ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ имени П. Н. ЛЕБЕДЕВА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

# КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ПО ФИЗИКЕ

# 1

Москва — 2017

055 (02) 2;

Информация
Страница журнала “Краткие сообщения по физике ФИАН” в интернете:
http://ksf.lebedev.ru
Издательство ALLERTON PRESS, INC., 18 WEST 27-th STR. NEW YORK, N.Y. 10011 USA издает на английском языке полный перевод журнала “КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ПО ФИЗИКЕ” под названием Bulletin of the Lebedev Physics Institute (Russian Academy of Sciences), volume 44 (2017).

**Р Е Д К О Л Л Е Г И Я**

Н. Н. Колачевский – главный редактор
О. Н. Крохин – зам. главного редактора
В. П. Силин – зам. главного редактора
Л. Л. Чайков – ответственный секретарь
П. И. Арсеев – член редколлегии
И. Г. Зубарев – член редколлегии
В. К. Конюхов – член редколлегии
Ю. А. Михайлов – член редколлегии
А. И. Никишов – член редколлегии
Н. Г. Полухина – член редколлегии
А. А. Рухадзе – член редколлегии
В. Н. Сорокин – член редколлегии
Р. Л. Сороченко – член редколлегии

ISBN 5-201-09153-9 © Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 2017

УДК 537.5:535.376

# ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ МИШЕНИ ГАЗОВОГО ДИОДА В ПИКОСЕКУНДНОМ ДИАПАЗОНЕ

А. С. Насибов[1], К. В. Бережной[1], М. Б. Бочкарев[2],
А. Г. Садыкова[2], С. А. Шунайлов[2], М. И. Яландин[2]

*При возбуждении генерации лазерного излучения в полупроводниковой мишени (ПМ) из сульфида кадмия ($\lambda = 522$ нм) высокоинтенсивным субнаносекундным электронным пучком (ЭП) с энергией 70...150 кэВ, максимальная интенсивность лазерного излучения достигала $3 \cdot 10^7$ Вт/см$^2$ при эффективности ~10%. Генерация возникала на фронте возбуждающего импульса ЭП. Форма импульса лазерного излучения повторяла форму импульса ЭП.*

**Ключевые слова:** газовый диод, полупроводники, взрывная электронная эмиссия, лазерная генерация.

Возбуждение генерации лазерного излучения в полупроводниках электрическим разрядом или электронным пучком (ЭП) в пикосекундном диапазоне представляет научный и практический интерес, т.к. связанно с комплексной задачей формирования пикосекундных импульсов ($10^{-11} - 10^{-10}$ с) высокой интенсивности ($10^8 - 10^9$ Вт/см$^2$) [1] и исследования физических процессов в полупроводниковой мишени (ПМ) [2–4]. Столь высокую интенсивность возбуждающих импульсов обеспечивает устройство, состоящее из генератора субнаносекундных импульсов и камеры газонаполненного диода [5]. Источником высокоинтенсивного ($10^3 - 10^4$ А/см$^2$) электронного пучка (ЭП) является взрывная электронная эмиссия [6–9]. Эффективность излучения ПМ определяется значительным числом параметров (качество материала, потери энергии ЭП при взаимодействии с ПМ, оптические потери и др.). Максимальный КПД преобразования энергии ЭП в свет должен достигать 30% [2]. Однако на практике при комнатной температуре

[1] ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: nasibov@sci.lebedev.ru.

[2] Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук (ИЭФУрОРАН), 620016 Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, д. 106; e-mail: yalandin@iep.uran.ru.

КПД такого типа лазеров обычно значительно ниже [3]. В пикосекундном диапазоне, когда длительность возбуждающего импульса $t_e$ меньше времени жизни $\tau$ неравновесных носителей заряда (ННЗ), пороговая интенсивность ЭП $I_{\text{the}} \sim I_{\text{th0}} \cdot \tau/t_e$ [4]. В CdS $\tau$ при комнатной температуре в зависимости от плотности ННЗ может меняться от 1 до 3 нс. Очевидно, что пороговая интенсивность при возбуждении импульсами ЭП длительностью $\sim 10^{-11} - 10^{-10}$ с может возрасти в десятки раз. В этой связи существенно оценить влияние на эффективность работы лазера и других параметров, среди которых можно выделить потери в пассивной (не возбужденной) области ПМ. Влияние этих потерь должно возрастать с уменьшением ускоряющего напряжения, когда длина пассивной области может значительно превосходить глубину проникновения в мишень ЭП.

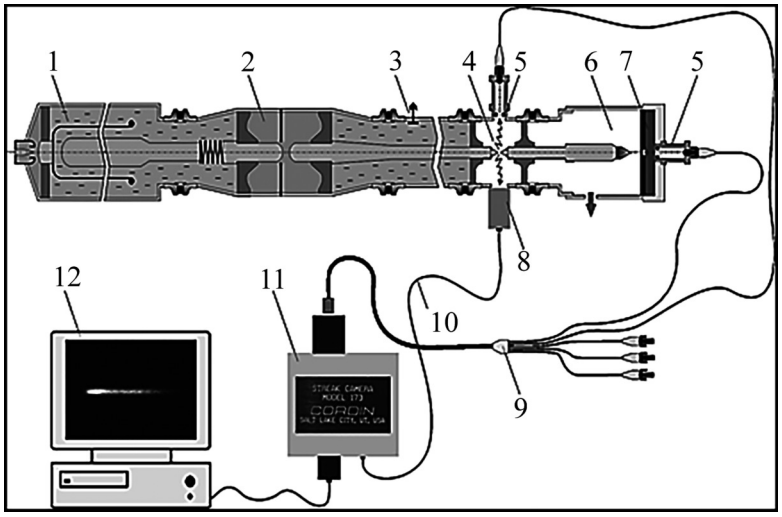



Рис. 1: *Схема установки с волоконно-оптической системой синхронизации и регистрации.* 1 – *импульсный генератор РАДАН* 303, 2 – *срезающий разрядник (слайсер),* 3 – *делитель напряжения,* 4 – *дополнительный разрядник,* 5 – *фокусирующая насадка,* 6 – *камера диода,* 7 – *полупроводниковая мишень,* 8–*ФЭК*-22, 9 – *пятиканальная волоконно-оптическая система,* 10 – *коаксиальный кабель для запуска стрик-камеры,* 11 – *стрик-камера,* 12 – *персональный компьютер.*

В работе исследовалась эффективность излучения ПМ в зависимости от амплитуды и длительности импульса пикосекундного генератора. Схема установки с волоконно-оптической системой регистрации приведена на рис. 1. Импульсный генератор РАДАН 303 формирует импульсы с амплитудой до 200 кВ. Срезающим разрядником (слайсер) длительность импульса регулировалась в пределах 500...100 пс (рис. 2). Встроенные в высоковольтную линию передачи широкополосные емкостные делители позволяли

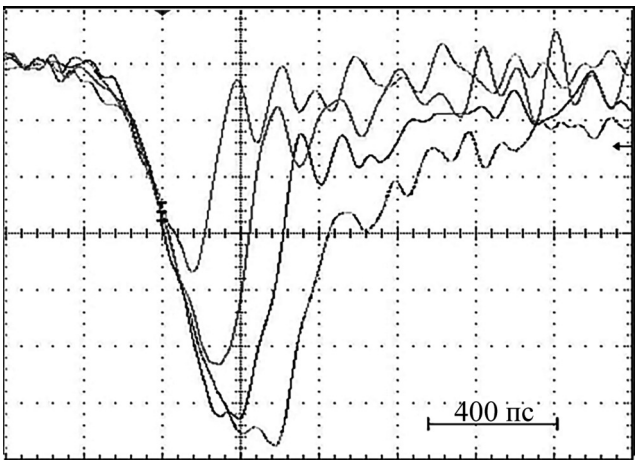



Рис. 2: *Изменение амплитуды и длительности импульсов напряжения генератора РАДАН* 303*, при срабатывании слайсера на фронте нарастающего напряжения.*

контролировать импульс напряжения. Форма импульса света определялась по фотохронограмме стрик-камеры (11) (модель173, CORDIN, США) с максимальным разрешением до 1 пс. Дополнительный разрядник обострял фронт импульса на входе в камеру ГД и служил для запуска стрик-камеры сигналом от фотоприемника ФЭК-22 (8, 10). Излучение разрядного промежутка (4) и ПМ (7) фокусировалось оптической насадкой (5) на торцы оптических кабелей (9) и регистрировалось стрик камерой (11). В качестве источника электронов использовался кольцевой стальной катод диаметром 3 мм с заостренной кромкой, работающий в режиме взрывной эмиссии. Зазор между катодом и ПМ составлял 3 мм. Сигналы с выхода стрик-камеры подавались на вход персонального компьютера и наблюдались на мониторе (12). Величина задержки запуска стрик-камеры регулировалась длиной оптического кабеля системы (9). Форма импульсов регистрировалась также широкополосным приемником ФП-70С, который соединялся оптическим кабелем с насадкой (5). Длительность переходной характеристики ФП-70С ∼50 пс. Ток электронного пучка измерялся широкополосным цилиндром Фарадея ($t_{\text{перех.}} \sim 20$ пс), который устанавливался за отверстием в диафрагме напротив катода (6). Для измерения энергии применялся пироэлектрический детектор J3S10 с ослабляющими фильтрами типа НС. Пиковая мощность излучения оценивалась с учетом энергии и формы импульса. Для наблюдения импульсов напряжения, тока и излучения использовался также осциллограф Tektronix TDS-6154C с полосой 15 ГГц. ПМ, изготовленная из монокристаллической пленки CdS, закрепленной на сапфировом диске, устанавливалась непосредственно за диафрагмой с диаметром отверстия 1 мм.

