

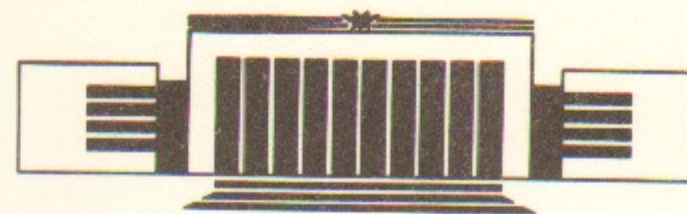


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Б.А. Князев, П.И. Мельников, В.В. Чикунов

ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ  
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПО  
СЕЧЕНИЮ ПРОТЯЖЕННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ  
СТОЛБОВ

ПРЕПРИНТ 89-103



НОВОСИБИРСК



Оптический метод регистрации распределения  
плотности по сечению протяженных  
плазменных столбов

Б.А. Князев, П.И. Мельников, В.В. Чикунов

Институт ядерной физики  
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Описан метод измерения распределения интенсивности излучения по поперечному сечению протяженных самосветящихся объектов. Метод основан на съемке объектов со стороны торца с помощью ЭОП через оптическую систему, обладающую свойством «отбирать» световые лучи, параллельные оптической оси системы, что обеспечивает высокое пространственное разрешение. Рассмотрен вопрос о фотографической фотометрии «фасеточных» (т.е. составленных из отдельных точек) изображений, которые характерны, в частности, для ЭОП с МКП-усилителем. Показано, что при съемках в свете тормозного излучения оказывается возможным восстановление распределения плотности электронов плазмы. В качестве примера приведены результаты исследования профиля плотности столба замагниченной плазмы ( $n_e \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) диаметром 6 см и длиной 1 м, созданного прямым разрядом в металлической камере.

Optical Method  
for Observing the Density Distribution  
Over the Cross-Sections  
of Extended Plasma Columns

B.A. Knyazev, P.I. Melnikov, V.V. Chikunov

Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk,

А B S T R A C T

The technique for measuring the emission intensity distribution over the cross-section of an extended self-luminosity objects is described. In this method an object is pictured from the face side with an electron-optical image converter (EOIC) through an optical system which «selects» the light beams parallel to the optical axis. This provides high spatial resolution. Problems of photographic photometry of images composed of separate spots have been examined. These images are typical in a case of EOIC with MCP. The way of reconstructing the density distribution of plasma electrons has been described, by using the image of bremsstrahlung radiation. The results of studying the luminosity intensity distribution of magnetized discharge plasma (1 m length, 6 cm diam,  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  density) produced within stainless-steel cylindrical chamber are presented.

1. ВВЕДЕНИЕ

В экспериментальных исследованиях часто приходится иметь дело с плазменными образованиями, которые могут быть неоднородными в поперечном сечении, но достаточно однородными в продольном направлении. В качестве примеров можно привести плазму поперечного разряда в мощных газовых лазерах, а также замагниченную плазму в длинных соленоидах. В первом случае продольная однородность плазмы обеспечивается некоторыми специальными мерами (см., например, [1]), а в последнем обусловлена анизотропией процессов переноса в магнитном поле.

В настоящей работе описана оптическая система на основе электронно-оптического преобразователя (ЭОП), позволяющая исследовать с высоким пространственным и временным разрешением распределение по поперечному сечению интенсивности излучения протяженных самосветящихся объектов. Использование светофильтров, выделяющих различные спектральные диапазоны, позволяет проводить съемки как на отдельных атомных (ионных) линиях, так и в континууме. Как будет показано ниже, в последнем случае можно определить распределение по сечению плотности электронов плазмы  $n(x, y)$ <sup>1)</sup>.

Исследования поперечного сечения плазменного столба проводились ранее с помощью «плазмоскопов», описанных в ряде работ (см., например, [2, 3] и библиографию в них). В этих устройствах

<sup>1)</sup> Точнее говоря, определяется величина  $\int n_e(x, y, z) dz / L$ .



