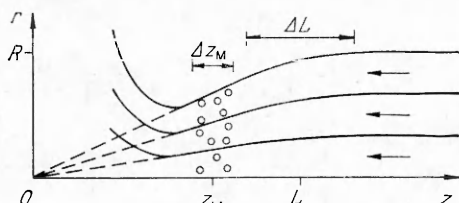


БАЛЛИСТИЧЕСКАЯ ФОКУСИРОВКА ПУЧКОВ С ПОМОЩЬЮ ПЕРЕЗАРЯДКИ ИОНОВ В КОНИЧЕСКОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. Т. Астрелин, Е. М. Сыресин
(Новосибирск)

Одним из эффективных способов получения мощных ионных потоков является использование систем с осциллирующими электронами [1—4]. Они позволяют получить пучки с плотностью тока $j_i \approx 1-10$ кА/см² и энергией ионов $E \approx 1$ МэВ. Такие пучки можно использовать для нагрева плазмы в длинных соленоидальных системах. Их применение для целей УТС возможно лишь при значительном увеличении плотности тока. Поскольку с самого начала ионные потоки, полученные этим методом, ускоряются в достаточно сильном магнитном поле, их сжатие ограничивается величинами предельно достижимых магнитных полей. Это ограничение можно ослабить при использовании перезарядки ионов в нейтральные атомы с их дальнейшей баллистической фокусировкой. Такой метод фокусировки впервые предложен в [5]. Основная идея его заключается в следующем: ионный поток входит из области ускорения в область конического магнитного поля, где перезаряжается на газовой мишени. Получившийся поток нейтралов сходится в точку, а неперезарядившиеся ионы вместе с нейтрализующими их электронами выводятся из системы вдоль расходящегося магнитного поля. Схема фокусировки приведена на рис. 1, где штриховые кривые — траектории нейтралов, а сплошные — силовые линии магнитного поля, L — фокусное расстояние, $z = 0$ — положение фокуса магнитного поля, z_M — положение перезарядной мишени, Δz — длина мишени, ΔL — длина области перехода.



Р и с. 1

Возможность реализации этой схемы зависит от эффективности перезарядки. Если ориентироваться на пучки протонов, то при энергиях $E \approx 0,5-1$ МэВ сечения перезарядки настолько малы, что вся схема становится совершенно неприемлемой.

С другой стороны, при переходе к ионам с атомным весом 10—40 а. е. положение становится более благоприятным, поскольку при $E \approx 0,5-1$ МэВ перезарядка для этих ионов на своем газе близка к резонансной и идет с сечениями, превышающими сечение обдирки [6, 7].

Предельно достижимая плотность потока нейтралов в точке фокусировки определяется угловым разбросом ионного потока. Для того чтобы пучок не получил большого дополнительного углового разброса в области перехода от однородного поля к коническому, этот переход должен быть достаточно плавным, т. е. чтобы его длина ΔL в 3—4 раза превышала ларморовский радиус иона r_L , рассчитанный по полной энергии.

Цель настоящей работы — выяснение требований к длине области перехода от однородного магнитного поля к коническому, исследование влияния начального углового разброса на компрессию пучка, а также выбор оптимальных параметров магнитной системы для максимального увеличения плотности потока.

1. Расчет баллистической фокусировки ионных пучков. Полагая радиус пучка R_0 малым по сравнению с фокусным расстоянием L , для описания магнитного поля используем параксиальное приближение, в рамках которого компоненты поля вычисляются следующим образом:

$$H_r = -rH'/2, H_z = H.$$

Здесь z, r — цилиндрические координаты; H — поле на оси системы. Для задания поля на оси используется аппроксимация $H = H_0(1 + \exp(-v^{2\alpha}/v^{2\alpha}))^{1/\alpha}$, $v = z/L$. При $v \gg 1$ магнитное поле однородное, при $v \ll 1$ — коническое: $H = H_0/v^2$. Длина переходной области ΔL от однородного поля к коническому определяется параметром α , $\Delta L \sim L/\alpha$.