На плоскости пленки нанесены отражающие покрытия, образующие оптический резонатор. Со стороны падения ЭП покрытие серебряное. Исследовалось изменение энергии излучения по мере снижения напряжения и уменьшения длительности импульса в диапазоне −150 кВ. . . –70 кВ. При фиксированной амплитуде импульса напряжения длительности импульсов тока и света отличались примерно на 30%. Интенсивность ЭП при разных значениях напряжения генератора приведена на рис. 3.

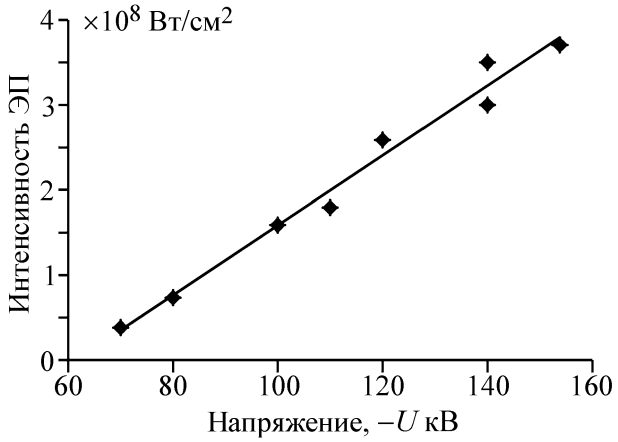



Рис. 3: *Интенсивность ЭП при разных значениях напряжения генератора.*

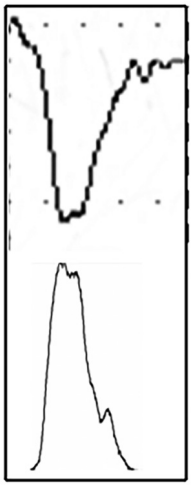


Рис. 4: *Форма импульсов (сверху вниз) тока ЭП и лазерного излучения ПМ, зарегистрированных широкополосным датчиком тока и стрик-камерой. Цена деления между точками* 100 *пс.*

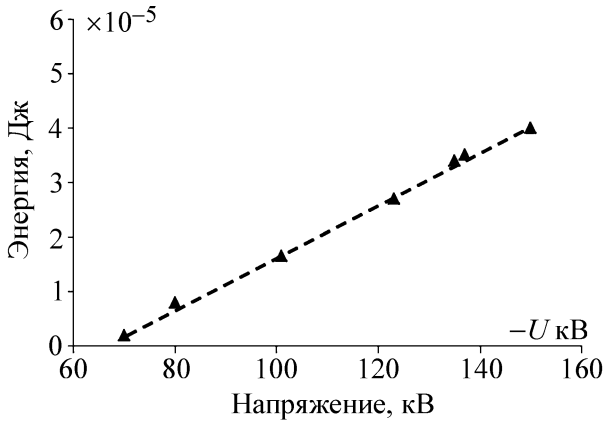



Рис. 5: *Изменение энергии лазерного импульса в зависимости от напряжения генератора.*

Видно, что в рабочем интервале интенсивность менялась в пределах от 40 до 300 МВт/см$^2$. Формы импульсов лазерного излучения и тока, замеренные широкополосными датчиками, после начала генерации совпадали (рис. 4). Аналогичный эффект повторения формы импульса тока импульсом света в режиме генерации на мишени из GaAs при температуре мишени $T = 80$ K приведен в [3]. Из полученных экспериментальных данных значительный интерес представляла энергия лазерного излучения, замеренная пироэлектрическим детектором J3S10 непосредственно за выходным окном ГД. Из рис. 5 видно, что генерация лазерного излучения начиналась в области 70 кэВ и энергия излучения менялась от $0.2 \cdot 10^{-5}$ до $4 \cdot 10^{-5}$ Дж. Оценка максимальной интенсивности излучения с учетом формы импульсов света (рис. 4) показывает, что мощность излучения менялась от десятков до сотен кВт, а интенсивность до $\sim 3 \cdot 10^7$ Вт/см$^2$. Причем максимальная эффективность излучения ПМ в этом диапазоне энергий и длительностей равнялась $\sim$10%. С учетом толщины пластины ПМ $\sim$30 мкм, отражающих покрытий $R_1 R_2 = 0.88$, потерь на поглощение ($\sim$30 см$^{-1}$) в пассивной (не возбуждаемой ЭП) области и длительности фронта импульса ЭП $\sim$100 пс, уже при $\sim -100$ кВ должен был произойти срыв генерации. Однако генерация возникала на фронте импульса тока электронов ЭП на уровне $\sim$70 кэВ (рис. 5 ) и затем повторяла форму возбуждающего импульса (рис. 4). Возможной причиной начала генерации на фронте возбуждающего импульса ЭП может быть уменьшение потерь на поглощение из-за просветления пассивной части ПМ в результате действия светового излучения большой плотности [3, 10, 11]. Полученный результат представляется весьма важным, т.к. свидетельствует о возможности изменения интенсивности и длительности лазерного излучения в пикосекундном

диапазоне с высокой эффективностью без изменения параметров ПМ (толщина, коэффициенты отражения зеркал).

Другим интересным результатом является повторение формы импульсов тока лазерным излучением. Данный эффект представляет практический интерес, т.к. может быть использован для создания оптического зонда для диагностики электронных токов. Такой зонд, например, может найти применение для регистрации убегающих электронов на первой стадии развития наносекундного разряда в плотных газах.

В заключение авторы выражают благодарность сотрудникам ИЭФ РАН К. А. Шарыпову и М. Д. Коломийцу за конструктивные обсуждения и содействие в работе, сотрудникам ФИАН В. Г. Баграмову и И. Д. Тасмагулову за помощь в подготовке экспериментов и полупроводниковых образцов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 15-08-01954.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

[1] Г. А. Месяц, М. И. Яландин, УФН **175**(3), 225 (2005).

[2] Ю. М. Попов, ФТП **6**(8), 2445 (1964).

[3] И. В. Крюкова, *Физические процессы в полупроводниковых импульсных лазерах с накачкой электронным пучком* (М., МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009), с. 258.

[4] О. В. Богданкевич, С. А. Дарзнек, П. Г. Елисеев, *Полупроводниковые лазеры* (М., Наука, 1976).

[5] К. В. Бережной, М. Б. Бочкарев, А. С. Насибов и др., ПТЭ № 1, 75 (2009).

[6] Г. А. Месяц, С. Д. Коровин, К. А. Шарыпов и др., Письма в ЖТФ **32**(1), 35 (2006).

[7] В. Ф. Тарасенко, Д. В. Рыбка, Е. Х. Бакшт и др., ПТЭ № 2, 62 (2008).

[8] К. В. Бережной, М. Б. Бочкарев, Г. Л. Даниелян и др., Квантовая электроника **42**(1), 34 (2012).

[9] А. С. Насибов, Г. Л. Даниелян, В. Г. Баграмов и др., Краткие сообщения по физике ФИАН **38**(4), 17 (2011).

[10] В. П. Грибковский, *Полупроводниковые лазеры* (М., Радиофизика и электроника, 1988).

[11] В. П. Грибковский, ЖТФ **27**(4), 619 (1977).

Поступила в редакцию 2 ноября 2015 г.

УДК 533.9.01

# СИЛЬНО НЕЛИНЕЙНЫЙ ИОННО-ЗВУКОВОЙ СОЛИТОН С РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Д. Н. Габышев[1], А. А. Рухадзе[1,2]

*В модели плазмы с холодными ионами рассмотрен одномерный нерелятивистский ионно-звуковой солитон, способный захватывать релятивистские электроны, которые описываются распределением Максвелла–Юттнера. Показано, что полученные решения занимают промежуточное положение между солитоном Р. З. Сагдеева* (1964) *и солитоном А. В. Гуревича* (1968).

**Ключевые слова**: : ионно-звуковой солитон, распределение Максвелла–Юттнера.

*Введение.* Профиль нелинейной уединённой ионно-звуковой волны в неизотермической плазме впервые был рассмотрен Р. З. Сагдеевым в 1964 г. [1], а с учётом захвата электронов – А. В. Гуревичем в 1968 г. [2]. Предположим, фактор Лоренца $\gamma$ для уединенной волны близок к 1. Нерелятивистские уравнения двухжидкостной гидродинамики неизотермической плазмы с холодными ионами $T_e \gg T_i$ в одномерном случае [1, 3]:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i v}{\partial x} = 0, \;\; \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = 4\pi e(n_e - n_i),$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v\frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{e}{M}\frac{\partial \Phi}{\partial x}, \;\; n_e = n_0 \exp\left(\frac{e\Phi}{T_e}\right), \qquad (1)$$

где $T_e, n_e$ и $T_i, n_i$ – температура и концентрация, соответственно, электронной и ионной компонент плазмы, $n_0$ – равновесная концентрация, $M$ – масса ионов, $v$ – скорость потока массы вещества, $\vec{v}||x$. Ионы однократно ионизованы (кратная ионизация рассмотрена А. И. Ахиезером [4]). Потенциал поля $\Phi$ считаем функцией от автомодельной переменной $\xi = x - ut$, где $u = \text{const}$. В рамках приближения холодных ионов система (1) дополняется предельными условиями:

$$v = 0 \text{ и } n_i = n_0 \text{ при } \Phi = 0. \qquad (2)$$

[1] ИОФ РАН, 119991 Россия, Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: gabyshev-dmitrij@rambler.ru.