регистрировалось свечение люминофора под действием электронов, извлекаемых с помощью системы сеток из плазмы и ускоряемых до энергии порядка 10 кэВ. Однако их применение возможно только при не слишком высокой (до  $n_e \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) плотности плазмы. Описываемый здесь метод свободен от этого ограничения.

## 2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для краткости совместим описание собственно метода с примером его конкретной реализации — исследованием замагниченного плазменного столба длиной 120 см и диаметром 6 см, используемого в экспериментах по взаимодействию интенсивного микросекундного релятивистского электронного пучка (РЭП) ускорителя У-1 [4] с газом и плазмой [5, 6]. Схема установки показана на рис. 1. Плазма создавалась прямым разрядом между графитовой тканью<sup>2)</sup> 8 и металлической сеткой<sup>3)</sup> 3. Форма импульса тока  $I_p$  приведена на рисунке.

Поперечный размер плазмы определялся конфигурацией магнитного поля и геометрией изолятора 7. Диаметр плазмы в камере из нержавеющей стали 5 (10.4 см) был меньше размера отверстия в пробочной катушке соленоида 4 ( $\varnothing 7.5 \text{ см}$ ). Магнитное поле в однородной части соленоида составляло 4 Т, в пробке 8.8 Т. Концентрация газа (гелий) менялась в диапазоне от  $10^{14}$  до  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ . При высоких плотностях газа плазма не была полностью ионизованной, и максимальная плотность электронов (определяемая интерферометрически) составляла  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Спектральный состав излучения контролировался с помощью монохроматора МДР-23 с фотоумножителем.

## 3. ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

Для исследования распределения интенсивности излучения плазмы по сечению с разрешением по времени использовалось устройство, также изображенное на рис. 1, которое мы будем

<sup>2)</sup> Такой способ создания плазменного столба был развит на установке ГОЛ-3 [7, 8].

<sup>3)</sup> В экспериментах с электронным пучком в этом месте располагается фольга, через которую РЭП инжектируется в плазму.

называть далее плазмоскопом (по аналогии с [2, 3]). Оптическая система, состоявшая из входной диафрагмы диаметром  $D_1$  и двух линз  $L_1$  и  $L_2$  с фокусными расстояниями  $f_1$  и  $f_2$ , соответственно, позволяла отображать на плоскость  $K$  фотокаатода ЭОП среднюю плоскость  $A$  плазменной камеры. Линза  $L_1$  расположена в фокальной плоскости линзы  $L_2$  и сильно задиафрагмирована, поэтому через нее проходят только те световые лучи, испущенные из плазмы, которые находятся в узком угле  $\alpha < \alpha_2$  относительно оптической оси системы. Расстояния  $f_2$ ,  $l$  и  $L$  заданы геометрией эксперимента. Расстояние  $a$  между первой линзой и фотокаатодом может быть вычислено или найдено экспериментально, тогда как размер диафрагмы  $D_1$  определяется необходимым пространственным разрешением.