Найдем изменение поперечной скорости иона, связанное с неадиабатичностью движения в области перехода. Выберем сопутствующую систему координат так, чтобы ось Z совпадала с касательной к силовой линии, ось Y была направлена по нормали к силовой линии, а ось X — по би-

нормали. Запишем уравнение движения иона в параксиальном приближении:

$$(1.1) \quad \begin{aligned} \dot{v}_y &= \omega v_x + \frac{1}{2H} \frac{\partial H}{\partial z} v_y v_{\parallel} - \frac{v_{\parallel}^2}{R}, \\ \dot{v}_x &= -\omega v_y + \frac{1}{2H} \frac{\partial H}{\partial z} v_x v_{\parallel}, \\ \dot{v}_{\parallel} &= \frac{v_y v_{\parallel}}{R} - (v_x^2 + v_y^2) \frac{1}{2H} \frac{\partial H}{\partial z}, \end{aligned}$$

где $\omega = eH/mc$ — ларморовская частота; v_{\parallel} — скорость иона вдоль Z ; $R = 4H^2/[r(3H'^2 - 2H''H)]$ — радиус кривизны силовой линии в параксиальном приближении; r — радиус силовой линии в точке z .

Будем считать поперечные скорости частиц малыми. Для этого необходимо, чтобы малыми были их начальные значения и выполнялось отмеченное ранее условие $\Delta L \geq (3-4)r_{\perp}$. При $v_{\parallel} \gg v_{\perp} = (v_x^2 + v_y^2)^{1/2}$ в первом приближении $v_{\parallel} = \text{const}$, а система (1.1) в переменных $I = v_{\perp}/H^{1/2}$ и $\varphi = \text{arctg}(v_x/v_y)$ имеет вид

$$\frac{dI e^{i\varphi}}{dv} = -i \frac{L\omega}{v_{\parallel}} I e^{i\varphi} - \frac{v_{\parallel} L}{RH^{1/2}}.$$

Решив это уравнение, получаем

$$(1.2) \quad I e^{i\varphi} = \frac{v_{\perp 0}}{H^{1/2}} e^{i\varphi_1} - \int_{v_0}^v \frac{v_{\parallel} L}{RH^{1/2}} e^{i\varphi_1} e^{i \frac{L}{r_{\perp}} \int_{v_0}^{v'} \frac{H}{H_0} dv''} dv'.$$

Здесь $\varphi_1 = \varphi_0 - \frac{L}{r_{\perp}} \int_{v_0}^v \frac{H}{H_0} dv$ — фаза ларморовского вращения в точке с координатами v и r ; v_0 , $v_{\perp 0}$, $\varphi_0 = \text{arctg}(v_{x0}/v_{y0})$ — начальные значения продольной координаты, поперечной скорости и фазы частицы. Выполнив интегрирование в правой части уравнения (1.2), находим компоненты поперечной скорости v_x и v_y в зависимости от v и радиуса r_0 [8]:

$$(1.3) \quad \begin{aligned} v_x &= v_{\perp 0} \left(\frac{H}{H_0}\right)^{1/2} \sin \varphi_1 + v_{\parallel} \frac{r_0}{L} \delta \sin \varphi_2 \left(\frac{H}{H_0}\right)^{1/2}; \quad v_{\parallel} \frac{r_0}{L} \gamma \left(\frac{H}{H_0}\right)^{1/2}, \\ v_y &= v_{\perp 0} \left(\frac{H}{H_0}\right)^{1/2} \cos \varphi_1 + v_{\parallel} \frac{r_0}{L} \delta \cos \varphi_2 \left(\frac{H}{H_0}\right)^{1/2}, \end{aligned}$$

