

ОСОБЕННОСТИ ДУГОВЫХ РАЗРЯДОВ, ПРИМЕНЯЕМЫХ ДЛЯ ИНВЕРСИИ НАСЕЛЕННОСТЕЙ В ЛАЗЕРАХ НА ИОНАХ ArII И ArIII

А.Г. Мальцев, И.А. Мальцев

Белорусский национальный технический университет,
Минск, Республика Беларусь
e-mail: regphys@yandex.ru; ia-maltsev@yandex.ru

Исследованы вольтамперные характеристики дуговых разрядов газовых лазеров на ионах ArII и ArIII. Экспериментально и теоретически выявлены некоторые особенности поведения электропроводности плазмы η^{-1} . Показано, что увеличение тока дугового разряда с уменьшением поддерживающего разряд напряжения характеризует резкое возрастание электропроводности плазмы и является противоположной закономерностью стандартной вольтамперной характеристики. Такое нестандартное поведение электропроводности плазмы может служить показателем разрушающейся конструкции лазера.

Ключевые слова: аргоновый ионный лазер, электропроводность плазмы, вольт-амперная характеристика.

FEATURES OF ARC DISCHARGES APPLIED TO POPULATION INVERSION IN LASERS ON ArII AND ArIII IONS

A.G. Maltsev, I.A. Maltsev

Belarusian National Technical University, Minsk, Republic of Belarus
e-mail: regphys@yandex.ru; ia-maltsev@yandex.ru

The paper considers current-voltage characteristics of arc discharges in gas lasers on ArII and ArIII ions. Some peculiarities of electrical conductivity of plasma η^{-1} are identified, both theoretically and experimentally. It is shown that as you increase the current of arc discharge while decreasing the supporting discharge voltage, the electrical conductivity of plasma rises sharply. It is a contrary regularity of the standard current-voltage characteristics. Such a deviation from the standard electrical conductivity of plasma is likely to be an indicator of deteriorating laser design.

Keywords: argon ion laser, electrical conductivity of plasma, current-voltage characteristics.

Введение. Впервые генерация лазерного излучения на ионах ArII была получена в 1966 г. Гордоном, Лабудой, Бриджесом, что вызвало большой интерес к ионным лазерам, как наиболее перспективным источникам непрерывного излучения в сине-зеленой области оптического спектра. Генерация была получена в кварцевой разрядной трубке. Для осуществления дугового газового разряда использовались оксидные катоды с током $I \approx 15$ А и давлением наполнения лазера аргоном около 0,5 мм рт. ст. При длине кварцевой разрядной трубки $l = 20$ см и ее диаметре 2,5 мм мощность излучения составляла 150 мВт. В дальнейших исследованиях постоянно увеличивали разрядный ток, а кварцевую трубку длиной $l = 30$ см и диаметром 2,5 мм помещали в продольное магнитное поле $H \cong 1000$ Э. При этом мощность излучения

равнялась 4 Вт. Для трубки длиной $l = 46$ см и диаметром 4 мм мощность излучения лазера на ионах ArII была доведена до 8,5 Вт [1]. При разрядных токах $I = 30$ и 45 А указанные кварцевые трубки разрушались.

Во время работы дугового разряда давление газа вдоль оси трубки значительно меньше, чем в холодных частях лазера [2], а средняя длина свободного пробега ионов сравнима с радиусом разрядной трубки. Ускоренные дуговым разрядом ионы ArII с энергиями в десятки электрон-вольт бомбардируют стенки трубки. Такая ионная бомбардировка определяет верхний предел разрядного тока, который для кварцевой трубки невысок. Экспериментально подтверждено, что коэффициент теплопроводности кварцевой разрядной трубки при интенсивном охлаждении водой не может обеспечить эффективный теплоотвод энергии, выделяемой ионной бомбардировкой, поэтому происходит разрушение трубки.

