

33

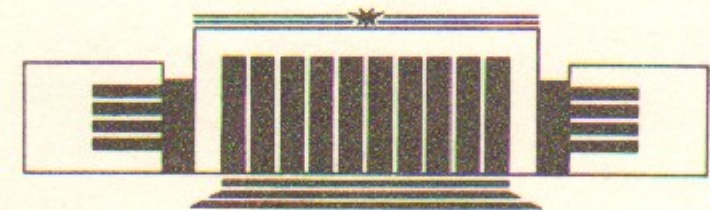


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Г.И. Димов

**СОГЛАСОВАНИЕ ППИ
С ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ УСКОРИТЕЛЕМ
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ**

ПРЕПРИНТ 89-135



НОВОСИБИРСК

СОГЛАСОВАНИЕ ППИ С ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ УСКОРИТЕЛЕМ
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ

Г.И.Димов

Институт ядерной физики, Новосибирск, СССР

Стационарное электростатическое ускорение многоамперных ионных пучков до энергии 1 МаВ сегодня не имеет испытанных решений. При высокой плотности тока пространственный заряд ионов ограничивает длину ускорения, напряженность электрического поля оказывается очень высокой, в результате нет уверенности в реализации ускорения. При малой плотности тока поперечные размеры пучка становятся слишком большими, что может привести к недопустимым абберациям пучка. Малоабберационная проводка пучка существенно облегчается при переходе от круглого пучка к ленточному.

Распределение потенциала вдоль пучка ионов H^- с током, ограниченным пространственным зарядом,

$$U_{кв} = 69,7 j_A^{2/3} z^{4/3} \quad (1)$$

Соответствующая напряженность электрического поля

$$E_{кв/см} = -32,16 \sqrt{j_A} \sqrt{U_{кв}} \quad (2)$$

Здесь j_A - плотность ионного тока в $A \text{ см}^{-2}$, z - расстояние вдоль ускорителя с включением зазора в ионном источнике в см. При $j = 30 \text{ mA} \cdot \text{см}^{-2}$ и полном напряжении $U_a = 1,5 \text{ MB}$ длина ускорения составляет $z_a = 58 \text{ см}$, напряженность поля в конце ускорения возрастает до $E_a = 35 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$.

Имеется принципиальная возможность заметно увеличить длину ускорения путем отказа на ее выходной части от нормального диодного распределения потенциала по (1). Если с помощью электродов при $U_1 = 500 \text{ кВ}$ ($z_1 = 25,3 \text{ см}$) напряженность поля снизить с нормального значения $E_1 = 26 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ до 0, при $z > z_1$ согласованное распределение потенциала будет определяться уравнением (1):

$$z^* = z_1 \left[1 + \sqrt{\left(\frac{U}{U_1}\right)^{3/2} + 3 \frac{U}{U_1} - 4} \right] \quad (3)$$

Соответствующая напряженность поля

$$E^* = -\frac{4}{3} \frac{U_1^{3/4}}{Z_1} \sqrt{\sqrt{U} - \sqrt{U_1}} \quad (4)$$

При этом для $j = 30 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ длина ускорения возрастает до $Z_0 = 106 \text{ cm}$, а напряженность поля в конце ускорения падает до $E_0 = 22,5 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$.

Резкий спад поля в точке Z_1 с $26 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ до 0 не может быть реализован. Необходим переходный участок. На участке с $E \sim 0$ длиной l_1 , без окружающих электродов из-за поперечного рассталкивания ионов пучок будет расходиться с мнимым фокусным расстоянием

$$f_1 = 7,7 \cdot 10^{-3} \frac{U_{кв}^{3/2}}{j_A l_1} \quad (5)$$

При $l_1 \sim 10 \text{ cm}$, $f_1 \sim 290 \text{ cm}$, соответствующая расфокусировка пучка на выходе ускорителя $f_0 = f_1 \sqrt{U_0/U_1} \sim 4 \text{ m}$. С помощью электродов типа одиночной электростатической линзы, окружающих пучок в окрестности $Z = Z_1$, можно в основном скомпенсировать отмеченную дефокусировку.