где $r_0 = r(H/H_0)^{1/2}$ — начальный радиус траектории иона, равный r в точке v ; $\varphi_2 = (L/r_{\perp}) \text{Re} \int_{v_0}^v (H/H_0) d\xi$; ξ_0 — координата точки нуля функции $\tilde{H}(\xi)$ в комплексной плоскости;

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{\pi}{2} (1 + 2\alpha) \left(\frac{\alpha}{\alpha + 1}\right)^2 \frac{L}{r_{\perp}} \exp\left(-\frac{L}{r_{\perp}} \text{Im} \int_{v_0}^v \left(\frac{H}{H_0}\right) d\xi\right); \\ \gamma &= (1 + 4\alpha) \frac{r_{\perp}}{L} v^{4\alpha+2}. \end{aligned}$$

Первые члены системы (1.3) связаны с адиабатическим инвариантом v_{\perp}^2/H , вторые описывают эффект неадиабатичности, возникающий при прохождении частицей области перехода. Третий член в выражении для v_x дрейфового происхождения и определяется наличием центробежной силы, связанной с искривлением силовой линии магнитного поля.

В зависимости от координат точки перезарядки нейтралы имеют различные поперечные скорости. Вследствие этого фокусировка пучка для

протяженной мишени существенно ухудшается. Заметное влияние на компрессию потоков могут оказать и aberrации системы. Очевидно, одно из условий оптимальной фокусировки — малость aberrаций в области перезарядки. Мера aberrаций фокусирующей системы — угол, образуемый силовой линией с направлением на фокус: $\chi = r/z - H_r/H_z$. Предполагая, что перезарядная мишень находится в магнитном поле, близком к коническому, имеем $\chi \simeq (r_0/L)v^{4\alpha}$.

Знание траектории отдельной частицы после перезарядки позволяет рассчитать компрессию потока в фокальной плоскости магнитного поля. Выделим группу ионов, движущихся в однородном магнитном поле в кольце радиусом r_0 , толщиной dr_0 . После перезарядки они попадут в плоскости фокуса в кольцо радиусом r_\perp , толщиной dr_\perp , при этом

$$(1.4) \quad r_\perp^2 = L^2 v^2 \left(\frac{v_x^2}{v_\parallel^2} + \frac{v_y^2}{v_\parallel^2} + \chi^2 + \frac{2v_y}{v_\parallel} \chi \right).$$

Подставив в (1.4) выражения для v_x , v_y и χ , находим

$$(1.5) \quad r_\perp^2 = L^2 \theta^2 + \beta^2 r_0^2 + 2\beta r_0 L \theta \cos \varphi_3,$$

где $\theta = v_{\perp 0}/v_\parallel$; $\beta^2 = \delta^2 + \gamma^2 + \varepsilon^2 + 2\delta(\varepsilon^2 + \gamma^2)^{1/2} \sin \varphi_4$; $\varepsilon = v^{4\alpha+1}$;

$$\varphi_3 = \varphi_0 - \frac{L}{r_\perp} \int_{v_0}^v \frac{H}{H_0} dv - \arctg \frac{\gamma + \delta \sin \varphi_1}{\varepsilon + \delta \cos \varphi_1}; \quad \varphi_4 = \varphi_2 - \arctg(\gamma/\varepsilon).$$

Параметры δ , γ и ε имеют очевидный геометрический смысл: они равны отношению радиуса траектории частицы в плоскости фокуса r_\perp к начальному радиусу при учете соответственно неадиабатичности, дрейфовой скорости и aberrаций. Начальный угловой разброс θ , содержащийся в (1.5), может зависеть от ряда факторов, определяемых способом формирования пучка ионов. Для газодинамического метода такими факторами могут быть радиальное электрическое поле E_r в области ускорения, а также флуктуации электрического поля, порождаемые неравномерностью функции распределения облака осциллирующих электронов [5]. Как показывает эксперимент, характерный угловой разброс ионов с энергией $E \approx 1$ МэВ в магнитном поле $H_0 \approx 10$ кГс составляет $\sim 0,05$ рад [9]. Следует заметить, что угловой разброс, связанный с E_r , может быть подавлен сильным магнитным полем.