[2] Московский физико-технический институт (Государственный университет), МФТИ, 141700, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

Система (1) с условиями (2) сводится к одному дифференциальному уравнению:

$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = 4\pi e n_0 \left[\exp\left(\frac{e\Phi}{T_e}\right) - \frac{u}{\sqrt{u^2 - 2e\Phi/M}}\right].$$

Введём безразмерные переменные $F \stackrel{\text{def}}{=} e\Phi/T_e$, $\eta \stackrel{\text{def}}{=} \xi/r_{De}$, и параметр $q \stackrel{\text{def}}{=} u/v_s > 1$. Учитывая, что скорость звука равна $v_s = \sqrt{T_e/M}$, а дебаевский радиус электронов $r_{De} = \sqrt{T_e/4\pi e^2 n_0}$:

$$\frac{d^2F}{d\eta^2} = \mathrm{e}^F - \frac{1}{\sqrt{1 - 2\dfrac{F}{q^2}}}. \tag{3}$$

А. В. Гуревич [2] учёл захват электронов и получил модификацию уравнения (3):

$$\frac{d^2F}{d\eta^2} = \mathrm{e}^F - \frac{1}{\sqrt{1 - \dfrac{2F}{q^2}}} - \frac{\Delta n}{n_0}, \tag{4}$$

где поправка к концентрации электронов, распределённых по Максвеллу, равна:

$$\frac{\Delta n}{n_0} = \mathrm{e}^F \mathrm{erf}\sqrt{F} - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{F} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} F^{3/2}\left(1 + \frac{2}{5}F + \frac{4}{35}F^2 + ...\right). \tag{5}$$

Техника сведения (3)–(4) к уравнению Кортевега–де Вриза (КдВ) с решением в виде уединённой волны проработана детально в слабо нелинейном пределе $1 - \frac{1}{q} \ll 1$ [3, 5]. Получить точное решение (4) в случае сильной нелинейности можно численно из уравнения:

$$\frac{dF}{d\eta} = \pm\sqrt{2\left[\mathrm{e}^F - \mathrm{e}^{F_m} + q^2\left(\sqrt{1 - \frac{2F}{q^2}} - \sqrt{1 - \frac{2F_m}{q^2}}\right) - \frac{1}{n_0}\int\limits_{F_m}^{F} \Delta n dF'\right]}, \tag{6}$$

где $F_m \stackrel{\text{def}}{=} F|_{\eta=0}$ – максимальное (амплитудное) значение поля. В (6) учтено $dF/d\eta|_{\eta=0} = 0$. Само же выражение (6) с точностью до множителя $-T_e/(e \cdot r_{De})$ определяет напряжённость электрического поля в одномерном солитоне, экстремум которой будет наблюдаться, очевидно, в тех точках, где равна нулю левая часть уравнения (4).

*Захват релятивистских электронов.* Чем выше электронная температура, тем больше доля достаточно энергичных электронов, для которых неприменимо распределение Максвелла. В этом случае надо использовать распределение Максвелла–Юттнера, учитывающее релятивизм [6], но только его одного недостаточно. В этом

распределении требуется учесть больцмановское распределение электронов во внешнем силовом поле $e\Phi$:

$$f_{MJB}(p) = n_0 A \exp\left(F - \frac{1}{\theta}\cdot\sqrt{1+(p/mc)^2}\right), \text{где } A = \frac{1}{4\pi(mc)^3\theta K_2(1/\theta)},$$

где $K_2$ – модифицированная функция Бесселя второго рода (функция Макдональда), $\theta = T_e/mc^2$ – безразмерная температура, $m$ – масса электрона.

Кинетическая энергия электронов, захватываемых солитоном, очевидно, лежит в пределах $0 \le E_{\text{кин}} \le e\Phi$, потому импульс таких электронов лежит в диапазоне

$$0 \le \frac{p}{mc} \le \sqrt{\left(1+\frac{e\Phi}{mc^2}\right)^2 - 1}.$$

Следовательно, вместо поправки к концентрации электронов (5) следует брать

$$\Delta n = \int\limits_0^{p_{\max}} f_{MJB} d\vec{p} = \int\limits_0^{p_{\max}} f_{MJB}(p) 4\pi p^2 dp,$$

$$\frac{\Delta n}{n_0} = \frac{\theta^2 e^F}{K_2(1/\theta)} \int\limits_0^{\sqrt{F^2+2\frac{F}{\theta}}} s^2 e^{-\sqrt{\frac{1}{\theta^2}+s^2}} ds = \frac{\theta^2 e^F}{K_2(1/\theta)} \int\limits_{\frac{1}{\theta}}^{F+\frac{1}{\theta}} z\sqrt{z^2-\frac{1}{\theta^2}} e^{-z} dz, \qquad (7)$$

где $s = p/mc\theta$, а $z^2 = s^2 + 1/\theta^2$ – удобная подстановка. Интеграл (7) аналитичен, когда одновременно $\theta \gg 1$ и $F \gg 1/\theta$. Когда амплитуда солитона мала $F \ll 1/\theta$, тогда имеем примерно

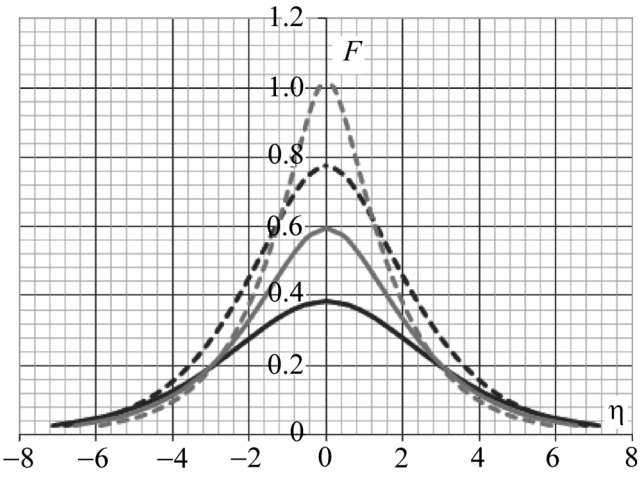
$$\frac{\Delta n}{n_0} \approx \frac{\theta^2}{K_2(1/\theta)}\left(\frac{1}{\theta}+\frac{F}{2}\right)\sqrt{\frac{F}{\theta}} e^{F/2-1/\theta} = \frac{\theta^{3/2} e^{-1/\theta}}{K_2(1/\theta)}\left(\frac{1}{\theta}+\frac{F}{2}\right)\cdot\left(1+\frac{F}{2}+\frac{F^2}{8}+...\right)\sqrt{F}.$$

И тогда аналитически вычислим интеграл от поправки к концентрации в (6):

$$\frac{1}{n_0}\int\limits_{F_m}^{F} \Delta n dF' \approx \frac{e^{-\frac{1}{\theta}}\sqrt{\theta}}{K_2(1/\theta)}\left\{\sqrt{F'}e^{\frac{F'}{2}}[\theta(F'-3)+2] + i\sqrt{2\pi}\left(1-\frac{3}{2}\theta\right)\text{erf}\left(i\sqrt{\frac{F'}{2}}\right)\right\}\Bigg|_{F_m}^{F}.$$

Далее, как и в нерелятивистском случае [2], задачу можно решить только численно из (6). Разложение (4) и (7) по степеням $F$ в нулевом приближении даёт КдВ-подобное уравнение:

$$\frac{d^2F}{d\eta^2} = F\left(1-\frac{1}{q^2}\right) + B\sqrt{F}, \text{ где } B = \frac{\sqrt{\theta}}{K_2(1/\theta)} e^{-1/\theta} \approx_{\theta\to 0} \sqrt{\frac{2}{\pi}}.$$



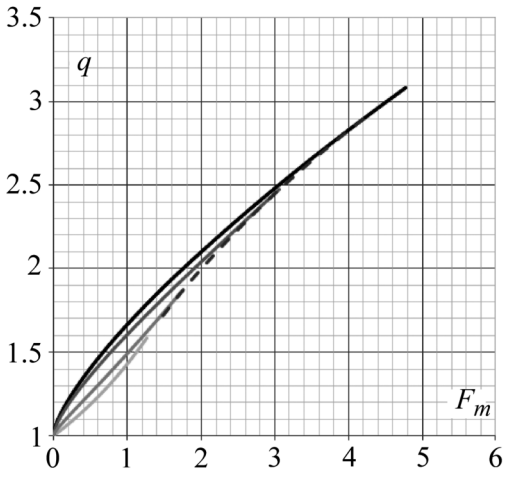




Рис. 1: *Решения уравнения* (6) *с поправкой* (7) *при* $q = 1.3$ *(сплошные) и* $q = 1.5$ *(пунктиры):* $\theta = 0.1$ *– тёмно-серые кривые,* $\theta = 0.8$ *– светло-серые кривые.*

Рис. 2: *Зависимости* $q$ *от* $F_m$*, сверху вниз от черного к светло-серому: солитон Гуревича* [2]; $\theta = 0.1$; $\theta = 0.8$*; солитон Сагдеева* [1]. *Пунктир –* $q_{cr}(F_{cr})$.