Для сохранения прямолинейности ионного потока с ограниченным поперечным сечением геометрия и потенциалы окружающих электродов должны обеспечивать продольное распределение потенциала на поверхности пучка по уравнениям (1,3) и компенсировать поперечное электрическое поле пространственного заряда пучка. Собственное электрическое поле внутри ленточного пучка

$$E_{\perp \text{кВ/см}} = -258,6 \frac{j_A}{\sqrt{U_{кв}}} x, \quad (6)$$

где x — расстояние поперек ленты от ее середины.

Задача о геометрии ускоряющих электродов усложняется требованием минимального попадания на них ускоряемых ионов. Ионы, попадающие на электроды, приводят к их эрозии и могут изменять распределение потенциала по электродам в случае использования маломощного делителя. Последнее можно избежать применением многоступенчатого выпрямителя. Избежать же эрозию можно, только предусматривая определенный зазор между электродами и пучком.

Безмагнитные многоапертурные источники могут пристыковываться непосредственно к высоковольтному торцу ускорительной

трубки. В этом случае для ионно-оптического согласования достаточно обеспечить среднюю эмиссионную плотность тока из источника в соответствии с (1) и ее постоянство по всей эмиссионной поверхности. Однако при этом работа ускорителя может оказаться ненадежной из-за пробоев по высокому напряжению непосредственно на хрупкую многоапертурную ионно-оптическую систему источника.

Многоапертурные источники отрицательных ионов типа ПШИ работают в поперечном магнитном поле $\sim 0,5 \text{ kG}$. При непосредственной стыковке ПШИ к ускорительной трубке, в последнюю будет провисать магнитное поле источника с кривизной, благоприятной для накопления электронов на оси трубки, что может приводить к развитию пеннинговского разряда. Кроме того необходимо пространство для удаления из пучка атомов цезия, выходящих из ПШИ. При удалении ионного источника от торца ускорительной трубки исключаются высоковольтные пробои на него и появляется возможность уменьшить поток водорода из источника в область ускорения пучка за счет его откачки из промежуточного пространства по другим каналам. Однако при этом появляется проблема транспортировки пучка от источника к ускорительной трубке и значительно усложняется задача ионно-оптического согласования.

Из ПШИ можно получать ленточные пучки ионов H^- с малым размером ленты вдоль или поперек магнитного поля. В 1-м случае используется широкий магнит с малым зазором, неблагоприятное магнитное поле на выходе быстро спадает, за счет некоторого увеличения зазора магнита можно значительно уменьшить aberrации ионного пучка на выходе из магнита. Во 2-м случае используется узкий магнитный поток между удаленными полюсами и требуется обеспечить его однородность, размещая на его границах магнитную керамику и поперечные ферромагнитные жалюзи. Вследствие большого зазора между полюсами в этом случае ситуация с провисанием магнитного поля и aberrациями пучка на выходе из магнита менее благоприятная. Однако имеются и преимущества: легче достигается однородное распределение тока ионов H^- по эмиссионной поверхности источника, становится возможной транспортировка пучка в поворотном магните в компенсированном положительными ионами состоянии.

В табл. I приведены основные параметры ПШИ, реализованных в Новосибирске в импульсном и квазистационарном режимах [2,3],

Таблица I

Параметры	Эксперимент		Прогноз
Длительность	0,8 мсек	0,5 сек	Непрерывно
Ток ионов H^- А	II	I	10
Средняя эмиссионная плотность тока mA/cm^2	200	75	50+100
Напряжение на разряде .. В	150	100	100+120
Мощность на единицу поверхности в разряде kW/cm^2	1,6	0,6	0,4+0,8

а также прогнозируемые параметры стационарного многоамперного источника.