В зависимости от начальной фазы φ_0 нейтралы, перезарядившиеся в точке с координатами r_0 и z , попадут на фокальной плоскости в кольцо радиуса $L\theta + \beta r_0 > r_\perp > |L\theta - \beta r_0|$. Поскольку все фазы равновероятны, плотность потока нейтралов в фокусе определяется соотношением $2\pi dj r_\perp dr_\perp = A d\varphi_0$. Продифференцировав выражение (1.5) по φ_0 и определив константу A из сохранения потока нейтралов, получаем

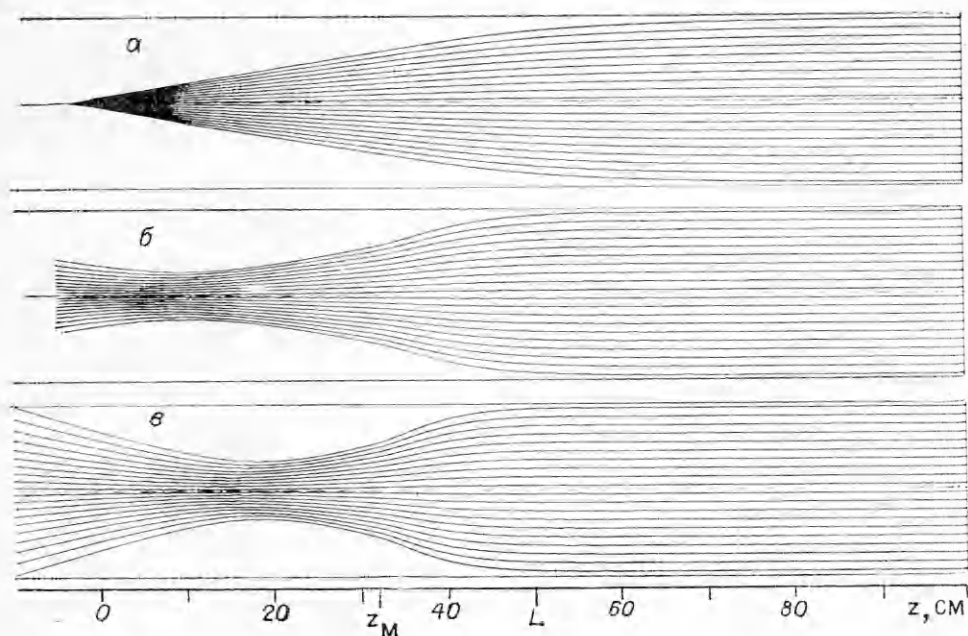
$$(1.6) \quad dj(r_\perp, z) = j_i \frac{H}{H_0} n_0 \sigma_{10} dz \exp[-n_0(\sigma_{10} + \sigma_{01})(z_2 - z)] dF.$$

Здесь j_i — плотность ионного тока в области ускорения; σ_{10} — сечение перезарядки иона на нейтрале; σ_{01} — сечение обдирки нейтрала; n_0 — плотность газа в мишени; z_2 — координата границы мишени;

$$(1.7) \quad dF = \frac{r_0 dr_0}{[(R_2^2 - r_\perp^2)(r_\perp^2 - R_1^2)]^{1/2}}, \quad R_2 = L\theta + \beta r_0; \quad R_1 = |L\theta - \beta r_0|.$$

Интегрируя (1.7) по r_0 , имеем

$$F(r_\perp, z) = \frac{2}{\pi \beta^2} \{ [(k+1)F_1(\psi, (1-k^2)^{1/2}) - (1-k)F_1(\psi, k)] + \\ + 2[(1-k)\Pi(\psi_1, k, k) - k\Pi(\psi, (1-k), (1-k^2)^{1/2})] \},$$