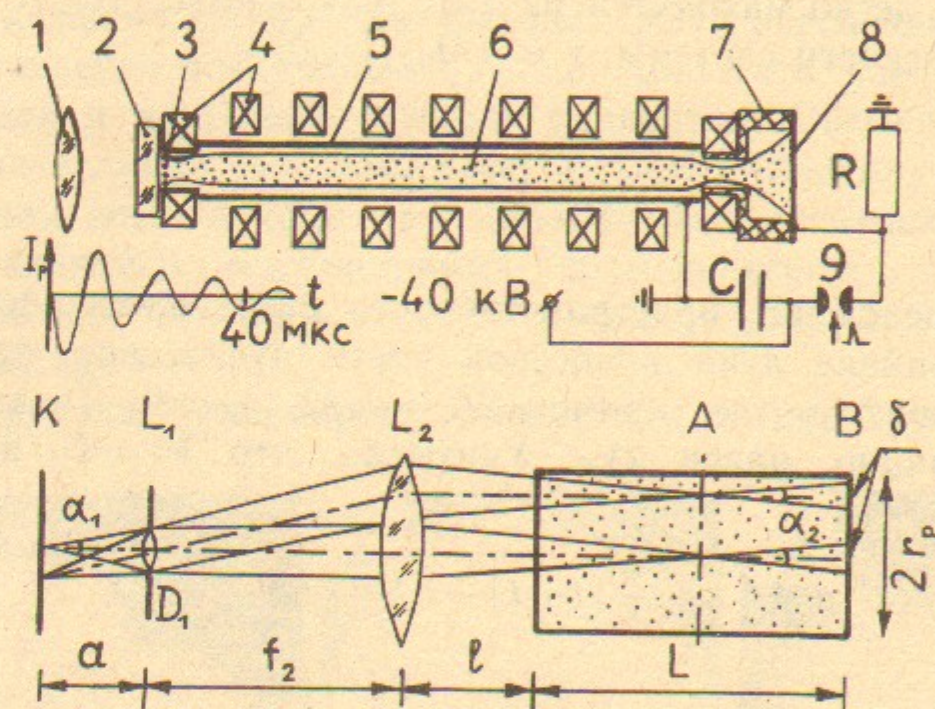


Рис. 1. Схема экспериментальной установки и оптической системы.

1 — собирающая линза (на рисунке внизу —  $L_2$ ); 2 — выходное окно; 3 — металлическая сетка (анод); 4 — катушки магнитного поля; 5 — металлическая камера; 6 — плазма; 7 — изолятор; 8 — графитовая ткань (катод); 9 — разрядник;  $K$  — фотокаатод ЭОП;  $L_1$ ,  $D_1$  — линза и диафрагма объектива ЭОП.

Для удобства будем рассматривать обратный ход лучей от точки в плоскости  $K$  до сечений  $A$  и  $B$ . Диаметр пятна  $\delta$  на плоскости  $B$  определяет пространственное разрешение системы  $\delta/2r_p$ . Пусть  $y$  — расстояние луча от оптической оси, а  $V$  — его угол наклона относительно оси. В матричном виде [9] для луча, проходящего от  $K$  до  $B$ , в параксиальном приближении можно записать



$$\begin{bmatrix} y_B \\ V_B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & L/2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} M_A \begin{bmatrix} y_K \\ V_K \end{bmatrix}. \quad (1)$$

Нижний индекс указывает плоскость, к которой относятся соответствующие переменные. Матрица  $M_A$  описывает преобразование луча, проходящего от плоскости  $K$  к  $A$ :

$$M_A = \begin{bmatrix} \left(1 - \frac{l+L/2}{f_2} - \frac{f_2}{f_1}\right) & \left(a \left[1 - \frac{l+L/2}{f_2} - \frac{f_2}{f_1}\right] + f_2\right) \\ -\frac{1}{f_2} & -\frac{a}{f_2} \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Величина  $a$  легко находится из (2), если учесть, что  $K$  и  $A$  — фокальные плоскости системы, т. е.  $(M_A)_{12} = 0$ :

$$a = \frac{f_2}{\frac{f_2}{f_1} + \frac{l+L/2}{f_2} - 1}. \quad (3)$$

Для определения пространственного разрешения системы рассмотрим крайние лучи приосевой части пучка, еще проходящие через диафрагму, т. е. примем  $V_K = \alpha_1/2$ ,  $y_K = 0$ . Тогда угол  $\alpha_2$  будет, очевидно, равен  $2V_B$ . Учитывая, что  $V_K = D_1/2a$ , из (1) получим

$$y_B = \left( a - \frac{a}{f_2} [l+L] - a \frac{f_2}{f_1} + f_2 \right) \left( \frac{D_1}{2a} \right),$$

$$V_B = V_A = \frac{D_1}{2f_2}. \quad (4)$$

В нашем случае  $f_1 = 58$  мм,  $f_2 = 580$  мм,  $l = 260$  мм,  $L = 1000$  мм<sup>4)</sup> и  $a = 56.3$  мм. Величина  $D_1$  составляла 3 мм, при этом  $\delta = (L/2)\alpha_2 = LV_B = 2.5$  мм. Пространственное разрешение  $(\delta/2r_p) = 0.04$  было достаточно хорошим. Понятно, что при этом описываемая система имеет весьма малый телесный угол регистрирующей системы

<sup>4)</sup> Это значение  $L$  соответствует однородной части. Вблизи торцов диаметр плазмы меняется, но относительно малая длина неоднородных участков позволяет пренебречь их свечением.

$$\Omega = \frac{\pi\delta^2}{L^2} = \frac{\pi D_1^2}{L^2} \left[ 1 - \frac{l+L}{f_2} - \frac{f_2}{f_1} + \frac{f_2}{a} \right]^2, \quad (5)$$

а следовательно, в большинстве случаев приемлемая длительность экспонирования может быть достигнута только при использовании ЭОП с большим усилением по свету.

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для регистрации изображений нами использовался электронно-оптический преобразователь ПИМ-104-2В [10] с увиолевым окном, мультищелочным фотокатодом, МКП-усилителем и волоконно-оптической шайбой на выходе. ЭОП обеспечивал высокое ( $\sim 10^4$ ) усиление изображения и мог работать как в кадровом режиме, так и в режиме щелевой развертки. Съемки производились в свете линий HeI (587,6 нм) и HeII (468,6 нм), а также в непрерывном спектре (540—576 нм). Нужные спектральные интервалы выделялись комбинациями светофильтров. Длительность экспонирования менялась от 1 мкс в начале разряда до 30 мкс на стадии распада плазмы.

Подборка из трех кадров, приведенная на рис. 2, демонстриру-

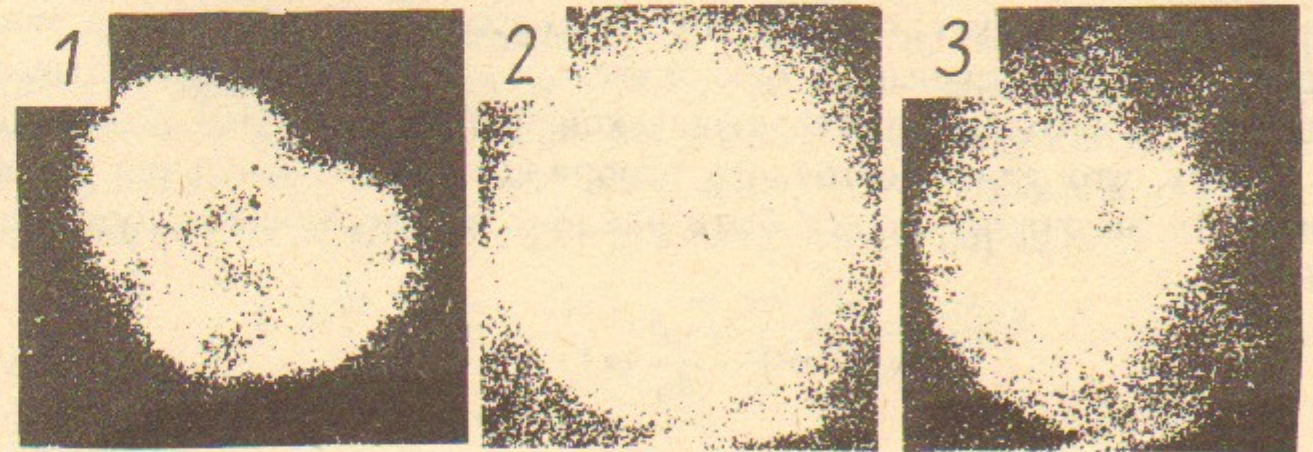


Рис. 2. Свечение гелиевой плазмы прямого разряда в непрерывном спектре в различные моменты времени от начала разряда:

1—3 мкс, 2—17 мкс, 3—130 мкс. Начальная плотность газа —  $2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>.

ет свечение плазмы в различные моменты времени в непрерывном спектре. Отчетливо видно, что на больших временах (после окончания тока разряда) плазма становится существенно неоднородной и в радиальном, и в азимутальном направлениях, что указы-



вадет на развитие в ней неустойчивости. При всех давлениях гелия имеется период времени в диапазоне между 10 и 50 микросекундами от начала разряда, когда свечение плазмы достаточно однородно, причем это наблюдается и в свете линий, и в континууме.

### 5. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ НА ФОТОПЛЕНКУ

Особо следует остановиться на восстановлении распределения интенсивности падающего на фотокатод излучения в случае использования ЭОП с МКП-усилителем и волоконно-оптической шайбой на выходе. Основной особенностью изображения, получаемого в таких системах, является его «фасеточный» характер, когда в результате «срабатывания» отдельного канала МКП на фотопленке появляется пятнышко, диаметр которого, в среднем, составляет  $\sim 50$  мкм (при диаметре канала 12 мкм).

Если при съемке длительность экспонирования меньше, чем «мертвое время» канала МКП (которое может достигать 40 мс [11]), то линейность изображения может быть обеспечена только в том случае, когда на любом участке МКП доля «сработавших» каналов много меньше единицы. В качестве верхнего предела этой величины можно принять значение порядка 0.1. Это условие практически гарантирует, что во всех таких случаях изображение заведомо будет фасеточным, а следовательно, его нельзя обрабатывать обычными методами фотографической фотометрии [10]. Нетрудно показать, что для фасеточного изображения относительная интенсивность источника может быть найдена из следующего соотношения

$$J(x, y) \propto 1 - \frac{\Phi}{\Phi_0} \equiv 1 - 10^{-D(x, y)}, \quad (6)$$

где  $D = \lg(\Phi_0/\Phi)$  — оптическая плотность почернения фотопленки, измеренная с помощью стандартного микрофотометра. При  $D \ll 1$  получим  $J \sim D$ . Статистическая ошибка вычисления  $J(x, y)$  тем меньше, чем больше пятнышек находилось в поле зрения микрофотометра. В качестве примера на рис. 3 показаны микрофотограмма профиля излучения плазмы в непрерывном спектре и распределение интенсивности, вычисленное согласно (6).

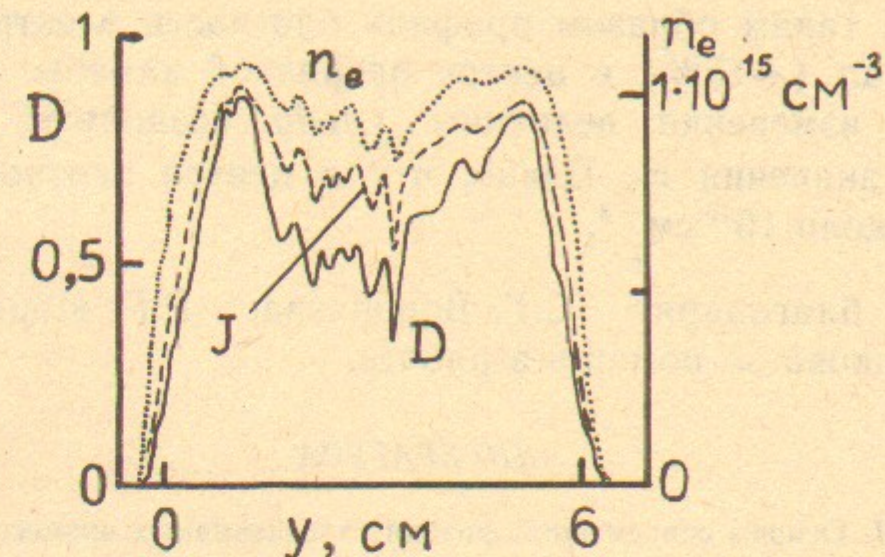


Рис. 3. Микрофотограмма ( $D$ ) изображения свечения разряда, приведенного на рис. 2 ( $t=17$  мкс), а также расчетные значения  $J$  (отн. ед.) и  $n_e$ .

### 6. О ВОССТАНОВЛЕНИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ТОРМОЗНОМУ СПЕКТРУ

В случае, когда съемки проводятся в свете тормозного и рекомбинационного континуумов, используя известные выражения, можно соотнести распределение интенсивности с распределением плотности электронов плазмы. В частности, если температура удовлетворяет условию  $T_e > 1.3\hbar\omega$ , где  $\hbar\omega$  — энергия регистрируемых фотонов (в нашем случае  $\hbar\omega \approx 2$  эВ), преобладающим является тормозное излучение [13], интенсивность которого в стандартных обозначениях можно записать следующим образом:

$$J \propto \sum_i \frac{Z_i^2 n_i n_e}{T_e^{1/2}} e^{-\hbar\omega/T} \approx \frac{n_e^2}{T_e^{1/2}} \sum_i \frac{Z_i^2 n_i}{n_e} \equiv \frac{n_e^2 Z_{эфф}^2}{T_e^{1/2}}. \quad (7)$$

Откуда

$$n_e(x, y) \propto \frac{J^{1/2} T_e^{1/4}}{Z_{эфф}}. \quad (8)$$

В наших экспериментах сколько-нибудь заметного свечения примесей в течение, по крайней мере, нескольких десятков микросекунд не наблюдалось. Считая  $Z_{эфф} = \text{const}(x, y)$ , и пренебрегая слабой зависимостью (8) от температуры, получим  $n_e \sim J^{1/2}$ . Соответствующая зависимость показана на рис. 3 точками. Видно, что



вычисленный таким образом профиль плотности электронов имеет слабый провал ( $\sim 15\%$ ) в центре разрядной камеры. Интерферометрические измерения величины  $\int n_e dy$  позволяют определить абсолютные значения  $n_e$ . Видно, что в центре плотность плазмы составляет около  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Авторы благодарят С.Г. Воропаева, Р.Р. Ибрагимова и Ю.И. Красникова за помощь в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов. — М.: Наука, 1980.
2. Dobrokhotov E.I., Zharinov A.V., Moskalev I.N., Petrov I.V. Nuclear Fusion, 1969, v.9, № 2, p.143.
3. Аржанников А.В., Бурдаков А.В., Дейчули П.П. и др. Физика плазмы, 1978, т.4, вып.5, с.1133.
4. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др. Письма в ЖТФ, 1987, т.13, с.431.
5. Князев Б.А., Мельников П.И., Чикунов В.В. Тезисы докладов VII Всес. симпозиума по сильноточной электронике, Томск, 1988, ч.2, с.106; Препринт ИЯФ СО АН СССР 88-76. Новосибирск, 1988, с.24.
6. Chikunov V.V., Knyazev B.A., Melnikov P.I. Proc. 13th Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Paris, France, 1988, v.2, p.436.
7. Arzhannikov A.V., Burdakov A.V., Kapitonov V.A. et al. Plasma Phys. and Contr. Fusion, v.30, p.1571, 1988.
8. Burdakov A.V., Deulin Yu.I., Kapitonov V.A. et al. 19th Internat. Conf. on Phenomena in Ionized Gases: Contributed Papers, Belgrade, v.1, p.252, 1989.
9. Джерард А., Берч Дж. Введение в матричную оптику. — М.: Мир, 1978.
10. Борисенко И.Р., Лебедев В.Б., Степанов Б.М. и др. ПТЭ, 1985, № 1, с.240.
11. Дмитриев В.Д., Лукьянов С.М., Пенионжкевич Ю.Э., Саттаров Д.К. ПТЭ, 1982, № 2, с.7.
12. Малышев Б.И. Введение в экспериментальную спектроскопию. — М.: Наука, 1979.
13. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. — М.: Наука, 1987.



*Б.А. Князев, П.И. Мельников, В.В. Чикунов*

**Оптический метод регистрации  
распределения плотности по  
сечению протяженных плазменных  
столбов**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

---

Работа поступила 15.06 1989 г.  
Подписано в печать 5.07 1989 г. МН 12075  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 0,9 печ.л., 0,8 уч.-изд.л.  
Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 103

---

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-  
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и  
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики  
СО АН СССР,  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*