=0$, $[d\phi/dx]_0^2 = 16\pi e A_p K_p (2e/m)^{p+1/2} T^{(p/2+3/4)}$, определяется выражением

$$\begin{aligned} x [16\pi e A_p K_p (2e/m)^{p+1/2} / (p+3/2)]^{1/2} = \\ = [4/(1-2p)] [(\phi+T)^{1/4-p/2} - T^{1/4-p/2}] \end{aligned} \quad (7)$$

при условии $-1 < p < (1/2)$, а величина $A_p K_p$ — падением потенциала V на толщине граничного слоя d

$$\begin{aligned} A_p K_p = (p+3/2)[(V+T)^{(1-2p)/4} - \\ - T^{(1-2p)/4}]^2 / [\pi e d^2 (1-2p)^2 (2e/m)^{p+1/2}]. \end{aligned} \quad (8)$$

При этом связь между ϕ и x определяется равенством

$$\begin{aligned} (x/d)^2 = [(\phi+T)^{1/4-p/2} - T^{1/4-p/2}]^2 / [(V+T)^{1/4-p/2} - T^{1/4-p/2}], \\ 0 < p < (1/2). \end{aligned} \quad (7')$$

При $p > 0$ распределение по скоростям (4) с ростом v^2 монотонно спадает, т.е. устойчиво относительно возбуждения плазменных колебаний.

Плотность заряда в потенциальной яме определяется выражением

$$\begin{aligned} \rho(d) = -2V(p+3/2)(1+T/V)^{p+1/2} [(1+T/V)^{1/4-p/2} - \\ - (T/V)^{1/4-p/2}] / [\pi d^2 (1-2p)^2]. \end{aligned} \quad (9)$$

Таблица 2

p	0	1/4	1/3	2/5	3/7
η	27	126	297	855	1701

При $p \rightarrow (1/2)$ плотность $\rho(d)$ может стать сколь угодно большой.

Плотность тока в идеальной плоской пушке Пирса определяется формулой

$$j_{\Pi} = (2e/m)^{1/2} V^{3/2} / (9\pi d^2). \quad (10)$$

Этому току соответствует плотность электронного заряда

$$\rho_{\Pi}(d) = -V / (9\pi d^2). \quad (11)$$

Коэффициент увеличения плотности заряда (9) относительно «пирсовской» плотности (11) равен

$$\eta(p) = [\rho_p(d) / \rho_{\Pi}(d)] = 18(p + 3/2)(1 + T/V)^{p+1/2} [(1 + T/V)^{1/4 - p/2} - (T/V)^{1/4 - p/2}] / (1 - 2p)^2. \quad (12)$$

При $T \ll V$ приближенно имеем

$$\eta(p) \approx 18(p + 3/2)(1 - 2p)^{-2}. \quad (12')$$

Величины коэффициента при некоторых p даны в табл.2.

Для реализации величины $\eta(p) \gg 1$ нужно учитывать продольное торможение электронов и, по-видимому, использовать модифицированную электронную оптику в потенциальном слое $0 < \phi < V$. Форму электродов в плоском случае можно получить путем аналитического продолжения выражения (7') в комплексную плоскость. Для учета нестационарных эффектов торможения потребуется специальное исследование.

6. Мы рассмотрели здесь некоторые возможности получения высокозарядных ионов для инжекции интенсивных пучков в ускорители заряженных частиц. В экспериментальных работах наивысшие результаты по зарядности ионов получены в электронно-лучевых источниках EBIS, EBIT (Th^{80+} , U^{92+}), по интенсивности ионных пучков — в пеннинговских источниках с подогревным катодом. И те и другие источники относятся к источникам с ионизацией атомов прямым электронным ударом. Это обстоятельство дает основание предполагать, что, объединяя исключительные свойства указанных источников, можно создать новый источник, который обеспечил бы одновременно и наивысшую зарядность ионов, и достаточно высокий их суммарный выход.