Р и с. 2

где $k = r_{\perp}/L\theta$, $\psi = \arcsin(k_1)$ при $L\theta > r_{\perp} > |L\theta - \beta R_0|$;

$k = L\theta/r_{\perp}$, $\psi = \arcsin(k_1^{-1})$ при $|L\theta + \beta R_0| > r_{\perp} > L\theta$;

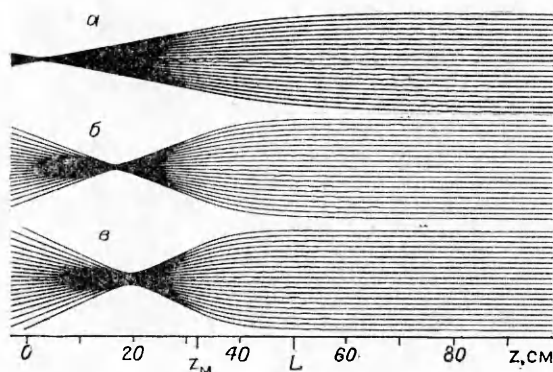
$k_1 = \frac{r_{\perp}}{L\theta} \frac{L\theta - |r_{\perp} - \beta R_0|}{\beta R_0 + r_{\perp} - L\theta}$; $\psi_1 = \arcsin((1+k)^{-1/2})$;

F_1 и Π — нормальные эллиптические интегралы Лежандра первого и третьего рода.

При отсутствии начального углового разброса у ионов пучка $F(r_{\perp}, z) = \beta^{-2}$. Интегрируя (1.6) по r_0 и z , находим плотность потока нейтралов в фокальной плоскости магнитной системы.

Для проверки точности теоретических расчетов проведен численный расчет траекторий ионов в неоднородном магнитном поле. С этой целью использовался пакет прикладных программ «POISSON-2» [10]. Уравнение движения частиц в неоднородном магнитном поле решалось методом Рунге — Кутты третьего порядка. Из решения уравнения движения можно определить координаты частицы в плоскости фокуса магнитного поля, знание которых позволяет найти компрессию пучка при отсутствии начального углового разброса. Численные расчеты, кроме того, дают возможность оценить компрессию пучка для тех параметров магнитной системы, где адиабатичность движения частиц не выполняется.

2. Результаты численных расчетов. Анализ и оптимизация систем проводились для реально достигнутых параметров пучков и технически достижимых магнитных полей. С учетом этих требований в области ускорения принято $H_0 = 70$ кГс, $L = 50$ см, $R_0 = 10$ см. Все приведенные численные расчеты выполнены для однозарядных ионов неона. Такой выбор обусловлен тем, что при $E \approx 0,2-1$ МэВ сечение