Благодаря использованию геометрической фокусировки отрицательных ионов в разряде прозрачность анода, через который извлекаются ионы H^- , очень низкая и составляет 5+6%. Это позволяет достигать относительно высокой газовой эффективности в 10+20%. Измеренный выход цезия из ШПИ составляет $\sim 10^{-4}$ г на 1 А ионов H^- в час. Как видно из табл. I ШПИ по плотности тока ионов H^- превосходят возможности электростатического ускорения, если не применять специальную систему ионно-оптического преобразования пучка между источником и ускорительной трубкой.

Рассмотрим одну из возможных схем согласования ШПИ с ускорителем ионов H^- с током 10 А и достаточно большой плотностью тока в $30 mA/cm^2$. Имея ввиду некоторое расширение пучка при его транспортировке примем эмиссионную плотность ионов H^- из источника $j_0 = 40 mA/cm^2$, соответственно площадь эмиссионной поверхности составит $250 cm^2$. Примем компромиссный вариант по сечению пучка - $25 \times 10 cm^2$ с малым размером поперек магнитного поля. В этом случае имеется возможность транспортировать пучок от источника через поворотный магнит, являющийся продолжением магнита источника.

На рис. 1а приведена схема стыковки ШПИ с ускорительной трубкой через поворотный магнит. Поворот пучка в однородном поле на 180° позволяет перенести на выход магнита без изменения эмиссионное изображение пучка по малому размеру. На рис. 1в,с