Для такого объединения существуют следующие предпосылки. Как во всякой плазменной системе, ограничения на характеристики обсуждаемых источников налагаются плазменными неустойчивостями. Именно из условий неустойчивости плазмы выводятся такие понятия, как критическая плотность плазмы или критический ток, их связь с внутренней структурой плазменного образования, в особенности с такими структур-

ными характеристиками, как распределение частиц по скоростям и пространственное распределение. Случайно или нет, но предельные возможности источников обоих типов проявляются примерно в одной и той же области плотностей плазмы ($n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$), плотностей эффективного тока ($j_{\text{эфф.}} \approx [1 - 10] \cdot 10^3 \text{ А/см}^2$), хотя эти источники работают в существенно разных областях энергии быстрых электронов ($E_e \approx 0,5 \text{ кэВ}$ для РІГ и $E_e \gtrsim 10 \text{ кэВ}$ для EBIS, EBIT), давления нейтральных атомов ($p \approx 10^{-3} - 10^{-2} \text{ Торр}$ для РІГ и $10^{-12} - 10^{-8} \text{ Торр}$ для EBIS, EBIT), величины эффективного тока ($I_{\text{эфф.}} \approx 10^3 \text{ А}$ для РІГ и $I_{\text{эфф.}} \approx 0,1 \text{ А}$ для EBIS, EBIT), при совершенно различных распределениях электронов по скоростям (сплошное, почти изотропное распределение по продольным скоростям для РІГ и анизотропное дельтообразное распределение для EBIS, EBIT).

Являются ли эти области относительной стабильности плазмы в источниках изолированными друг от друга или они представляют собой части более обширной, но неизвестной пока области стабильности? Можно предположить, что во всяком случае не запрещен пеннингоподобный режим работы источника типа EBIS, в котором можно реализовать требования к альтернативному источнику, изложенные в разделе 4. Окончательный ответ могут дать только экспериментальные исследования.

В заключение считаю приятным долгом выразить признательность Е.Д.Донцу за предоставление дополнительной информации о результатах, полученных на источнике EBIT.

Литература

1. Донец Е.Д. — ЭЧАЯ, 1982, т.13, вып.5, с.941; In: Physics and Technology of Ion Sources (PTIS), ed. by I.G.Brown. LBL, Berkeley, 1989, p.245.
2. Penetrante В.М. et al. — Rev. Sci. Instrum., 1992, 63, p.2906;
Marrs R.E. — Rev. Sci. Instrum., 1996, 67, p.941;
Kleinod V. et al. — Rev. Sci. Instrum., 1996, 67, p.986.
3. Морозов П.М. и др. — АЭ, 1957, 3, с.271;
Пасюк А.С. и др. — АЭ, 1968, 24, с.19;
Gavin B.F. — PTIS, p.167;
Кутнер В.Б. — ОИЯИ, Р9-81-139, Дубна, 1981.
4. Ishikawa J. et al. — PTIS, p.281.
5. Yongen Y., Lineis С.М. — PTIS, p.201.
6. Вялов Г.Н. — Решение о выдаче патента на изобретение по заявке №94009398/07 009146 от 16.03.94. ВНИИГПЭ, 8 сент. 1995.
7. Schneider M.B. et al. — In: Intern. Symp. on EBIS and Their Applications, ed. by A.Herschcovitch. AIP, 1989, No.4.
8. Levine M.A. et al. — NIM, 1985, A237, p.429.
9. Litvin С. et al. — NIM, 1982, 198, p.189.

10. Baldin A.M. — JINR, E1-92-487, Dubna, 1992.
11. Габович М.Д. — Плазменные источники ионов. Киев: «Наукова думка», 1964.
12. Пасюк А.С., Третьяков Ю.П. — Препринт ОИЯИ, Р7-6668, Дубна, 1972.
13. Кролл Н., Трайвелпис А. — Основы физики плазмы. М.: «Мир», 1975.