Р и с. 3

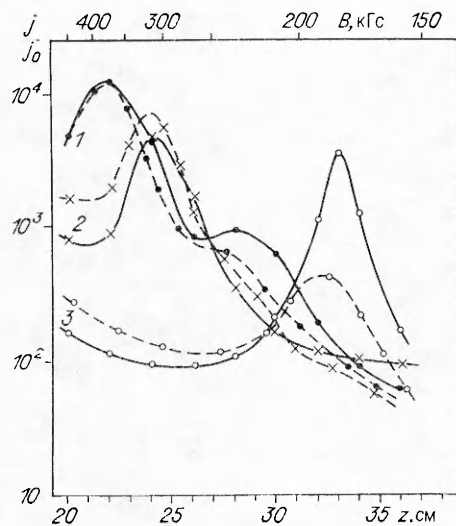


Рис. 4

резонансной перезарядки превышает сечение обдирки и по абсолютной величине достаточно велико [6, 7]. Зависимость компрессии пучка от параметра α , характеризующего длину перехода от однородного поля к конечному, иллюстрируется рис. 2 и 3, где приведены траектории частиц с $E = 0,5$ и 1 МэВ соответственно для $\alpha = 1; 2; 3$ ($\alpha = \theta$). Эффективность перезарядки 100%, координата тонкой плотной мишени $z_M = 32$ см. Как показали расчеты и как видно из рис. 2 и 3, при $\alpha = 2; 3$ из-за сильной зависимости компрессии пучка от координаты перезарядки эффективная фокусировка возможна только для пучков, близких к моноэнергетическим. Оптимальным для фокусировки потоков с широким энергетическим спектром является поле с $\alpha = 1$. Наибольшая компрессия для ионных пучков с малым угловым разбросом, перезарядившихся на тонкой плотной мишени, как следует из (1.7), достигается при $\delta^2 = \gamma^2 + \varepsilon^2$ и $\varphi_3 = \pi$, т. е. когда эффект неадиабатичности будет скомпенсирован aberrациями и дрейфовой скоростью. Как видно из рис. 4, в зависимости от положения мишени z_M наблюдаются максимумы коэффициента уплотнения j/j_0 , отвечающие областям оптимальной фокусировки; j_0 — плотность потока перезарядившихся ионов, сплошные линии — результаты численного расчета, штриховые — теоретический расчет. Кривые 1—3 получены для $E = 0,2; 0,5$ и 1 МэВ при $\alpha = 1$.

Зависимость компрессии пучка от энергии частиц для случая перезарядки ионов неона на газовой мишени конечной плотности $n_0 = 5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ и толщины (30 см $< z_M < 38$ см) представлена на рис. 5.

Наличие начального углового разброса ионов приводит к появлению довольно сильной зависимости плотности сфокусированного потока от радиуса r_{\perp} . Пучок становится трубчатым, его радиус изменяется в пределах $L\theta + \beta R_0 > r_{\perp} > \min(L\theta, |\beta R_0|)$. При малых значениях начальных углов компрессия пучка определяется в основном эффектами неадиабатичности, дрейфа и aberrаций, а при $L\theta > \beta R_0$ — начальным угловым разбросом. Зависимость уплотнения от начального углового разброса показана на рис. 6 при $E = 500$ кэВ, $z_M = 32$ см ($\theta = 0,01; 0,03; 0,05$ — линии 1—3). Перезарядка происходит на тонкой плотной мишени. Для оптимальных параметров фокусировки критическое значение угла $\theta \sim \beta R_0/L$ составляет $1-2^\circ$.

Авторы выражают благодарность Д. Д. Рютову за полезные обсуждения.