Следовательно, используя кварцевые разрядные трубки, невозможно получить насыщающие значения токов дуговых разрядов, при которых достигается максимальное значение мощности генерации лазеров на ионах ArII. Для разрядных трубок лазеров на ионах ArII и ArIII применяется керамика на основе оксида бериллия BeO. Согласно справочным данным, коэффициент теплопроводности керамики на основе BeO примерно в 10 раз выше, чем у кварцевого стекла. Лучший коэффициент теплопроводности керамики на основе BeO дает возможность использовать более высокие плотности тока дугового разряда, чем в кварцевых трубках и получать большую выходную мощность излучения лазера на ионах ArII и ArIII. Однако при насыщающих значениях плотности тока дугового разряда керамическая трубка из оксида бериллия BeO имеет небольшой срок службы. Кроме того, полость лазера загрязняется пылеобразным бериллием и становится токсичной, что создает трудности в обслуживании конструкции лазера. При использовании металлов с большим коэффициентом теплопроводности для изготовления разрядных каналов теплоотвод от стенок канала увеличивается настолько, что разрушения разрядных каналов от ионной бомбардировки не происходит. Металлические секционированные трубки с успехом применяются в плазматронах и МГД-генераторах.

В настоящей работе в качестве материала для изготовления разрядных трубок применен алюминий марки АД1, коэффициент теплопроводности которого намного больше, чем у керамики на основе BeO. Алюминий АД1 хорошо обрабатывается механически и является немагнитным материалом. Особенно существенное свойство материала АД1 — возможность покрытия поверхности деталей качественной оксидной пленкой Al_2O_3 методом глубокого анодирования в щавелевой

кислоте. Такая пленка толщиной 100...120 мкм обладает хорошими диэлектрическими свойствами, повышенной прочностью и высокой стойкостью к ионной бомбардировке.

Разрядные трубки собирались из отдельных секций, которые соединялись между собой через кольцевые прокладки из жаростойкой резины. Секционированная разрядная трубка с диэлектрической оксидной пленкой Al_2O_3 позволяет работать с насыщающими значениями разрядных токов. Такие токи, полученные с помощью полых катодов, обеспечивают рекордные мощности непрерывного излучения ионных газовых лазеров в видимом и ультрафиолетовом диапазонах оптического спектра. В работе [3] в режиме свободной генерации в диапазоне длин волн $\lambda = 458 \dots 514,5$ нм получена мощность приблизительно 600 Вт, в ультрафиолетовом диапазоне оптического спектра $\lambda = 334 \dots 364$ нм в непрерывном режиме — мощность около 150 Вт. В щелеобразном разрядном канале размером 42×6 мм была осуществлена селекция основной моды TEM_{00} и получена генерация на одной линии $\lambda = 514,5$ нм [4]. Возможность получения при насыщающих значениях тока дугового разряда непрерывного излучения в видимом диапазоне оптического спектра в моде TEM_{00} мощностью 600...1000 Вт описана в работе [4]. Такие мощности можно получить только в металлическом разрядном дуговом канале с надежным диэлектрическим покрытием — пленкой Al_2O_3 .

В данной работе были использованы разрядные каналы круглых сечений диаметрами 7 и 16 мм и канал щелеобразной формы размером 42×6 мм. В связи со спецификой дугового разряда в ионных газовых лазерах необходимо было провести некоторые конструктивные изменения в секциях металлических разрядных трубок. Использование секций с покрытием из Al_2O_3 позволяет охлаждать разрядные трубки обычной проточной водой, устранив при этом шунтирующее влияние воды и электрическую коррозию всей конструкции дугового разрядного канала. Экспериментально были установлены оптимальные длины секций для каждого диаметра разрядного канала. У секций, имеющих длину больше оптимальной для каждого конкретного диаметра, при насыщающих значениях плотности тока дугового разряда быстро выгорало диэлектрическое покрытие Al_2O_3 . В процессе генерации оптического излучения в круглых и щелеобразных разрядных каналах между двумя крайними секциями осуществлялся контроль падения напряжения U_l положительного столба дугового разряда. Показано, что вольтамперная характеристика дугового разряда может быть “индикатором” разрушения конструкции разрядного дугового канала. В процессе разрушения конструкции определяющим фактором является электропроводность плазмы η^{-1} .

Влияние электропроводности плазмы η^{-1} на вольтамперную характеристику дугового разряда.

Вольтамперные характеристики дуговых разрядов имеют растущие значения. Вольтамперная характеристика разрядного канала диаметром 7 мм имеет вид прямой линии и включает значения токов больше насыщающих значений, при которых происходит уменьшение мощности генерации излучения в видимом диапазоне спектра (рис. 1).

Вольтамперные характеристики разрядного канала диаметром 16 мм при разных значениях давления наполнения газом полости лазера имеют некоторое замедление роста напряжения при увеличивающемся значении тока (середина кривой), затем происходит дальнейшее равномерное возрастание кривой (рис. 2, а) [5].

Электрофорез, характерный для ионных газовых лазеров, в большей мере проявлялся в щелеобразном разрядном канале. Поэтому суммарная площадь обводного канала (отверстия в каждой секции с двух сторон щелеобразного разрядного канала) была максимально увеличена. С помощью отверстий обводного канала выравнивалось давление газа не только вдоль дугового разряда, но и по площади поперечного сечения щели.

В случае разрушения защитного диэлектрического покрытия Al_2O_3 вольтамперные характеристики щелеобразного разрядного канала

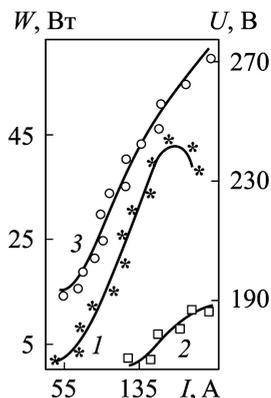


Рис. 1. Зависимость мощности W излучения видимого (1), ультрафиолетового (2) диапазонов излучения и напряжения U (3) от тока I в трубке диаметром 7 мм, $l = 90$ см при давлении $p = 0,7$ тор

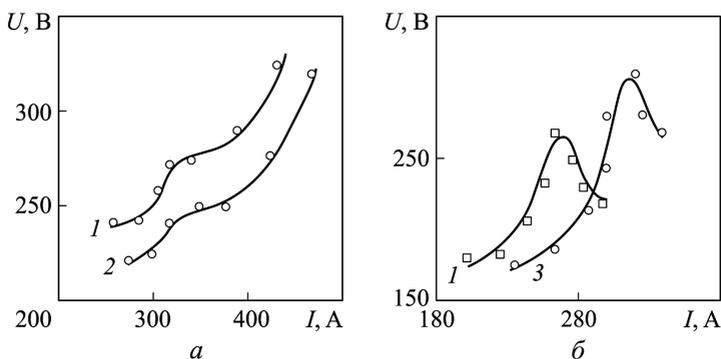


Рис. 2. Вольтамперные характеристики разряда в трубке диаметром 16 мм (а) и в щелеобразном разрядном канале (б) при давлении наполнения газом 0,7 (1), 0,45 (2) и 1,2 (3) тор

имеют ярко выраженные падающие участки (рис. 2, б), которые характеризуют резкое снижение напряжения при одновременном увеличении тока разряда. Изменения тока и напряжения дугового разряда характеризуют увеличение электропроводности плазмы η^{-1} . Выражение для электропроводности имеет вид [6]

$$\eta^{-1} = \frac{n_e e^2}{m_e \sum_j \langle \nu_{ej} \rangle}, \quad (1)$$

где $\langle \nu_{ej} \rangle = N_j \bar{v} \bar{\sigma}_{ej}$; $\bar{v} = \sqrt{\frac{2kT_e}{m_e}}$; индекс “ j ” характеризует сорт взаимодействующих с электроном частиц; $\bar{\sigma}_{ej}$ — транспортное сечение взаимодействия, усредненное по скоростям.

Выражение (1) верно для ряда газов при определенных условиях разряда, но оно не учитывает электрон-электронных столкновений. Общее выражение для электропроводности η^{-1} получено на основе решения кинетического уравнения Больцмана методом Чепмена — Энскога, в котором функция распределения находится в виде последовательных приближений [7]

$$\eta^{-1} = K^{(n)} \frac{e^2 n_e}{m_e \nu_{\text{эф}}}. \quad (2)$$

В выражении (2) электрон-электронные столкновения учитывается кинетическим коэффициентом $K^{(n)}$; $\nu_{\text{эф}} = \nu_{ea}^{\text{эф}} + \nu_{ei}^{\text{эф}}$ — эффективная частота столкновений электрона с тяжелыми частицами.

Точное выражение для электропроводности η^{-1} методом Чепмена — Энскога может быть получено в двух предельных случаях: 1) для слабо ионизированного газа, когда электрон-электронные столкновения не учитываются — теория Лоренца [8]; 2) для полностью ионизированного газа — решение Спитцера [9]. В остальных случаях точного аналитического выражения для электропроводности не существует. В выражении для электропроводности η^{-1} эффективная частота столкновений электронов с атомами записывается как

$$\nu_a = \nu_{ea}^{\text{эф}} = \langle \sigma_{(a)} \rangle N_a \bar{v}, \quad (3)$$

а частота столкновений электронов с ионами — как

$$\nu_i = \nu_{ei}^{\text{эф}} = \langle \sigma_{(i)} \rangle N_i \bar{v}. \quad (4)$$

Используя соотношения (3) и (4), преобразуем выражение (2) к удобному для анализа виду

$$\eta^{-1} = \frac{j}{E} = K^{(n)} \frac{e^2 n_e}{m_e \nu_a (1 + \mathcal{P})} = K^{(n)} \frac{e^2 n_e}{m_e \bar{v} [\langle \sigma_{(a)} \rangle N_a + \langle \sigma_{(i)} \rangle N_i]}, \quad (5)$$

где $\langle \sigma_{(i)} \rangle$, $\langle \sigma_{(a)} \rangle$ — эффективные сечения взаимодействия электронов с ионами и атомами (сечения электропроводности),

$$\mathcal{P} = \frac{\nu_i}{\nu_a} = \frac{\langle \sigma_{(i)} \rangle N_i \bar{v}}{\langle \sigma_{(a)} \rangle N_a \bar{v}}. \quad (6)$$

Выражение (5) позволяет объяснять возникновение отрицательного наклона вольтамперных характеристик (см. рис. 2, б) дуговых разрядов. Основной фактор увеличения электропроводности при возрастании тока — уменьшение числа N_a . Таким образом, участки падающих вольтамперных характеристик при разных значениях давления наполнения полости лазера аргоном (см. рис. 2, б) свидетельствуют об изменении состава плазмы. Изменение состава плазмы в проведенных авторами настоящей статьи экспериментах происходило вследствие разрушения диэлектрического защитного слоя секций разрядного канала лазера. Из секций, изготовленных из алюминия АД1, после разрушения ионной бомбардировкой защитного диэлектрического покрытия Al_2O_3 в дуговой разряд попадают пары алюминия. Потенциал ионизации атомов алюминия Al значительно ниже потенциала ионизации атомов аргона Ar. Поэтому можно предположить, что происходит интенсивное насыщение дугового разряда ионами алюминия Al^{+3} с резким уменьшением концентрации ионов аргона Ar^+ . При этом происходит срыв генерации лазера.

Для щелеобразного разрядного канала без повреждений диэлектрического покрытия Al_2O_3 и, следовательно, без поступления в разряд паров алюминия Al, вольтамперная характеристика дугового разряда имеет вид плавно возрастающей параболы (рис. 3, а). Также с увеличением тока давление в разряде уменьшается и увеличивается температура T_e [6]. Небольшой вклад в увеличение электропроводности η^{-1} могут вносить сечения электропроводности $\langle \sigma_{(i)} \rangle$ и $\langle \sigma_{(a)} \rangle$ вследствие их зависимости от температуры T_e [10]. Величина $K^{(n)}$ изменяется медленно и компенсируется изменением средней скорости электронов \bar{v} . Таким образом, падающие участки кривых (см. рис. 2, б) могут являться показателями разрушающихся в дуговом разряде элементов конструкций разрядных каналов, изготовленных из АД1.

Вольтамперные характеристики без отрицательных участков (см. рис. 1, рис. 2, а, рис. 3) описывают нормальные режимы работы дугового разряда без посторонних примесей. По этим характеристикам анализируются режимы генерации оптического излучения лазеров на ионах ArII. После достижения насыщающих по мощности излучения значений тока I дуговых разрядов и последующего увеличения тока происходит уменьшение мощности излучения лазера (см. рис. 1 и рис. 3, б).

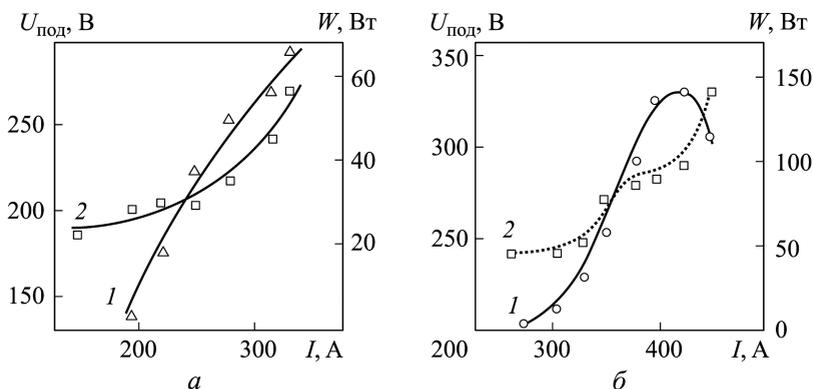


Рис. 3. Зависимости мощности генерации W (1) и поддерживающего напряжения $U_{\text{под}}$ (2) от тока I в щелеобразном разрядном канале (а) и в трубке диаметром 16 мм и длиной 150 см (б) при давлении наполнения газа 0,7 тор

В разрядной трубке диаметром 7 мм с выпукло-вогнутым резонатором максимальная мощность излучения лазера $W = 43$ Вт в режиме TEM_{00} достигалась при $I = 170$ А, при $I = 180 \dots 190$ А наблюдалось снижение мощности [11]. В разрядной трубке диаметром 16 мм максимальная мощность излучения $W = 140$ Вт в видимой области спектра на ионах $ArII$ достигалась при $I = 420$ А, при дальнейшем увеличении тока мощность излучения уменьшалась (см. рис. 3, б) [5, 12]. Таким образом, для разрядных каналов диаметрами 7 и 16 мм наблюдается одинаковая закономерность: после достижения насыщающих значений плотностей тока дуговых разрядов происходит уменьшение мощности видимого диапазона излучения лазеров. Генерация в этих разрядных каналах происходила на пяти линиях: $\lambda = 5145; 4880; 5016; 4965; 4765; 4579 \text{ \AA}$.

Во время генерации на двукратно ионизированных атомах $ArIII$ на основных ультрафиолетовых линиях с длинами волн $\lambda = 3511 \text{ \AA}$ (переход $4s^3S_1^0 - 4p^3P_2$) и $\lambda = 3638 \text{ \AA}$ (переход $4s^1D_2^0 - 4p^1F_3$) в разрядном канале диаметром 7 мм и длиной 90 см насыщения мощности излучения с увеличением тока дугового разряда не наблюдалось. Генерация ультрафиолетового излучения начиналась со значения $I = 120$ А (см. рис. 1), и при токе 210 А мощность излучения составляла 12 Вт. Увеличивать значение тока более 210 А аппаратура не позволяла. Большая часть однократно ионизированных атомов $ArII$ с возрастанием плотности тока разряда переходит в двукратно ионизированное инверсное состояние $ArIII$. В связи с этим после достижения насыщающих значений плотности тока по мощности генерации и при дальнейшем увеличении тока разряда происходит снижение мощности излучения в видимом диапазоне спектра (см. рис. 1 и рис. 3, б).

Влияние ионизации на распределение атомов в дуговом разряде низкого давления теоретически рассмотрено в работе [13]. С увеличением тока разряда возрастает температура всех частиц в плазме. Давление газа по оси разряда падает и создается благоприятное условие для перехода атомов в ионы. В режиме генерации в дуговом разряде длина пробега атомов сравнима с радиусом разрядной трубки R , поэтому время пролета атомов составляет $\tau_{\text{пр}} \approx R/\bar{v}_a$.

Сечения ионизации σ_i обеспечивают в рассматриваемых условиях время ионизации атома $\tau_i \approx (n_e \bar{v} \langle \sigma_i \rangle)^{-1}$, сравнимое со временем пролета $\tau_{\text{пр}}$. Таким образом, при пролете атомом трубки он ионизируется и в виде иона уходит из разряда на стенки.

Полагается, что все ионы плазмы дугового разряда в аргоновом лазере рекомбинируют на стенках разрядного канала с образованием атомов в основном состоянии [14]. Ионизация атомов имеет ступенчатый характер. Частота ионизации возбужденного атома равна

$$\nu_{\text{воз}} \sim N_e v \sigma_i, \quad (7)$$

где $N_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ — характерная плотность электронов; $v \approx 10^8 \text{ см/с}$ — характерная скорость электронов; $\sigma_i \approx 10^{-15} \text{ см}^2$ — сечение ионизации возбужденного атома.

Следовательно, $\nu_{\text{воз}} \approx 10^6 \text{ с}^{-1}$, а частота рекомбинации ионов на стенке разрядного канала составляет, с^{-1} :

$$\nu_{\text{р}} \sim \frac{1}{\tau_i} \frac{1}{R} \sqrt{\frac{T_a}{M}} (0,5 \dots 1,0) \cdot 10^5, \quad (8)$$

где $T_a \approx 0,1 \dots 0,3 \text{ эВ}$ — температура атомов [15]. Таким образом, возбужденный атом успевает ионизироваться и отдать энергию в виде кванта излучения в видимом или ультрафиолетовом диапазонах оптического спектра, в зависимости от плотности тока.

Заключение. В настоящей работе проведены исследования вольт-амперных характеристик дуговых разрядов газовых лазеров на ионах ArII и ArIII. В экспериментах использованы три вида разрядных каналов: круглые диаметрами 7 и 16 мм и щелеобразный размером $42 \times 6 \text{ мм}$.

В круглом разрядном канале диаметром 7 мм вольт-амперная характеристика имеет вид почти прямой линии, в том числе при токе больше насыщающих значений, при которых происходит уменьшение мощности генерации в видимом диапазоне спектра. В разрядном канале диаметром 16 мм вольт-амперные характеристики при разных значениях давления наполнения газа имеют некоторое замедление роста напряжения, затем происходит дальнейшее равномерное возрастание кривых (см. рис. 2, а).

Вольтамперные характеристики щелеобразного разрядного канала (см. рис. 2, б) имеют ярко выраженные падающие участки, характеризующие увеличение электропроводности плазмы η^{-1} . На этих участках видно, что с увеличением разрядного тока одновременно снижается напряжение разряда. В процессе работы установлено, что увеличение электропроводности η^{-1} вызвано поступлением в разряд паров алюминия, из которого изготовлены секции разрядных каналов. Атомы алюминия обладают меньшим потенциалом ионизации по сравнению с атомами аргона. Поэтому происходит резкое насыщение дугового разряда лазера ионами алюминия, что ведет к увеличению электропроводности η^{-1} . При этом происходит срыв только начавшейся генерации. Следовательно, в отличие от типично возрастающей зависимости тока от напряжения в дуговом разряде наблюдается обратная физическая картина, где при увеличении тока разряда происходит не возрастание, а падение напряжения. Такое поведение вольтамперной характеристики является показателем разрушения конструкции разрядного канала.

Для щелеобразного разрядного канала без повреждений и, следовательно, без поступления в разряд атомов алюминия Al, вольтамперная характеристика дугового разряда имеет вид плавно возрастающей параболы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Gordon E.L., Labuda E.F., Miller R.C., Webb C.E.* Excitation mechanisms of the argon-ion laser // *Physics of Quantum Electronics*; eds. P.L. Kelley et al. N.Y.: McGraw-Hill, 1966. P. 664–673.
2. *Китаева В.Ф., Одиных А.Н., Соболев Н.Н.* Ионные аргоновые оптические квантовые генераторы непрерывного действия // *УФН*. 1969. Т. 99. Вып. 3. С. 361.
3. *Донин В.И.* Мощные ионные газовые лазеры. Новосибирск: Наука, Сиб. Отд., 1991. 207 с.
4. *Мальцев А.Г., Мальцев И.А.* Селекция моды TEM_{00} в газовом лазере на ионах ArII // *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение*. 2013. № 3. С. 120–129.
5. *Мальцев А.Г.* Боковой катод для мощного аргонового лазера // *ПТЭ*. 1979. № 4. С. 233–234.
6. *Грановский В.Л.* Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971.
7. *Гинзбург В.П., Гуревич А.В.* Нелинейные явления в плазме, находящейся в переменном электромагнитном поле // *УФН*. 1960. Т. 70. № 2. С. 201.
8. *Ширмер Г., Фридрих Т.* Движущаяся плазма. М.: ИИЛ, 1961.
9. *Спитцер Л.* Физика полностью ионизованного газа. М.: Мир, 1965.
10. *Bell K.N., Scott N.S., Lennon M.A.* The scattering of low-energy electrons by argon atoms // *J. Phys. B: Atom. Mol. Phys.* 1984. Vol. 17. No. 23. P. 4757.
11. *Мальцев А.Г., Мальцев И.А., Зверев С.М.* Селекция моды TEM_{00} в двухзеркальном выпукло-вогнутом резонаторе газового лазера на ионах ArII и ArIII // *УПФ*. 2014. Т. 2. № 3. С. 317.

12. Мальцев А.Г., Мальцев И.А. Селекция моды TEM_{00} в газовых лазерах на ионах ArII–ArIII // *Материалы Десятой международной научно-технической конференции “Наука — образованию, производству, экономике”*. Минск: Изд-во БНТУ, 2012. Т. 3. С. 377.
13. Valentini H.B. Das Neutralgasprofil und die Elektronentemperatur in der Freifallsaule bei hohem Ionisationsgrad // *Beitr. Plasmaphys.* 1975. Bd. 15. H. 6. P. 351.
14. Valentini H.B. The calculations of the concentrations, of the radial distributions, and of the radial particle currents of excited and of doubly charged ions in low pressure discharges // *Beitr. Plasmaphys.* 1980. Bd. 20. H. 4. P. 243.
15. Елецкий А.В., Смирнов Б.Н. Газовые лазеры. М.: Атомиздат, 1971.

REFERENCES

- [1] Gordon E.L., Labuda E.F., Miller R.C., Webb C.E. Excitation Mechanisms of the Argon-Ion Laser. *Physics of Quantum Electronics*. N.Y., McGraw-Hill, 1966, pp. 664–673.
- [2] Kitaeva V.F., Odintsov A.N., Sobolev N.N. Argon-Ion Optical Quantum Continuous Generators. *Usp. Fiz. Nauk* [Sov. Phys.-Usp.], 1969, vol. 99, iss. 3, p. 361 (in Russ.).
- [3] Donin V.I. Moshchnye ionnye gazovye lazery [Powerful Ion Gas Lasers]. Novosibirsk, Nauka, Sib. Otd. Publ., 1991. 207 p.
- [4] Maltsev A.G. Selection of TEM_{00} mode in the ArII ion gas laser. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Priborostr.* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Instrum. Eng.], 2013, no. 3, pp. 120–129 (in Russ.).
- [5] Maltsev A.G. Side Cathode for Powerful Argon Laser. *PTE*, 1979, no. 4, pp. 233–234 (in Russ.).
- [6] Granovskiy V.L. Elektricheskiy tok v gaze. Ustanovivshiyasya tok [Electric Current in Gases. Steady-State Current.]. Moscow, Nauka Publ., 1971.
- [7] Ginzburg V.P., Gurevich A.V. Nonlinear Phenomena in Plasma Located in Alternating Electromagnetic Field. *Usp. Fiz. Nauk* [Sov. Phys.-Usp.], 1960, vol. 70, iss. 2, p. 201 (in Russ.).
- [8] Schirmer G., Friedrich T. Russ. ed.: Dvizhushchayasya plazma [Moving Plasma]. Moscow, IIL Publ., 1961.
- [9] Spitzer L. Physics of Fully Ionized Gases. N.Y.–London, John Wiley & Sons, 1962.
- [10] Bell K.N., Scott N.S., Lennon M.A. The Scattering of Low-Energy Electrons by Argon Atoms. *J. Phys. B: Atom. Mol. Phys.*, 1984, vol. 17, no. 23, p. 4757.
- [11] Maltsev A.G., Maltsev I.A., Zverev S.M. Selection of the TEM_{00} Mode in Two-Mirror Convex-Concave Cavity of Gas ArII and ArIII Ion Laser. *UPF*, 2014, vol. 2, no. 3, p. 317 (in Russ.).
- [12] Maltsev A.G., Maltsev I.A. Seleksiya mody TEM_{00} v gazovykh lazerakh na ionakh ArII–ArIII [Selection of TEM_{00} Mode in Gas ArII–ArIII Ion Lasers]. *Mat. Desyatoy mezhdunar. Nauch.-tekh. Konf. “Наука — образованиyu, proizvodstvu, ekonomike”* [Proc. Int. Sci.-Tech Conf. Science for Education, Manufacture, Economy]. Minsk, BNTU Publ., 2012, vol. 3, p. 377 (in Russ.).
- [13] Valentini H.B. Das Neutralgasprofil und die Elektronentemperatur in der Freifallsaule bei hohem Ionisationsgrad. *Beitr. Plasmaphys.*, 1975, bd. 15, h. 6, p. 351.
- [14] Valentini H.B. The Calculations of the Concentrations, of the Radial Distributions, and of the Radial Particle Currents of Excited and of Doubly Charged Ions in Low Pressure Discharges. *Beitr. Plasmaphys.*, 1980, bd. 20, h. 4, p. 243.
- [15] Eletskiy A.V., Smirnov B.N. Gazovye lazery [Gas Lasers]. Moscow, Atomizdat Publ., 1971.

Статья поступила в редакцию 28.01.2015

Мальцев Александр Григорьевич — старший научный сотрудник Белорусского национального технического университета.

Белорусский национальный технический университет, Республика Беларусь, 220013, Минск, пр-т Независимости, д. 65.

Maltsev A.G. — Senior Research Fellow, Belorussian National Technical University. Belarusian National Technical University, Nezavisimosti prospekt 65, Minsk, 220013 Republic of Belarus.

Мальцев Игорь Александрович — научный сотрудник Белорусского национального технического университета.

Белорусский национальный технический университет, Республика Беларусь, 220013, Минск, пр-т Независимости, д. 65.

Maltsev I.A. — Research Fellow, Belorussian National Technical University. Belarusian National Technical University, Nezavisimosti prospekt 65, Minsk, 220013 Republic of Belarus.

Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:

Мальцев А.Г., