

# Хе-лазер с накачкой быстрыми электронами, генерируемыми в барьерном разряде

А.В.Азаров, С.В.Митько, В.Н.Очкин

*Предложен и разработан компактный импульсный генератор пучка электронов килоэлектронвольтового диапазона энергий на основе открытого барьерного разряда в плотном газе. В созданной экспериментальной установке наблюдается устойчивое горение разряда в широком диапазоне давлений вплоть до атмосферного. При умеренных давлениях газа ( $\sim 5 - 20$  Тор) наблюдается эффективная генерация электронного пучка с плотностью тока  $\sim 1$  А/см<sup>2</sup> при площади разряда  $\sim 100$  см<sup>2</sup>. Энергия электронов при этом составляет  $\sim 2 - 10$  кэВ. Частота следования импульсов может варьироваться от 10 Гц до 10 кГц без изменения параметров электронного пучка. При инжекции электронного пучка в нейтральный газ получена генерация на переходах атома Хе в области 2 мкм. Выходная мощность лазерного излучения составила  $\sim 0.22$  мВт/кГц.*

**Ключевые слова:** лазер с накачкой электронным пучком, открытый генератор пучка электронов.

## 1. Введение

В ряде плазменных технологий выгодно использовать электроны с энергиями, превышающими среднюю энергию электронов в самостоятельном разряде. Это особенно важно при повышенных плотностях плазмобразующего газа для обеспечения однородности и устойчивости среды, эффективности возбуждения электронных уровней частиц и ионизации.

В литературе обсуждаются два метода генерации быстрых электронов. В первом – электроионизационном методе – сформированный в вакуумной электронной пушке пучок инжектируется в газ через разделительную фольгу [1, 2]. Во втором методе (методе открытого разряда) пучок генерируется непосредственно в открытом разряде рабочего газа между металлическим катодом и близко расположенным (менее 1 мм) перфорированным анодом [3–5].

Как правило, в электронной пушке формируются пучки с энергиями  $\sim 100 - 200$  кэВ. Хотя столь высокие энергии непосредственно и не требуются для достижения упомянутых целей, их целесообразно использовать при возбуждении больших объемов плотных газов, когда важна большая длина пробега электронов. Достоинства таких пучков проявляются при необходимости их инжекции через фольгу, которая, как правило, малопрозрачна для электронов с меньшими энергиями. Однако если протяженность среды относительно невелика, то последнее обстоятельство становится неоправданным техническим ограничением, что стимулирует поиски более прозрачных при меньших энергиях электронов материалов, используемых для изготовления разделительных элементов. Из последних достижений отметим работу [6], где описана керамическая мембрана из нитрида кремния

толщиной 300 нм с поглощением менее 10 % для электронов с энергией  $\sim 10$  кэВ. При ширине 0.7 мм и длине 40 мм такая мембрана выдерживает перепад давлений до 2 атм. Средний ток пучка, однако, не превышал 5 мА/см<sup>2</sup>, что было обусловлено разрушением мембраны при ее нагреве.

Метод открытого разряда исследован меньше электроионизационного. Он позволяет получать пучки с энергиями 1–10 кэВ при плотности тока 1–100 А/см<sup>2</sup>. Однако область устойчивости открытого разряда ограничена небольшими давлениями рабочего газа. Наибольшие предельные давления наблюдаются в гелии и составляют  $\sim 20$  Тор в непрерывном режиме и  $\sim 100$  Тор в импульсном (см. также [7, 8]). При больших давлениях (или приложенных напряжениях) происходит переход разряда в дуговую фазу. По нашему мнению, природа этих ограничений связана с высокой проводимостью металлического катода. Флуктуационное увеличение локальной проводимости вблизи какой-либо точки возле поверхности катода (микропробой катодного слоя) ведет к падению потенциала всей поверхности и к развитию неустойчивости.

Для решения этой проблемы в настоящей работе исследуется импульсная генерация пучка электронов в барьерном разряде, электродная система которого представляет собой совокупность последовательно расположенных металлического катода, диэлектрика (барьер) и перфорированного металлического анода. Для проверки эффективности предложенной нами схемы были проведены эксперименты по получению лазерной генерации на переходах  $5d[3/2]_1^0 - 6p[3/2]_1$  ( $\lambda = 2.03$  мкм) и  $5d[3/2]_1^0 - 6p[1/2]_0$  (2.65 мкм) атомарного ксенона. Выбор этой среды связан с тем, что (в соответствии с моделью [9]) инверсия в ксеноне возникает с участием трехчастичных соударений и электрон-ионной рекомбинации, для чего требуется эффективная ионизация в газе повышенной плотности.

В работе [10] диэлектрические барьеры, расположенные между катодом и сетчатым анодом, также стабили-

зируют горение разряда. Однако существенное отличие генератора электронного пучка, предложенного в настоящей работе, заключается в том, что диэлектрик не только стабилизирует горение разряда, но и является источником электронов; тем самым снимается ограничение на минимальную энергию электронов, необходимую для преодоления барьера.

## 2. Экспериментальная установка, методика

### 2.1. Схема установки

В описываемых экспериментах генератор пучка электронов реализован в коаксиальной геометрии. Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Разрядная камера 1 представляла собой керамическую трубку длиной 21 см с внутренним диаметром 20 мм и толщиной стенки 2 мм. Диэлектрическая проницаемость используемой керамики  $\epsilon = 4$ . На внешнюю поверхность трубки наклеивалась медная фольга 2, служащая одним из электродов разряда. Заземленный цилиндрический анод 3 длиной 18 см изготавливался из стальной сетки с размером ячейки  $2 \times 2$  мм. Ускорительный промежуток между внутренней поверхностью керамической трубки и анодом составлял около 1.5 мм. Медные втулки 4 приклеивались к торцам керамической трубки и служили в качестве опоры анодной сетки, а также для откачки и запуска газа. На торцах втулок размещались кварцевые выходные окна 5, расположенные под углом Брюстера к оси трубки. Разрядная камера помещалась в плоскопараллельный резонатор, образованный глухим золотым зеркалом 6 и полупрозрачным выходным зеркалом 7 с коэффициентом отражения 60 % на длине волны 2 мкм. Мощность лазерного излучения регистрировалась с помощью измерителя мощности ИМО-2 8. При измерении распределения мощности генерации по выходной апертуре вместо калориметра использовался фотодиод PD25-02 с диаметром чувствительного элемента 0.3 мм. Распределение видимого свечения по сечению камеры фиксировалось цифровой фотокамерой. Ток разряда измерялся поясом Роговского 9 с временным разрешением 5 нс, определяемым осциллографом 10. Эксперименты велись со смесью  $\text{He} : \text{Xe} = 30 : 1$  и в чистом гелии.

Энергия запасалась в емкости, образованной стенкой разрядной камеры и анодной сеткой. Зарядка камеры осуществлялась с помощью резонансного контура, со-

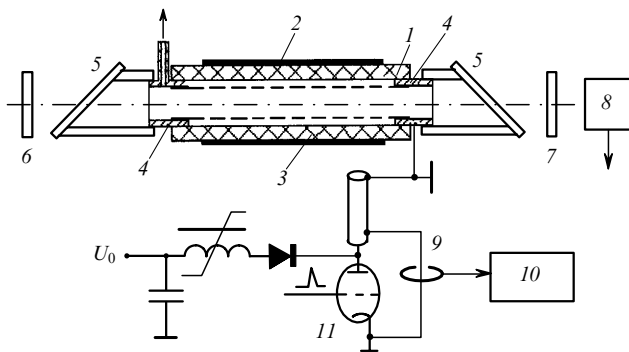


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

1 – разрядная камера; 2 – медная фольга; 3 – анодная сетка; 4 – медные втулки; 5 – кварцевые пластины; 6 – золотое зеркало; 7 – диэлектрическое зеркало; 8 – измеритель мощности ИМО-2; 9 – поясок Роговского; 10 – осциллограф TDS-410A; 11 – тиратрон ТГИ1-100/8.

стоящего из емкости камеры и дросселя с насыщающим сердечником и начальной индуктивностью 20 Гн. Благодаря наличию диода Д1008 напряжение заряда емкости камеры  $U_c$  равнялось удвоенному напряжению питания. Частоты следования разрядных импульсов  $f$  варьировались в диапазоне 0.01 – 10 кГц, а напряжение питания  $U_0$  – в диапазоне 0 – 6 кВ.

Разряд емкости камеры происходил при открытии тиратрона. В промежутке диэлектрик – анод зажигался разряд, в катодном слое которого происходило ускорение электронов; часть из них инжектировалась в пространство за анодом по направлению к оси камеры и возбуждала рабочий газ. Частота повторения импульсов  $f$  ограничивалась не зарядным контуром, а временем деионизации тиратрона. При зарядном напряжении  $U_c = 5 - 6$  кВ частота  $f = 10$  кГц, при  $U_c = 3$  кВ – 40 кГц.

### 2.2. Определение тока разряда и напряжения на ускорительном промежутке

При наличии диэлектрического барьера непосредственное измерение тока разряда  $J_d$  и падения напряжения  $U$  на ускорительном промежутке невозможны. Они могут быть получены только путем пересчета, исходя из измеряемого с помощью пояса Роговского тока  $J_m$ , емкости  $C_c$  камеры 1, емкости  $C_e$ , образованной фольгой 2 и анодной сеткой 3 при наличии диэлектрика между ними (см. рис.1), а также емкости  $C_v$  – суммы емкостей соединительных кабелей и  $C_c$ . Измерение этих емкостей в условиях нашего эксперимента дало  $C_c = 210$  пФ,  $C_e = 45$  пФ,  $C_v = 79$  пФ.

Анализ эквивалентной электрической цепи разряда приводит к следующим соотношениям между наблюдаемым током  $J_m$  и величинами  $U$  и  $J_d$ , справедливыми при условии полного разряда конденсатора  $C_v$  к моменту зажигания разряда  $t_d$ .

Для момента времени перед зажиганием разряда ( $t < t_d$ )

$$U = (1 - C_e/C_c) \int_0^t J_m dt / C_v, \quad J_d = 0. \quad (1)$$

Для момента времени после зажигания разряда ( $t > t_d$ )

$$U = (1 - C_e/C_c) \int_0^{t_d} J_m dt / C_v - \int_{t_d}^t J_m dt / C_c, \quad (2)$$

$$J_d = \frac{J_m}{(1 - C_e/C_c)}.$$

Максимальное напряжение на разрядном промежутке  $U_{\max} = U_c(1 - C_e/C_c)$ , вектор напряженности электрического поля направлен от анода к диэлектрику. Соотношения (1), (2) использовались при интерпретации экспериментальных осциллограмм тока.

## 3. Экспериментальные результаты

### 3.1. Электрические характеристики разряда

Типичные осциллограммы напряжения на ускорительном промежутке  $U(t)$  и тока разряда  $J_d(t)$ , а также временная зависимость мощности генерации  $P(t)$ , полученные при  $U_c = 11.3$  кВ и  $f = 1$  кГц в лазерной смеси  $\text{He} : \text{Xe} = 30 : 1$  при давлении  $p = 7.4$  Тор, приведены на рис.2. Временная зависимость мощности генерации измерялась непосредственно, а напряжение на ускорите-

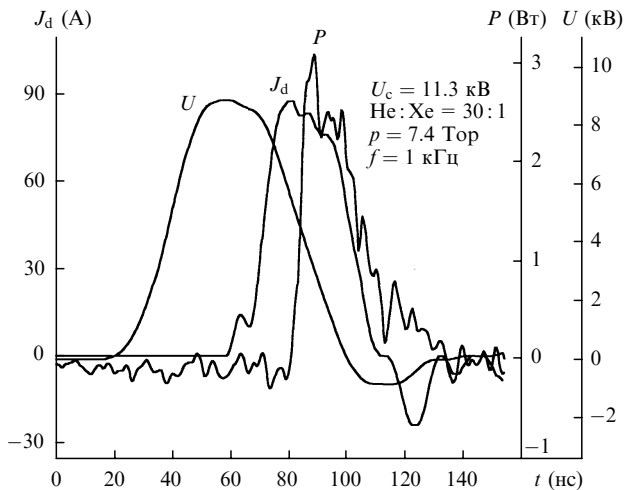


Рис.2. Осциллограммы напряжения  $U$ , тока разряда  $J_d$  и импульса лазерной генерации  $P$  при разряде в лазерной смеси.

льном промежутке и ток разряда вычислялись согласно соотношениям (1), (2) по осциллограмме наблюдаемого тока  $J_m$  и напряжению заряда камеры  $U_c$ . Данные соотношения справедливы при условии полного разряда конденсатора  $C_v$  к моменту зажигания разряда  $t_d$ ; в этом случае на осциллограмме тока  $J_m$  наблюдаются две полуволны.

Первая полуволна, возникающая непосредственно после открытия тиратрона, связана с разрядом емкостей соединительного кабеля и составного конденсатора, образованного камерой и ускорительным промежутком. Вторая полуволна соответствует разряду в промежутке диэлектрик 1 – анод 3 (рис.1). Время  $t_d$  определялось как задержка второй полуволны относительно первой. В условиях эксперимента наблюдаемый ток разделялся на две полуволны при  $p < 9$  Тор. Максимальное напряжение на ускорительном промежутке составило  $\sim 9$  кВ, что соответствует  $U_{max} \approx 0.8U_c$  (см. п.2.2). Длительность фронта импульса напряжения, определяемая временем разряда емкости соединительных кабелей, составила  $\sim 50$  нс. Максимальный ток разряда достигал  $\sim 87$  А при длительности импульса по основанию  $\sim 60$  нс.

Моменту максимума тока соответствует напряжение  $\sim 5$  кВ (т. е.  $\sim U_{max}/2$ ). Это соотношение между напряжением на ускорительном промежутке в момент максимума тока и максимальным напряжением сохраняется для любого напряжения заряда  $U_c$  и частот следования разрядных импульсов во всем исследованном диапазоне 10 Гц – 10 кГц. При  $p > 9$  Тор полуволны на осциллограмме измеренного тока сливались, а при  $p > 30$  Тор в условиях наших экспериментов разряд зажигался на фронте импульса приложенного напряжения, что делало невозможным нахождение тока разряда и напряжения на разрядном промежутке по измеренному току  $J_{max}$ .

Приведенные на рис. 2 осциллограммы напряжения на разрядном промежутке  $U$  и тока разряда  $J_d$  имеют скорее оценочный характер, т. к. при их расчете неизбежны погрешности, связанные со сглаживанием шумов на осциллограмме наблюдаемого тока  $J_m$  и с погрешностью численного интегрирования.

### 3.2. Видимое свечение газа

Интегральные по времени экспозиции видимого свечения, возбуждаемого пучком быстрых электронов в

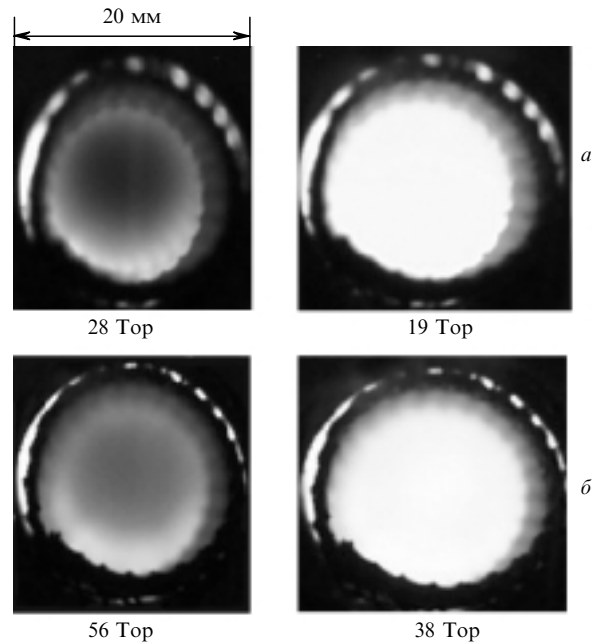


Рис.3. Свечение смеси He:Xe = 30:1 (a) и He (б), возбуждаемых электронным пучком при различных давлениях

объеме лазерной камеры при напряжении заряда  $U_0 = 5$  кВ и  $f = 1$  кГц и разных давлениях рабочей смеси, приведены на рис.3. Видно, что в лазерной смеси при  $p = 28$  Тор и в гелии при  $p = 56$  Тор электроны производят заметное возбуждение на расстоянии  $\sim 5$  мм от сетки. С понижением давления диаметр темной области в центральной части камеры уменьшается, распределение интенсивности свечения по диаметру камеры становится однородным. При более высоком давлении видна только светящаяся полоска между стенкой камеры и анодом-сеткой, соответствующая разряду в ускорительном промежутке. Отметим, что разряд в ускорительном промежутке продолжает устойчиво гореть при повышении давления до 740 Тор как в гелии, так и в смеси He – Xe.

### 3.3. Характеристики лазера на Хе

Лазерные характеристики исследовались в режиме без прокачки газа. Рабочая смесь готовилась непосредственно в рабочей камере перед каждой серией экспериментов. Лазерная кювета откачивалась до давления  $\sim 10^{-2}$  Тор, после чего производился напуск ксенона при давлении 10 Тор и гелия при парциальном давлении 300 Тор. Полученная смесь откачивалась до необходимого давления.

При напряжении заряда 5–6 кВ и частоте повторения импульсов до 10 кГц лазерная генерация наблюдалась в диапазоне давлений 5–30 Тор. Средняя мощность генерации практически не менялась в течение  $\sim 20$  мин после включения разряда. Затем происходило медленное уменьшение мощности, связанное с загрязнением рабочей смеси вследствие большого количества клеёных соединений в лазерной кювете. Генерация полностью прекращалась примерно через 1 ч непрерывной работы лазера при  $f = 1$  кГц. Типичная осциллограмма мощности лазерной генерации  $P(t)$  показана на рис.2.

Лучшие результаты были получены при давлении смеси  $p = 18$  Тор и максимальном напряжении на разрядном промежутке  $U_{max} = 4.8$  кВ. Зависимость средней мощности генерации  $P$  от частоты следования разряд-

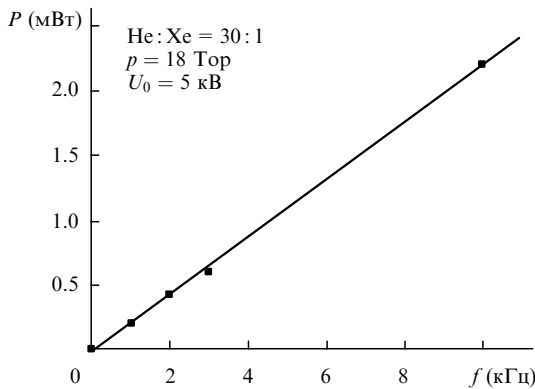


Рис.4. Зависимость средней мощности лазерной генерации  $P$  от частоты следования разрядных импульсов  $f$ .

ных импульсов  $f$  в этих условиях представлена на рис.4. Виден линейный рост средней мощности с увеличением частоты. При максимальной частоте  $f = 10$  кГц, ограничиваемой устойчивой работой тиратрона, мощность генерации составляла 2.2 мВт, пиковое значение мощности равнялось  $\sim 15$  Вт. Распределение средней мощности генерации по выходной апертуре лазера было практически постоянным.

#### 4. Обсуждение результатов

Для эффективного возбуждения газа быстрыми электронами с использованием открытого разряда в качестве генератора пучка требуется решение двух задач.

Во-первых, надо реализовать устойчивое горение разряда в ускорительном промежутке. В данной работе это достигается с помощью барьерного разряда, сохраняющего, как отмечено выше, устойчивость при давлении газа до атмосферного в описанных условиях. Такой результат принципиально важен, поскольку демонстрирует возможность создания электронного пучка при давлениях газа, которые по меньшей мере на порядок превышают максимальные давления, достигаемые в открытом разряде с металлическими электродами [3–5].

Во-вторых, необходимо обеспечить эффективное возбуждение активной среды по всей длине камеры ускоренными в открытом разряде электронами (в наших экспериментах длина канала была  $\sim 1$  см).

Длина пробега  $R$  электронов с энергиями килоэлектронвольтового диапазона может быть оценена с помощью известного выражения [11, 12]

$$R = 2.4 \times 10^{-6} \frac{E^2}{\rho}, \quad (3)$$

где  $R$  – пробег электрона в веществе в см;  $E$  – энергия электрона в кэВ;  $\rho$  – плотность вещества в г/см<sup>3</sup>. Применительно к гелию выражение (3) принимает вид

$$pR = 10E^2, \quad (4)$$

для исследованной нами лазерной смеси Хе : Не = 1 : 30

$$pR = 5E^2, \quad (5)$$

где  $p$  – давление газа в торрах. Из выражений (4) и (5) видно, что при одинаковых давлении газа и начальной энергии пучка пробег электронов в гелии в два раза боль-

ше, чем в лазерной смеси. Этим объясняется подобие картин пространственного распределения свечения газа на рис.3, полученных при одинаковых электрических характеристиках разряда, но при давлении гелия, в два раза превышающем давление лазерной смеси.

Рассмотрим условия оптимального энерговклада для исследованной нами лазерной смеси. Уменьшение давления газа при фиксированном напряжении разряда ведет к увеличению пробега быстрых электронов и к более однородному возбуждению объема лазерной камеры только до определенного предела. Когда пробег  $R$  становится больше диаметра камеры  $D$ , часть энергии пучка выносятся за пределы области накачки и попадает на стенку лазера. Таким образом, условие оптимального энерговклада эквивалентно равенству (5), где  $R \sim D$ .

Оценим среднюю энергию  $E$  пучка быстрых электронов в условиях нашего эксперимента. Как следует из [5] и наших предварительных экспериментов, форма импульса тока быстрых электронов полностью воспроизводит форму импульса тока в ускорительном промежутке. Из данных п.3.1. следует, что напряжение на разрядном промежутке в момент максимума тока составляет половину максимального реализуемого напряжения  $U_{\max}$ . Поэтому можно принять, что большинство быстрых электронов имеет энергию  $E \sim U_{\max}/2$ , т.е. условием оптимальной накачки является

$$pD \sim 5(U_{\max}/2)^2. \quad (6)$$

Определим оптимальное с точки зрения пространственной однородности и потерь энергии электронов в объеме давление лазерной смеси, которого следует ожидать согласно формуле (6) для условий проведения лазерных экспериментов (п.3.3). Подстановка в (6) значений  $D \sim 2$  см и  $U_{\max} = 4.8$  кВ дает  $p_{\text{opt}} \sim 14.5$  Тор. Учитывая приближенный характер проведенных оценок, полученное значение находится в удовлетворительном соответствии с экспериментальным результатом, составившим 18 Тор.

#### 5. Выводы

Таким образом, высказанные во Введении соображения о возможности импульсного возбуждения плотного газа широкоапертурным электронным пучком, инжектируемым из барьерного разряда, подтверждены экспериментально. Продемонстрирована эффективное возбуждение как видимого свечения, так и инфракрасной лазерной генерации на переходах ксенона. Обнаружена устойчивость барьерного разряда площадью  $\sim 100$  см<sup>2</sup> в коротком ( $\sim 1.5$  мм) промежутке при давлении инертных газов и их смесей вплоть до атмосферного. Последнее открывает возможности для дальнейшей многопараметрической оптимизации условий возбуждения (частоты и напряжения в генераторе электронов, материала диэлектрического барьера, состава и давления газов, геометрии камеры возбуждения и генератора пучка).

Очевидно, что разработанный генератор пучка электронов может быть полезен как в лазерной, так и в плазменных технологиях.

Работа частично поддержана программой «Интеграция» (проект УНЦ «Фундаментальная оптика и спектроскопия»), РФФИ (грант № 02-02-81008) и НАТО (грант № 978204).

1. Басов Н.Г., Беленов Э.М., Данилычев В.А. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **20**, 421 (1971).
2. Завьялов М.А., Крейнфельд Ю.Е., Новиков А.А. и др. *Плазменные процессы в технологических электронных пушках* (М.: Энергоатомиздат, 1989, с. 256).
3. Бохан П.А., Закревский Д.Э. *Письма в ЖТФ*, **28**, 74 (2002).
4. Сорокин А.З. *ЖТФ*, **68**, № 3, 33 (1998).
5. Колбычев Г.В., Самышкин Е.А. *Квантовая электроника*, **10**, 437 (1983).
6. Ulrich A., Niebl C., Tomizawa H., et al. *J. Appl. Phys.*, **86**, 3525 (1999).
7. Азаров А.В., Митько С.В., Очкин В.Н., Витteman В.Я. *Тезисы XXVII Звенигородской конф. по физике плазмы и УТС* (Звенигород, Россия, 2000, с.236).
8. Акишев Ю.С., Дятко Н.А., Напартович А.П., Перетягко П.И. *ЖТФ*, **59**, № 8, 14 (1989).
9. Илюхин Б.И., Очкин В.Н., Цхай С.Н. и др. *Квантовая электроника*, **25**, 512 (1998).
10. Королёв В.С., Мальцев А.Н. *Известия вузов. Сер. Физика*, № 2, 7 (1992).
11. Кюри М. *Радиоактивность* (М.-Л.: ОГИЗ, 1947, с.60).
12. В сб. *Диагностика плазмы*. Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда (М.: Мир, 1967, с.453).