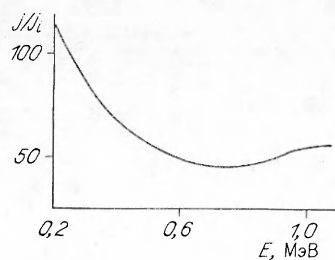


Рис. 5

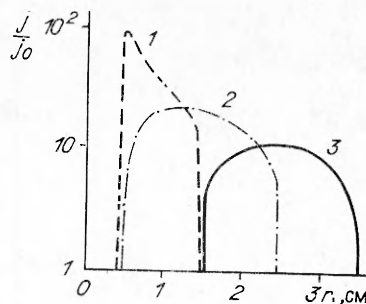


Рис. 6

ЛИТЕРАТУРА

1. Рютов Д. Д., Ступаков Г. В. О влиянии ионного фона на накопление электронов в сильноточном диоде // Физика плазмы.— 1976.— Т. 2, № 5.
2. Рютов Д. Д., Сыресин Е. М. Теория «газодинамического» ускорения ионов облаком осциллирующих электронов.— Новосибирск, 1984.— (Препринт/ИЯФ СО АН СССР; 84—129).
3. Humpries S. J. Intense pulsed ion beams for fusion applications // Nuclear Fusion.— 1980.— V. 20, N 12.
4. Posour J. A., Mahaffey R. A. et al. High-power ion beam generation with an inverse reflex tetrode // Appl. Phys. Lett.— 1980.— V. 36, N 6.
5. Рютов Д. Д. Фокусировка мощных ионных пучков с помощью перезарядки в «кониическом» магнитном поле.— Новосибирск, 1981.— (Препринт/ИЯФ СО АН СССР; 81—16).
6. Atomic data for controlled fusion research/Oak Ridge national lab. ORNL — 5206, 1977.
7. Смирнов Б. М. Асимптотические методы в теории атомных столкновений.— М.: Атомиздат, 1973.
8. Астрелин В. Т., Сыресин Е. М. Расчет баллистической фокусировки ионных пучков.— Новосибирск, 1983.— (Препринт/ИЯФ СО АН СССР; 83—41).
9. Бурдаков А. В., Койдан В. С. и др. Эксперименты по коллективному ускорению ионов облаком релятивистских электронов // ЖЭТФ.— 1981.— Т. 80, № 4.
10. Астрелин В. Т., Иванов В. Я. Пакет для расчета характеристик интенсивных пучков релятивистских заряженных частиц // Автометрия.— 1980.— № 3.

Поступила 30/V 1986 г.

УДК 535.376 : 539.194

ДИМЕРЫ МЕДИ В ПОТОКЕ ПАРА ПРИ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОМ ИСПАРЕНИИ

А. К. Ребров, С. Я. Хмель, Р. Г. Шарафутдинов

(Новосибирск)

Электронно-лучевой нагрев широко используется в промышленности, в частности, электронно-лучевое испарение применяется для нанесения вакуумных покрытий и тонких пленок [1]. В последнее время этот способ нагрева используют для получения ультрадисперсных порошков, образующихся при смешении пара с газом [2]. Свойства покрытий и порошков в значительной степени определяются физическими процессами, происходящими в потоке пара. Формирование газофазных потоков при электронно-лучевом испарении изучено недостаточно.

Из существующих методов диагностики предпочтительнее использование бесконтактных методов. Одним из них может быть электронно-пучковый, который широко применяется в экспериментальных исследованиях по динамике разреженных газов [3, 4].

В данной работе электронный пучок используется как средство испарения и как зонд. Работа посвящена исследованию спектров свечения паров меди, возбужденных пучком электронов с целью создания методов диагностики как паровой, так и конденсированной фазы. Специально изучался вопрос о наличии димера меди в потоке пара.

Впервые спектр Cu_2 обнаружен в свечении паров меди при термическом возбуждении в печи Кинга [5]. Были идентифицированы две системы молекулярных полос, соответствующие электронным переходам $\bar{B}^1\Sigma_u^+ - X^1\Sigma_g^+$, $A^1\Pi_u - X^1\Sigma_g^+$. Впоследствии они регистрировались в излучении и поглощении: в печи Кинга [6], в сверхзвуковой струе пара [7], при газофазном получении кластеров [8], при лазерном импульсном испарении меди в импульсную струю He или стационарную струю холодного He [9—11]. Кроме этих систем полос, зарегистрированы система $C - X$ [9, 10] и ряд других [12].

Электронный пучок достаточной мощности, взаимодействуя с поверхностью металла, вызывает его интенсивное испарение. В результате образуется своеобразная струя пара, для которой соплом является зона взаимодействия электронного пучка с поверхностью.

Использованный источник струи пара меди описан в [13]. Схема эксперимента дана на рис. 1. Он проводился на установке [14]. Установка оснащена электронной пушкой с термокатодом. Параметры электронного пучка: ускоряющее напряжение 5—25 кВ, ток до 70 мА, мощность до 1,5 кВт. Для фокусировки электронного пучка пушка снабжена магнитной линзой. Диаметр сфокусированного пучка составляет ≈ 3 мм.