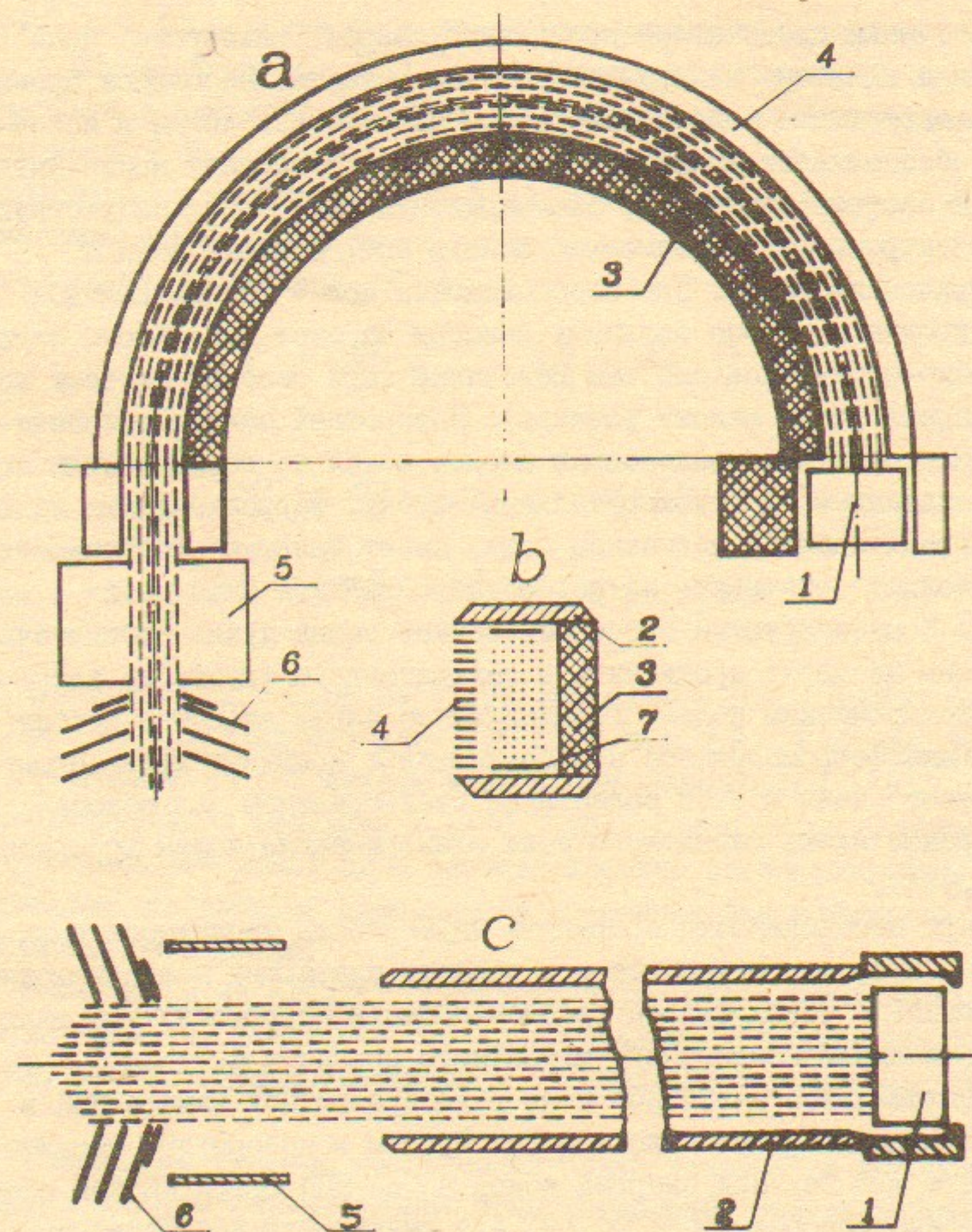


Рис. I. а - Схема стыковки ШПИ с ускорительной трубкой.

в - Поперечное сечение поворотного магнита.

с - Продольный разрез (развертка) тракта ШПИ - ускорительная трубка.

1 - ШПИ; 2 - полюса магнита; 3 - ярмо из магнитной керамики; 4 - ферромагнитные жалюзи; 5 - плавающие полюса; 6 - входной электрод ускорительной трубки; 7 - запирающие электроды.

схематически представлен продольный разрез (развертка) ионного тракта и показано поперечное сечение магнита. Небольшое превышение магнитного поля в поворотном магните над полем в источнике обеспечивает кривизну силовых линий в области ионно-оптической системы источника, благоприятную для сброса сопутствующих электронов вдоль магнитного поля вытягивающим ионы H^- электрическим полем. При необходимости может осуществляться фокусировка пучка по большому размеру за счет небольшого изгиба ионно-оптической системы источника (при щелевой системе щели направлены по малому размеру). Поворотный магнит обеспечивает многократную конденсацию атомов цезия на поверхностях перед попаданием их в ускорительную трубку. Ферромагнитные жалюзи, ограничивающие магнитное поле, имеют большую прозрачность и позволяют откачивать из поворотного магнита пары цезия и водород. Компенсирующие пространственный заряд пучка положительные ионы не могут проникнуть в ускорительную трубку со встречным электрическим полем. Установленные перед входом в трубку плавающие ферромагнитные полюса изменяют кривизну провисающего магнитного поля в этой области на благоприятную для сброса электронов вдоль магнитного поля электрическим полем ускорительной трубки.

При необходимости сохранять двумерность магнитного поля на выходе поворотного магнита и в области плавающих полюсов можно установить с обеих сторон рабочей области ферромагнитные жалюзи по форме линий постоянного магнитного потенциала.

Оптимальное магнитное поле в газоразрядной камере ШИ в стационарном режиме около 400 Гс. Примем в поворотном магните поле $B = 415$ Гс. При энергии ионов H^- из ШИ $eU_0 = 40$ кэВ средний радиус поворота $R = 70$ см. Для уменьшения aberrаций пучка на выходе из магнита примем зазор между полюсами $h = 31$ см, что на 25% больше размера пучка по высоте магнита.