*Солитон в плазме с релятивистскими электронами.* Уединённые решения (6) (рис. 1) на бесконечности ограничены $dF/d\eta|_{\eta\to\pm\infty} = 0$ и, более того, выходят на нуль $F|_{\eta\to\pm\infty} = 0$. Поэтому из (6) находим связь между $q$ и $F_m$ (рис. 2):

$$q^2 = \frac{\left(\mathrm{e}^{F_{m(cr)}} - 1 + \frac{1}{n_0}\int\limits_{F_m}^{0} \Delta n dF'\right)^2}{2\left(\mathrm{e}^{F_m(cr)} - F_m - 1 + \frac{1}{n_0}\int\limits_{F_m}^{0} \Delta n dF'\right)}. \tag{8}$$

Как и в нерелятивистском случае [1, 2], здесь число Маха $q$ принимает не любые значения. Критическая амплитуда (и соответствующее ей число Маха) с учётом (8) находится из условия

$$e\Phi_{cr} = \frac{Mu^2}{2},\ v_s = \sqrt{T_e/M} \to \mathrm{e}^{F_{m(cr)}} - 2F_{cr} - 1 + \frac{1}{n_0}\int\limits_{F_{cr}}^{0} \Delta n dF' = 0.$$

В отличие от нерелятивистского случая, теперь критическое число Маха (рис. 3) и поправка к концентрации электронов (7) параметризованы температурой $\theta$, то есть солитоны с одинаковым $q$, но разной $\theta$ уже не конгруэнтны друг другу (рис. 1). Нетрудно

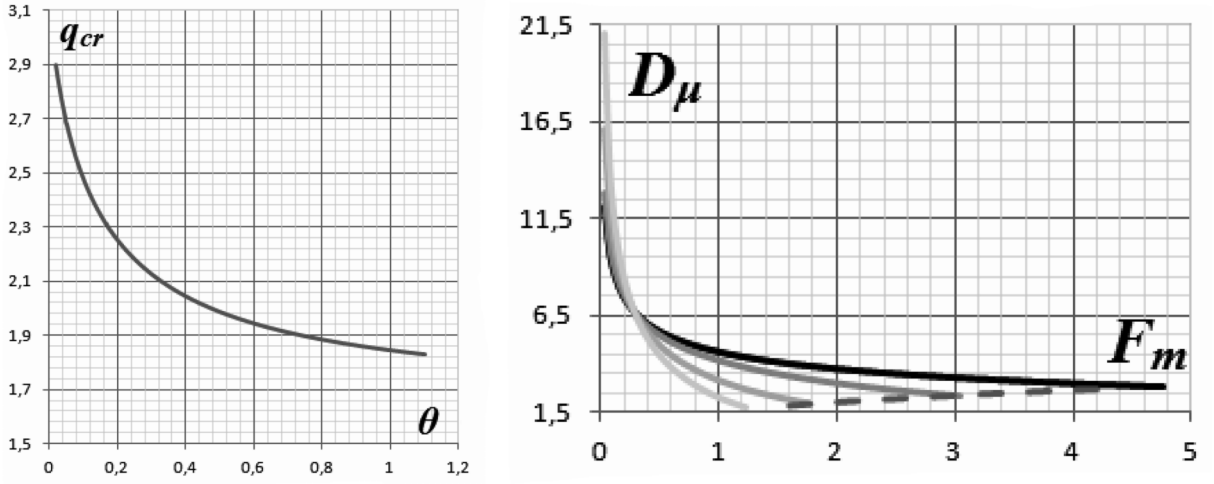



Рис. 3: *Зависимость критического числа Маха $q_{cr}$ от электронной температуры $\theta$.*

Рис. 4: *Зависимости $D_\mu$ от $F_m$, от черного к светло-серому: солитон Гуревича* [2]*; $\theta = 0.1$; $\theta = 0.8$; солитон Сагдеева* [1]*. Пунктир – $D_\mu(F_{cr})$.*

заметить, что фактор

$$\gamma = \left[1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2\right]^{-1/2} \equiv \left(1 - \frac{m\theta}{M}q^2\right)^{-1/2}$$

при $q_{cr}$ в водородной плазме, даже если $\theta = 10$, отличается от 1 менее чем на 1%. Следовательно, сделанное вначале предположение о близости $\gamma$ к 1 оправдывает запись (1).

Разделяя переменные и численно интегрируя (6), не составляет большого труда построить графики зависимости эффективной ширины солитона $D_\mu$, взятой на половине амплитуды от $F_m$ (рис. 4), и сравнить их с результатами [1, 2].

*Выводы.* В модели плазмы с холодными ионами свойства точно рассчитанного ионно-звукового солитона радикально различаются в присутствии классических и релятивистских электронов. В последнем случае два солитона с одним и тем же числом Маха $q$ являются подобными, если и только если одинакова электронная температура $\theta$ в их плазмах. При этом от $\theta$ зависит критическое значение $q_{cr}$ (рис. 3). Другим отличием от классического случая [2] является тот факт, что связь между $q$ и $F_m$ становится аналитической лишь при малой амплитуде солитона $F_m \ll 1/\theta$, либо когда одновременно $\theta \gg 1$ и $F \gg 1/\theta$. Пучок графиков $q(F_m)$ расположен в области между решениями А. В. Гуревича [2] и Р. З. Сагдеева [1] (рис. 2). Повышение $\theta$ при фиксированной амплитуде солитона $F_m$ приводит к обеднению солитона электронами. В то же время, в

ультрарелятивистском пределе чем выше $\theta$, тем менее точна система (1), и графики $q(F_m)$ не могут слиться с найденным Р. З. Сагдеевым.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

[1] Р. З. Сагдеев, *Вопросы теории плазмы. Выпуск 4.* Под ред. М. А. Леонтовича (М., Атомиздат, 1964), с. 20.

[2] А. В. Гуревич, ЖЭТФ **53**(3), 953 (1968).

[3] А. Ф. Александров, А. А. Рухадзе, *Лекции по электродинамике плазмоподобных сред* (М., Изд. МГУ, 1999), с. 320, 325.

[4] А. И. Ахиезер (ред.), *Электродинамика плазмы* (М., Наука, 1974), с. 406.

[5] А. Ф. Александров, А. А. Рухадзе, *Лекции по электродинамике плазмоподобных сред: Неравновесные среды* (М., Изд. МГУ, 2002), с. 205.

[6] F. Jüttner, Annalen der Physik **339**(5), 856 (1911).

Поступила в редакцию 9 марта 2016 г.
После переработки – 2 декабря 2016 г.

УДК 520.8, 520.87, 520.872

# СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РАБОТЫ АЛГОРИТМОВ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ ПРОГРАММНЫХ ПАКЕТОВ ASL И CASA

В. А. Зуга, А. Г. Рудницкий, С. Ф. Лихачев

*В статье представлен краткий обзор программного пакета Astro Space Locator (ASL), разработанного Астрокосмическим Центром ФИАН. Данный программный пакет предназначен для обработки радиоинтерферометрических наблюдений. Приведены результаты сравнения работы алгоритмов восстановления изображения программ ASL и CASA. Для сравнения использовались данные наблюдений эффекта гравитационного линзирования, полученные на телескопе ALMA.*

**Ключевые слова**: радиоастрон, РСДБ, гравитационные линзы, радиоинтерферометрия.

*Введение.* В рамках создания и запуска миссии “Радиоастрон” в Лаборатории математических методов обработки данных Астрокосмического центра ФИАН, был разработан программный пакет Astro Space Locator (ASL) [1] для посткорреляционной обработки и анализа данных, полученных с помощью радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ). Наземно-космический радиоинтерферометр “Радиоастрон” – 10-метровый космический радиотелескоп – был запущен в июле 2011 года для проведения радиоинтерферометрических наблюдений на сверхдлинных проекциях базы [2]. ASL является универсальным программным пакетом для редактирования и посткорреляционной обработки данных, а также для восстановления изображений источников на основе РСДБ наблюдений. В работе приводятся результаты сравнения алгоритмов восстановления изображений программных пакетов ASL и CASA [3]. В качестве данных, с помощью которых выполнялся сравнительный анализ, выступают наблюдения двух гравитационных линз со сложной пространственной структурой. Эти данные были получены с помощью наземного телескопа ALMA.

Астрокосмический центр ФИАН, 117997 Россия, Москва, Профсоюзная ул., д. 84/32; e-mail: vzuga@asc.rssi.ru, arud@asc.rssi.ru, slikhach@asc.rssi.ru.

*Обзор программного пакета ASL.* Программный комплекс ASL ориентирован на обработку массивов коррелированных данных, полученных по методу апертурного синтеза в варианте радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ), включая вариант наземно-космического РСДБ. Метод апертурного синтеза в рассмотренном варианте основан на измерениях функции видности интерференционных лепестков от удаленных несвязанных между собой телескопов. ASL предоставляет возможность пользователю выполнять операции синтеза лепестков и усреднения (оценка функции видности), визуального редактирования данных, одномерной сигнальной обработки данных (для каждой базы телескопов, частоты и поляризации), амплитудной калибровки, фазовой и амплитудной само калибровки. Комплекс позволяет провести все основные процедуры синтеза изображений, включая нахождение главного решения, методы очистки и самокалибровки, а также предоставлять промежуточные и окончательные результаты обработки в табличном и графическом виде. ASL является набором исполняемых подпрограмм, каждая из которых выполняет определенные функции:

1. ASL Imager – интерактивная программа восстановления изображений,
2. ASL Editor – интерактивный редактор РСДБ наблюдений,
3. ASL CalEdit – интерактивный редактор калибровочных данных формата ANTAB,
4. ASL Model – подпрограмма моделирования и симуляции РСДБ наблюдений,
5. Подпрограмма первичного поиска интерференционных лепестков,
6. Подпрограмма компенсации остаточных задержек fringe-fitting,
7. Подпрограмма калибровки данных РСДБ наблюдений (включает в себя: амплитудную, фазовую, bandpass калибровки и др.),
8. Подпрограмма многочастотного синтеза изображений,
9. Подпрограммы временного и частотного усреднения,
10. Подпрограммы конвертации данных: из формата UVX в IDI-FITS, из IDI-FITS в UVX, из UVF в UVX и наоборот.

Основным рабочим форматом всего комплекса является формат UVX. При этом существует полная совместимость с форматами международного стандарта коррелированных РСДБ данных IDI-FITS и UVF путем их конвертации в формат UVX с использованием соответствующих подпрограмм пакета.

*Данные.* Для сравнительного анализа алгоритмов восстановления изображения программных пакетов CASA и ASL были выбраны данные наблюдений двух гравитационых линз на телескопе ALMA. Гравитационные линзы являются отличным инструментом для сравнения качества работы подобных алгоритмов, так как имеют

сложную пространственную структуру с мелкими деталями. Откалиброванные данные двух экспериментов были скачаны из архива ALMA: 2011.0.00476.S (PI: G. Orellana) и 2011.0.00539.S (PI: D. Riechers). В первом эксперименте наблюдался источник HATLAS J142935.3–002836 (H1429–0028) – яркая субмиллиметровая галактика (SMG) с координатами $\alpha = 14^h\ 29^m\ 35.25^s$ (прямое восхождение, эпоха J2000.0), $\delta = -00^\circ\ 28'\ 35.5''$ (склонение, эпоха J2000.0), которая была отобрана для наблюдений по результатам обзора Herschel-ATLAS [4]. Наблюдения проводились на центральной частоте 243 ГГц. Целью этих наблюдений было подтвердить тот факт, что галактика является гравитационной линзой, а также исследовать ее свойства. В результате было установлено, что система состоит из спиральной галактики-линзы (красное смещение $z = 0.218$) и источника на заднем плане ($z = 1.027$) с приливным хвостом как у галактики Антенн [5]. Второй эксперимент является серией наблюдений различных галактик, отобранных по результатам обзора гравитационных линз, выполненного с помощью космической обсерватории Herschel [6]. Из этого эксперимента был выбран источник HADFS01 с координатами $\alpha = 04^h\ 41^m\ 53.88^s$ и $\delta = 54^\circ\ 03'\ 51.83''$ (эпоха J2000.0), как наиболее интересный с точки зрения наличия сложной пространственной структуры. Наблюдения этого источника выполнялись на частоте 336 ГГц.

*Процедура сравнения.* Процедура сравнения состояла из нескольких этапов:

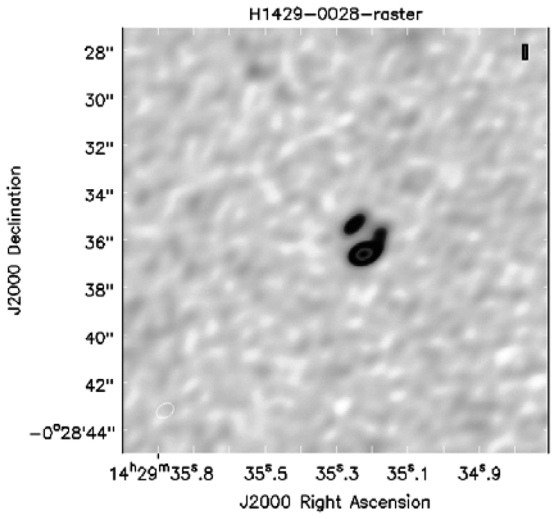
1. Восстановление изображений источников с помощью алгоритма CLEAN в ASL;

2. Восстановление изображений источников с помощью алгоритма CLEAN в CASA;

3. Вычисление разностной карты между изображением, полученным в ASL и изображением, полученным в CASA.

Были восстановлены изображения обоих источников в ASL и CASA с помощью алгоритма CLEAN [7]. Параметры CLEAN выбирались таким образом, чтобы минимизировать разницу в интегральном потоке от изображений, полученных в ASL и в CASA. Условием было получение значений интегрального потока от источника с расхождением не более 5% между ASL и CASA.

Затем, разностная карта формировалась простым методом вычитания изображения, полученного в CASA, из изображения, полученного в ASL. Восстановленные изображения в формате FITS представляли собой распределение радиояркости источника в янских на заданном поле координатной сетки. Для получения разностной карты вычислялась разница потока в каждой точке этой сетки между изображением, полученным в ASL, и изображением, полученным в CASA.



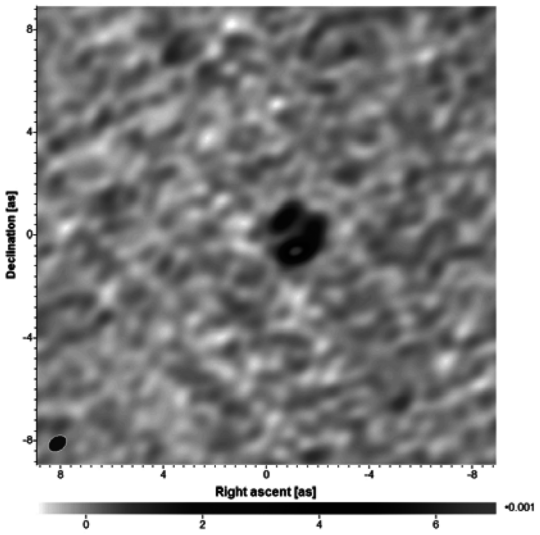




Рис. 1: *Изображение источника H*1429–0028*, построенное в CASA.*

Рис. 2: *Изображение источника H*1429–0028*, построенное в ASL.*

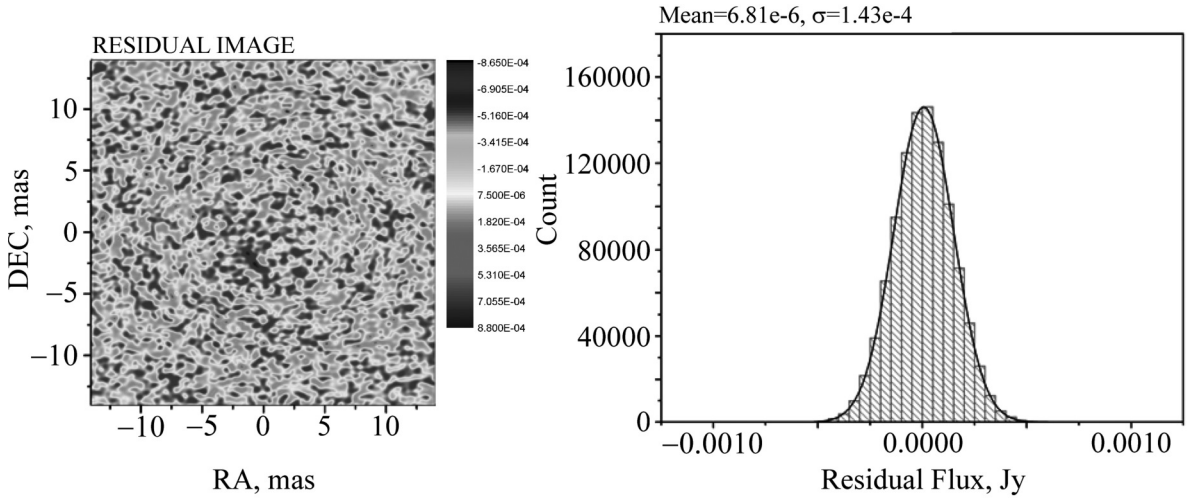



Рис. 3: *Разностная карта.*

Рис. 4: *Статистическое распределение разностной карты.*

*Результаты.* Для источника H1429–0028 были построены карты размером 256 на 256 пикселов с угловым разрешением 0.07 угловых секунд дуги, поток от источника в обоих случаях был порядка 0.01 Ян (рис. 1–4).

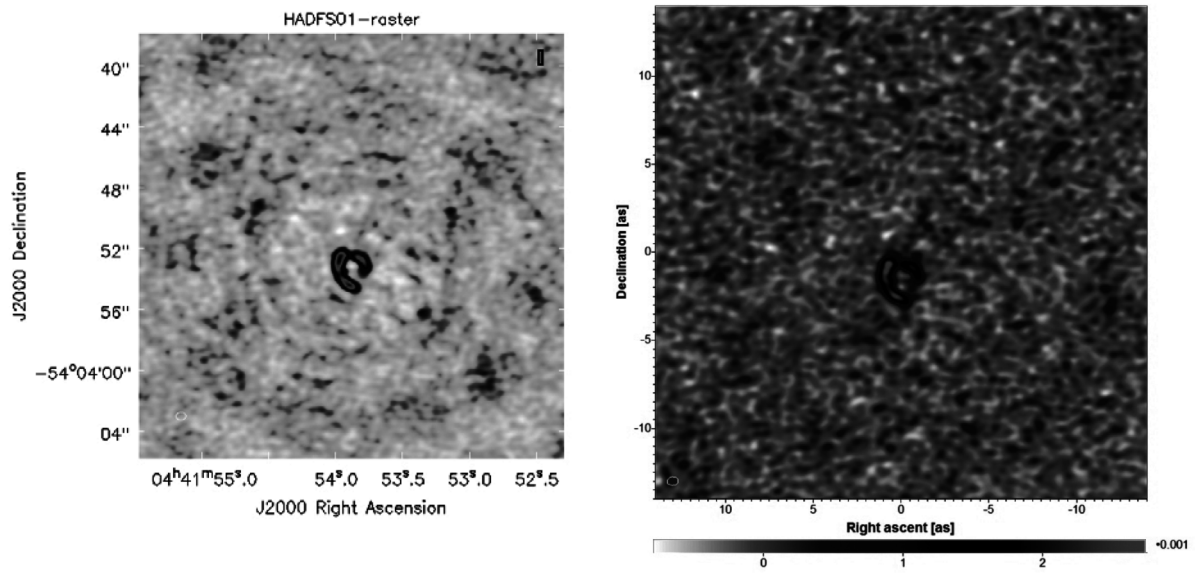



Рис. 5: *Изображение источника HADFS01, построенное в CASA.*

Рис. 6: *Изображение источника HADFS01, построенное в ASL.*

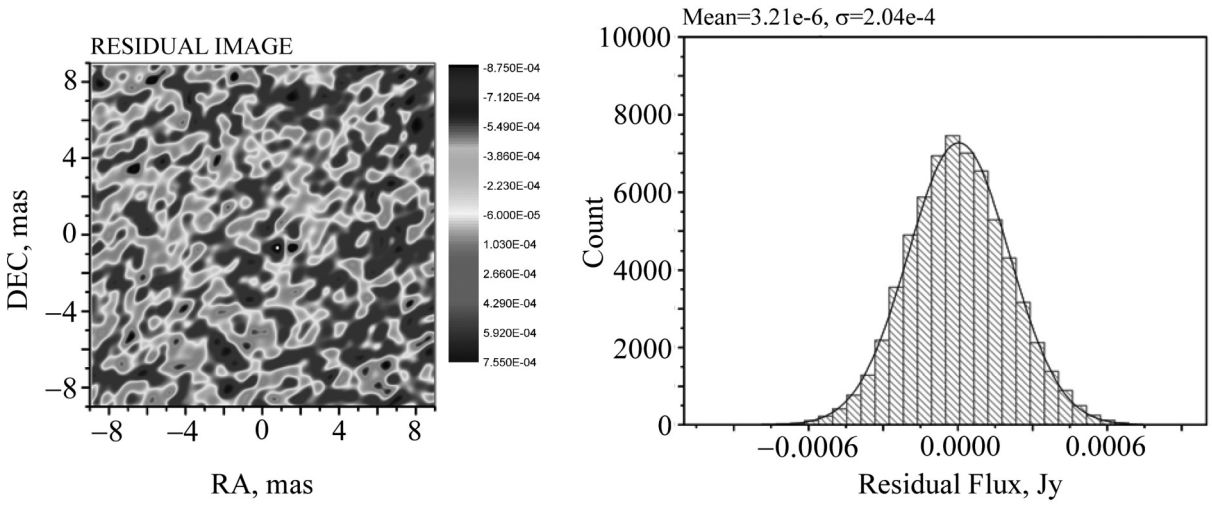



Рис. 7: *Разностная карта.*

Рис. 8: *Статистическое распределение разностной карты.*

Для источника HADFS01 были построены карты размером 1024 на 1024 пикселов с угловым разрешением 0.02737 угловых секунд дуги, поток от источника в обоих случаях был порядка 0.018 Ян (рис. 5–8).

Распределение радиояркости полученных разностных карт хорошо аппроксимируется функцией Гаусса. Это означает, что разностная карта содержит только шумовую составляющую, а исходные изображения (как в ASL, так и в CASA) были восстановлены с максимально возможной точностью. Для каждого источника были получены: среднее значение потока разностной карты и среднеквадратичное отклонение разностной карты. Для источника H1429–0028 – среднее значение составило $\langle a \rangle = 6.81 \cdot 10^{-6}$ Ян, а среднеквадратичное отклонение $\sigma = 1.43 \cdot 10^{-4}$ Ян, для источника HADFS01 – среднее значение составило $\langle a \rangle = 3.21 \cdot 10^{-6}$ Ян, среднеквадратичное отклонение $\sigma = 2.04 \cdot 10^{-4}$ Ян. Величина среднего значения потока для разностных карт находится на уровне ошибок измерений и составил $a \approx 1\%$ от интегрального потока исходных восстановленных изображений. Таким образом, можно сделать вывод о том, что программный пакет ASL дает сопоставимые результаты с CASA при восстановлении изображений методом CLEAN. ASL является современным и актуальным средством обработки РСДБ наблюдений как для уже существующих и функционирующих наземных и космических проектов, так и для таких перспективных проектов, как наземный РСДБ проект Event Horizon Telescope (EHT) [8] и космическая обсерватория миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов “Миллиметрон”, разрабатываемая под руководством Астрокосмического центра ФИАН [9].

*Заключение.* Показано, что программный пакет ASL может быть использован для восстановления изображений таких протяженных объектов, как гравитационные линзы, которые имеют сложную пространственную структуру. Для объектов данного класса особенно важна возможность точного восстановления таких деталей изображения, как, например, кольца Эйнштейна–Хвольсона.

Данная статья частично основана на результатах, полученных на обсерватории ALMA. Следующие данные использовались в настоящей статье: ADS/JAO.ALMA#2011.0.00476.S (PI G. Orellana) и 2011.0.00539.S (PI D. Riechers). ALMA является партнером ESO, NSF (США) и NINS (Япония), а также NRC (Канада), NSC и ASIAA (Тайвань), и KASI (Южная Корея), в сотрудничестве с Республикой Чили. Объединенная обсерватория ALMA находится под управлением ESO, AUI/NRAO и NAOJ.

The National Radio Astronomy Observatory (NRAO) является обсерваторией National Science Foundation, и действует в соответствии с договором о сотрудничестве Associated Universities, Inc (AUI).

Программный пакет ASL был разработан в Астрокосмическом Центр ФИАН в Лаборатории математических методов обработки данных.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

[1] Программный пакет Astro Space Locator: http://asc-lebedev.ru/index.php?dep=6&page=2
[2] N. S. Kardashev et al., Astronomy Reports **57**(3), 153 (2013).
[3] J. P. McMullin, B. Waters, D. Schiebel, et al., CASA Architecture and Applications, Proceedings of XVI Astronomical Data Analysis Software and Systems Conference, ASP Conference Series, **376**, 127 (2007).
[4] S. Eales, L. Dunne, D. Clements, et al., Publications of the Astronomical Society of Pacific **122**(891), 499 (2010).
[5] Hugo Messias, Simon Dye, Neil Nagar, et al., Astronomy & Astrophysics **568**, Article ID A92, 20 (2014).
[6] Asantha Cooray, Jae Calanog, Julie L. Wardlow, et al., Astrophysical Journal, **790**(1), Article ID 40, 10 (2014).
[7] J. A. Högbom, Astronomy and Astrophysics Supplement **15**, 417 (1974).
[8] Проект Event Horizon Telescope: http://www.eventhorizontelescope.org/
[9] Проект “Миллиметрон”: http://www.millimetron.ru/

Поступила в редакцию 22 декабря 2015 г.

УДК 537.186.2

# НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ УГЛОВОЙ РАСХОДИМОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ, ОТРАЖЕННЫХ И ПРЕЛОМЛЕННЫХ ФОЛЬГОЙ

А. В. Серов[1], И. А. Мамонов[2], А. В. Кольцов[1]

*Экспериментально измерена горизонтальная и вертикальная угловая расходимость пучка релятивистских электронов, пересекающих фольгу и отраженных фольгой. Исследовано влияние угла между электронным пучком и плоскостью фольги на интенсивность и угловую расходимость пучков. Изучалось взаимодействие частиц с фольгой из меди толщиной* 50 *мкм и алюминия толщиной* 200 *мкм. В качестве источника электронов использовался микротрон с энергией частиц* 7.4 *МэВ.*

**Ключевые слова**: релятивистские электроны, фольга, преломление, отражение.

*Введение.* Настоящая работа является продолжением выполненных ранее измерений пространственных распределений релятивистских электронов, падающих на фольгу под малыми углами к ее поверхности [1, 2]. В этих работах было исследовано влияние материала фольги, ее толщины и угла инжекции на направление движения как отраженного пучка, так и пучка, пересекающего фольгу. В данной работе измерены зависимости интенсивности, а также угловой расходимости отраженного и преломленного пучков от угла между направлением движения падающего пучка и плоскостью пересекаемой поверхности.

*Методика эксперимента.* Электроны с энергией 7.4 МэВ выводились из микротрона вдоль продольной оси $z$ в атмосферу через алюминиевую фольгу. Выведенный пучок проходил через свинцовый коллиматор толщиной 50 мм с пролетным отверстием диаметром 3 мм. За коллиматором располагалась фольга, которую можно было поворачивать относительно вертикальной оси $y$, изменяя угол $\alpha$ между траекторией инжектируемого пучка и поверхностью фольги. При падении на фольгу электронный поток рас-

[1] ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр., 53; e-mail: serov@x4u.lebedev.ru.

[2] НИЯУ МИФИ, 115409 Россия, Москва, Каширское ш., 31; e-mail: ilyha.mamonov@gmail.com.

щеплялся: часть частиц пересекала мишень, образуя преломленный пучок, другая часть отражалась от мишени, формируя отраженный пучок. При этом преломленный и отраженный пучки отклонялись от направления движения падающего пучка. За направление движения пучка принималось то направление, под которым угловое распределение электронов имеет максимум. Углом преломления $\theta_d$ считался угол между направлением первоначального движения (ось $z$) и направлением движения пучка, пролетевшего через фольгу, углом отражения $\varphi_r$ – угол между плоскостью мишени и направлением отраженного пучка. На расстоянии $L = 150 - 250$ мм от коллиматора располагалась многопроволочная пропорциональная камера, позволявшая измерять горизонтальное и вертикальное распределения электронов в плоскости, перпендикулярной первоначаль-

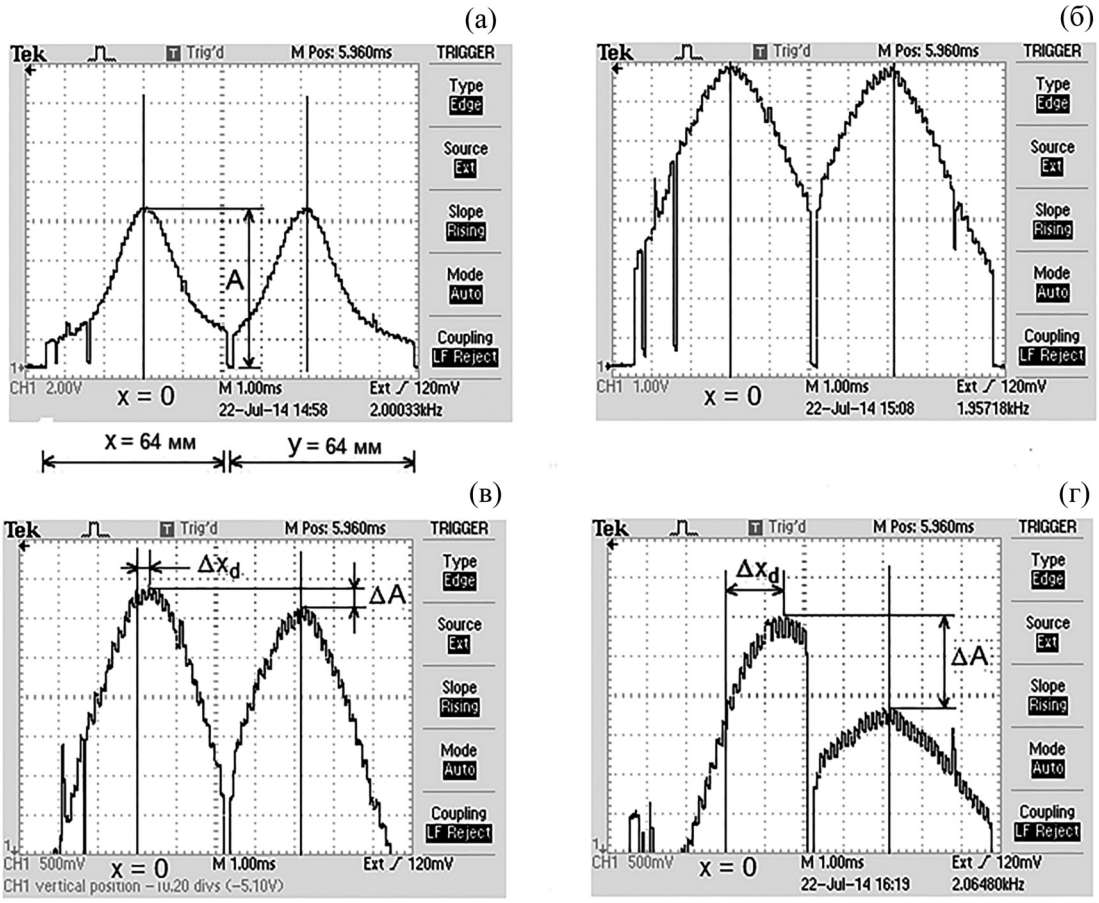



Рис. 1: *Распределения плотности электронов в поперечном сечении пучка. Пучок на выходе из коллиматора (а), пучок пересекает фольгу под углом* $\alpha = 90°$ *(б),* $\alpha = 45°$ *(в),* $\alpha = 10°$ *(г). Фольга – медь толщиной* 50 *мкм.* $L = 150$ *мм.*

ному направлению движения пучка. Регистрирующая поверхность пропорциональной камеры имела размеры 64×64 мм$^2$. Сигнал пропорциональной камеры подавался на осциллограф.

На рис. 1 приведены осциллограммы сигналов. Первый импульс осциллограмм описывает горизонтальное распределение плотности электронов (распределение в плоскости угла инжекции $\alpha$), второй – вертикальное. Ширина каждого импульса по основанию соответствует расстоянию 64 мм вдоль горизонтальной оси $x$ для первого импульса и вдоль вертикальной оси $y$ для второго. На рисунке тонкой вертикальной чертой показано положение оси инжектируемого пучка, буквой А обозначена амплитуда импульса, описывающего горизонтальное распределение частиц. Все осциллограммы получены при одном и том же положении пропорциональной камеры, расположенной на расстоянии $L = 150$ мм от коллиматора. На рис. 1(а) показаны распределения выведенного из микротрона и прошедшего через коллиматор пучка, рис. 1(б) – распределения, когда выведенный пучок пересекает фольгу из меди толщиной $\delta = 50$ мкм, расположенную перпендикулярно траектории инжектированных частиц, рис. 1(в) – фольга расположена под углом $\alpha = 45°$ к траектории падающего пучка, а рис. 1(г) – под углом $\alpha = 10°$.

Осциллограммы позволяют определить поперечные размеры пучка $(w_x, w_y)$ и положение его оси. При вычислении ширины пучка $w_x$ и $w_y$ предполагалось, что поперечные распределения частиц в пучке являются гауссовскими. Угловая расходимость пучка определялась по формуле $\Delta\theta = \mathrm{arctg}(w/2L)$. Изменения распределения плотности позволяют вычислить угловой разброс, вносимый в пучок мишенью, и оценить отношение потоков падающих, отраженных и преломленных частиц.

Видно, что пучок, выходящий из коллиматора, имеет осесимметричное распределение плотности (рис. 1(а)). Сравнение рисунков показывает, что пересечение фольги под углом $\alpha = 90°$ (рис. 1(б)) приводит к увеличению угловой расходимости пучка, но положение оси пучка не изменяется, и распределение плотности остается осесимметричным. Уменьшение угла инжекции до $\alpha = 45°$ (рис. 1(в)) вызывает смещение оси пучка на детекторе в горизонтальной плоскости на расстояние $x_d$, т.е. направление движения изменяется на угол $\theta_d = \mathrm{arctg}(x_d/L)$. Кроме того, уменьшается на величину $\Delta A$ амплитуда импульса, описывающего распределение электронов по вертикали. Это указывает на то, что угловая расходимость пучка в вертикальной плоскости $\Delta\theta_y$ становится больше расходимости в горизонтальной плоскости $\Delta\theta_x$. Таким образом, пересечение фольги под углом вызывает изменение направления движения преломленного пучка и нарушает осевую симметрию распределения частиц. При инжекции под углом

$\alpha = 10^\circ$ (рис. 1(г)) направление движения преломленного пучка изменяется на бóльший угол, и увеличивается разность между вертикальной и горизонтальной расходимостью пучка. Из осциллограмм, представленных на рис. 1, следует, что положение максимума вертикального распределения частиц не изменяется.

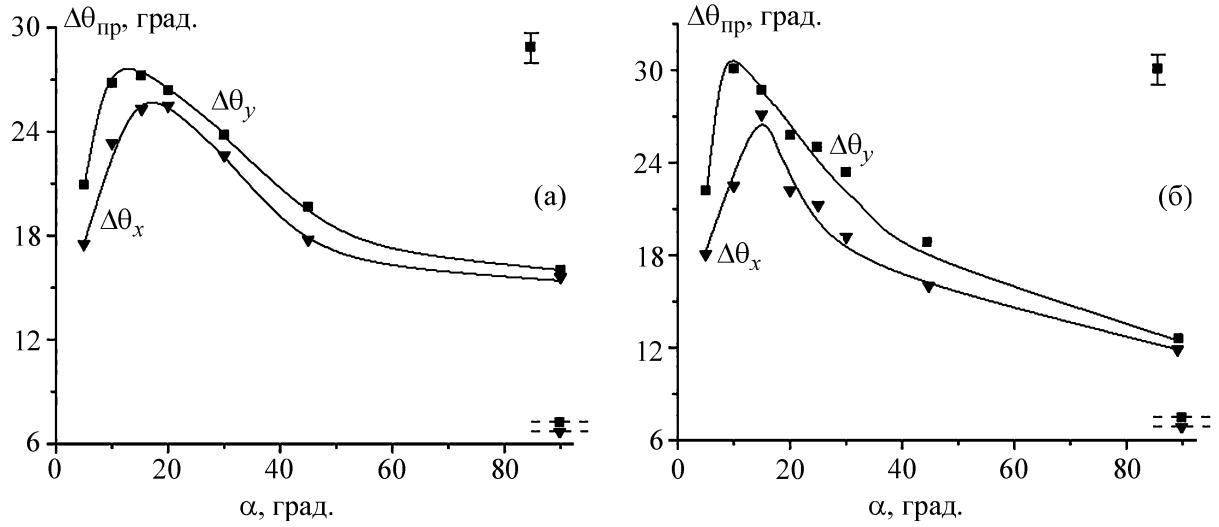



Рис. 2: *Зависимость угловых расходимостей преломленного пучка* $\Delta\theta_x$ *и* $\Delta\theta_y$ *от угла инжекции* $\alpha$. *Медь толщиной* 50 *мкм (а), алюминий толщиной* 200 *мкм (б).*

*Обсуждение экспериментальных данных.* В проведенных экспериментах в большом интервале изменения угла инжекции $\alpha$ получены поперечные распределения плотности преломленных и отраженных пучков. На основании этих распределений построены зависимости угловой расходимости пучка в горизонтальной $\Delta\theta_x$ и вертикальной $\Delta\theta_y$ плоскостях от угла инжекции $\alpha$. На рис. 2 показаны зависимости $\Delta\theta_x(\alpha)$ и $\Delta\theta_y(\alpha)$ пучков, пересекающих фольгу из меди, толщиной $\delta = 50$ мкм (рис. 2(а)) и фольгу из алюминия толщиной $\delta = 200$ мкм (рис. 2(б)). В правом нижнем углу рисунков пунктиром показаны начальные расходимости пучка, выходящего из коллиматора $\Delta\theta_x$ и $\Delta\theta_y$. В правом верхнем углу на этом и остальных рисунках показан характерный масштаб погрешности измерений. Видно, что после взаимодействия с фольгами расходимость пучков увеличивается в несколько раз. Кривые, описывающие зависимость угловой расходимости пучка от угла инжекции, имеют характерную колоколообразную форму с резким подъемом при малых углах и пологим спадом при увеличении угла инжекции $\alpha$.

Такой характер зависимости объясняется влиянием двух факторов, определяющих движение электронов в фольге. С одной стороны, уменьшение угла инжекции $\alpha$ вызывает увеличение длины пути, проходимого частицей в фольге, и, следовательно, увели-

чивает число рассеяний, которые испытывает частица. Это приводит к росту угловой расходимости. С другой стороны, увеличение расходимости пучка приводит к тому, что увеличивается число частиц, отражаемых поверхностью, т.е. частиц, вылетающих из фольги в полупространство, из которого происходит инжекция. В результате при малых углах инжекции пучок, пересекающий фольгу, уменьшает интенсивность и свой угловой разброс.

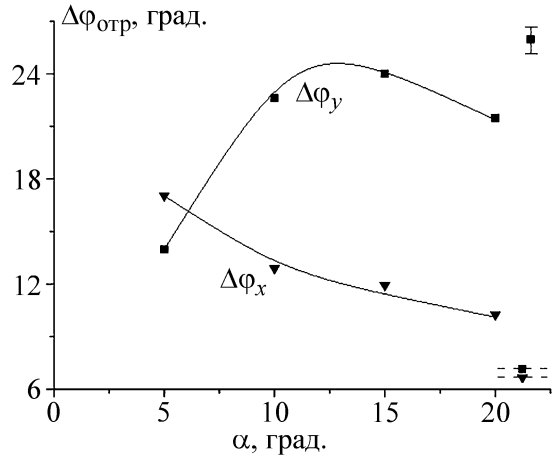



Рис. 3: *Зависимость угловых расходимостей отраженного пучка* $\Delta\varphi_x$ *и* $\Delta\varphi_y$ *от угла инжекции* $\alpha$*. Медь толщиной* 50 *мкм.*

На рис. 3 представлены зависимости угловой расходимости отраженного пучка от угла инжекции $\Delta\varphi(\alpha)$. Видно, что в отличие от пучка, пересекающего фольгу, зависимости угловой расходимости отраженного пучка в горизонтальной $\Delta\varphi_x(\alpha)$ и вертикальной $\Delta\varphi_y(\alpha)$ плоскостях имеют существенно различный характер. При уменьшении угла инжекции расходимость в горизонтальной плоскости растет, а в вертикальной плоскости падает.

Влияние угла инжекции на амплитуды импульсов, описывающих горизонтальное распределение электронных пучков, как преломленных $A_{пр}$, так и отраженных фольгой $A_{отр}$, иллюстрирует рис. 4. За единицу плотности принята максимальная плотность пучка на выходе из коллиматора. Представленные результаты были получены в измерениях, выполненных на медной фольге толщиной 50 микрон. Из рисунка следует, что уменьшение угла инжекции приводит к снижению максимальной плотности преломленного пучка и к росту максимальной плотности отраженного пучка.

Во всех проведенных экспериментах использовались достаточно тонкие фольги, в которых поглощение падающих частиц материалом мишени было незначительным. Из-

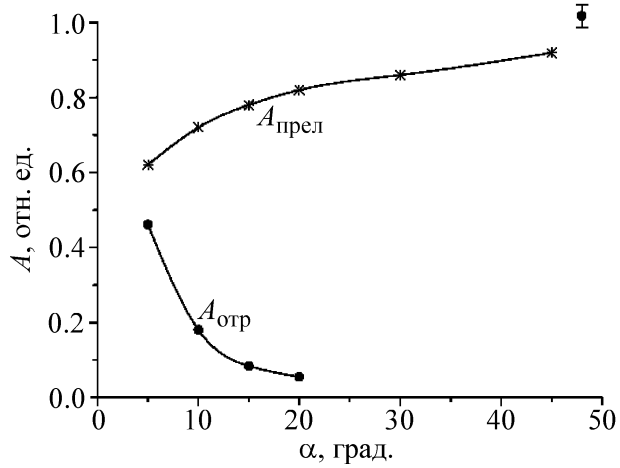



Рис. 4: *Зависимость максимальной плотности преломленного* $A_{прел}$ *и отраженного* $A_{отр}$ *пучка от угла инжекции* $\alpha$. *Медь толщиной* 50 *мкм.*

мерения показали, что при углах инжекции в диапазоне $5^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$ полное число частиц, вылетающих из фольги (пересекающих + отраженных), изменяется на 5 процентов.

*Заключение.* Исследовано влияние направления инжекции на угловую расходимость релятивистского электронного пучка, пересекающего фольгу и пучка, отражаемого фольгой. Угловые расходимости преломленных пучков резко возрастают при малых углах инжекции и плавно спадают при увеличении угла инжекции. Такие зависимости характерны как для горизонтальной (в плоскости угла инжекции $\alpha$), так и для вертикальной расходимости преломленного пучка. Причем во всем диапазоне изменений угла инжекции расходимость пучка в вертикальной плоскости $\Delta\theta_y(\alpha)$ выше расходимости в горизонтальной $\Delta\theta_x(\alpha)$. В отраженных пучках, в отличие от преломленных, зависимости горизонтальной $\Delta\varphi_x(\alpha)$ и вертикальной $\Delta\varphi_y(\alpha)$ расходимости от угла инжекции существенно отличаются.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

[1] А. В. Кольцов, А. В. Серов, Письма в ЖЭТФ **99**(1), 6 (2014).

[2] А. В. Кольцов, И. А. Мамонов, А. В. Серов, Письма в ЖЭТФ **101**(7), 486 (2015).

Поступила в редакцию 2 июля 2015 г.

С О Д Е Р Ж А Н И Е

*А. С. Насибов, К. В. Бережной, М. Б. Бочкарев, А. Г. Садыкова, С. А. Шунайлов, М. И. Яландин.* Эффективность лазерного излучения полупроводниковой мишени газового диода в пикосекундном диапазоне ..... 3

*Д. Н. Габышев, А. А. Рухадзе.* Сильно нелинейный ионно-звуковой солитон с релятивистскими электронами ..... 9

*В. А. Зуга, А. Г. Рудницкий, С. Ф. Лихачев.* Сравнительный анализ работы алгоритмов восстановления изображения программных пакетов ASL и CASA 15

*А. В. Серов, И. А. Мамонов, А. В. Кольцов.* Некоторые закономерности угловой расходимости релятивистских пучков электронов, отраженных и преломленных фольгой ..... 22

Корректор *Т. В. Алексеева*

**Контактные телефоны редакции:**
(499) 132-6411, (499) 132-6137, (499) 783-3640;
Факс: (499) 783-3643; e-mail: pavel@sci.lebedev.ru

Подписано в печать 16.01.2017 г. Формат 84x108/16. Печать офсетная. П.л. 1,75.
Тираж 250 экз. Заказ № 2. Цена договорная.

**Адрес редакции:** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН.
119991 Москва, Ленинский проспект, 53