Оценку aberrаций сделаем для двумерной геометрии поля и без учета влияния плавающих полюсов. В этом случае магнитное поле описывается безразмерными уравнениями:

$$z = \frac{1}{2\pi} + \Phi + \frac{1}{2\pi} e^{2\pi\Phi} \cos 2\pi V; \quad (7)$$

$$y = V + \frac{1}{2\pi} e^{2\pi\Phi} \sin 2\pi V.$$

Здесь z — расстояние от края полюсов магнита в сторону спада поля в единицах зазора h ; y — расстояние от средней плоскости магнита в единицах h ; Φ и V — магнитные поток и потенциал в единицах $B \cdot h$.

По сравнению с ионами в средней плоскости для крайних по высоте магнита ионов пучка имеет место недоворот по углу $\Delta\varphi$ и смещение наружу по радиусу ΔR :

$$\Delta\varphi = \Delta\Phi \frac{h}{R}; \quad \Delta R = \Delta x \frac{h^2}{R}; \quad (8)$$

где

$$\Delta\Phi = \Phi(y, z) - \Phi(0, z);$$

$$\Delta x = \int_{-\infty}^z \Phi(y, z) dz - \int_{-\infty}^z \Phi(0, z) dz. \quad (9)$$

Для $y = 0,4$ и $z = 1,66$ из (7,9) вычислено: $\Delta\Phi = 0,017$; $\Delta x = 0,091$. Из (8) следует: $\Delta\varphi = 7,5 \cdot 10^{-3}$ рад, $\Delta R = 1,25$ см. Угловое отклонение $\Delta\varphi$ на выходе ускорителя уменьшается в $\sqrt{U_a/U_0}$ раз до незначительной величины $1,2 \cdot 10^{-3}$ рад. Более опасно смещение ΔR , однако оно может быть скомпенсировано соответствующим ограничением эмиссионной поверхности источника без заметного уменьшения тока пучка.

Возможно и не следует сохранять двумерность провисающего поля из магнита, тем более без этого спад магнитного поля более крутой. Однако оценка aberrаций в этом случае значительно сложнее.

Рассмотрим процесс компенсации пучка ионов H^- в поворотном магните. Быстрые отрицательные ионы ионизируют молекулы водорода. Образовавшиеся положительные ионы уходят из пучка, диффундируя поперек магнитного поля. Их уход вдоль магнитного поля можно практически исключить с помощью торцевых запирающих электродов (8 на рис.1с). Электроны быстро сбрасываются вдоль магнитного поля. Одновременно имеет место разрушение ионов H^- на молекулах водорода, компенсирующих ионах и электронах. В табл.2 приведены сечения основных процессов для ионов H^- с энергией 40 кэВ.

Поперечное время жизни ионов с боровским коэффициентом диффузии $\tau_{\perp} \sim 3 \cdot 10^{-3}$ сек для H_2^+ и $\tau_{\perp} \sim 0,8 \cdot 10^{-4}$ сек для H^+ . Плотность во-

Таблица 2

Процесс	Сечение, см ²
1. $\vec{H}^- + H_2 \rightarrow \begin{cases} H_2^+ (\sim 0,1 \text{ эВ}) \\ H^+ (\sim 4 \text{ эВ}) \end{cases}$	$\sigma_i \sim \begin{cases} 1,2 \cdot 10^{-16} \\ 1,5 \cdot 10^{-17} \end{cases}$
2. $\vec{H}^- + H_2 \rightarrow \begin{cases} \vec{H}^0 \\ \vec{H}^+ \end{cases}$	$\sigma_e \sim \begin{cases} 6,6 \cdot 10^{-16} \\ 4,2 \cdot 10^{-17} \end{cases}$
3. $\vec{H}^- + H_2^+ \rightarrow \vec{H}^0 + H_2$ $\vec{H}^- + H^+ \rightarrow \vec{H}^0 + H^0$	$\sigma_{cx} \sim \begin{cases} 10^{-15} \\ 10^{-15} \end{cases}$
4. $\vec{H}^- + e \rightarrow \vec{H}^0 (\langle v_e \rangle < v_g)$	$\sigma_e \sim 5 \cdot 10^{-15}$

дорода, необходимая для компенсации

$$n_{H_2} > \frac{1}{\sigma_i v_g \tau}; \quad (10)$$

где v_g - скорость ионов H^- , τ - время жизни положительных ионов. Из соотношений сечений образования и времен жизни следует, что основными компенсирующими ионами будут ионы H_2^+ . Для этих ионов из (10) получим $n_{H_2} > 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Ослабление тока ионов H^- вследствие их разрушения составит

$$\frac{\Delta I}{I} = -(n_{H_2} \sigma_e + n_{H_2^+} \sigma_{cx} + n_e \sigma_e) L; \quad (11)$$

где L - длина компенсированного пучка.

Примем $n_{H_2} \sim 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (10^{-6} тор), $n_{H_2^+} \sim 2 n_{H^-}$, $n_e \sim n_{H^-}$. Для $j_0 = 40 \text{ мА} \cdot \text{см}^{-2}$ ($n_{H^-} \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$) и $L \sim 2,5 \text{ м}$ из (11) получим $\Delta I/I \sim -0,7\%$.

Перед входом в ускорительную трубку встречное электрическое поле декомпенсирует пучок ионов H^- . На дальнейшее движение ионов H^- до однородной по сечению области ускоряющего поля будут оказывать воздействие пространственный заряд пучка, электрическое поле трубки и геометрия поверхности раздела компенсированной и некомпенсированной частей пучка. В принципе может

установиться согласованная с электрическим полем нормальная граничная поверхность непосредственно на входе в ускорительную трубку, эквивалентная эмиссионной поверхности источника. Устойчивость и возможность контроля этой поверхности требуют особого внимания.

Для откачки паров цезия из поворотного магнита можно использовать порошкообразный цирконий или другой подходящий материал. Цирконий обладает большой энергией адсорбции атомов цезия: 3,22 эВ при нулевом покрытии и 2,55 эВ при покрытии монослоем. Технологически возможно приготовление порошков с зернами диаметром $d \sim 0,1 \text{ мкм}$. Количество цезия в граммах, которое может поглотить порошок,

$$G \sim \frac{\pi \epsilon}{d} \frac{A}{N_A} V. \quad (12)$$

Здесь ϵ - поверхностная плотность монослоя цезия, A - атомная масса цезия, N_A - число Авогадро, V - объем порошка.

При $d \sim 10^{-5} \text{ см}$, $\epsilon = 2,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ емкость порошка составляет $\sim 17 \text{ г/л}$. Для ШИ с током 10 А выход цезия составляет $\sim 10^{-3} \text{ г/час}$. При предельном поглощении этого потока в течение 1 года достаточно 5 л порошка.

При газовой эффективности источника $\sim 15\%$ осуществить откачку всего водорода через поворотный магнит можно только при его среднем давлении в магните $\sim 10^{-5}$ тор. В этом случае ослабление пучка ионов H^- на водороде составит $\sim 5\%$.

ЛИТЕРАТУРА:

1. В.И.Гапонов. "Электроника". Физматгиз, Москва, 1960.
2. Ю.И.Бельченко, Г.И.Димов. ВАНТ, серия Термоядерный синтез, 1984, вып. I (I4), стр. 42-47.
3. Yu. I. Belchenko and A. S. Kupriyanov "High current surface-plasma negative ion sources with geometrical focusing" - Int. conf. on ion sources, Berkeley, 1989.

Г.И.Димов

СОГЛАСОВАНИЕ ППИ С ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ УСКОРИТЕЛЕМ
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ

Препринт
№ 89-135

Работа поступила - 18 октября 1989 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 23.X.1989г. МН 10434
Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.0,9 печ.л., 0,8 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 135.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР. Бесплатно.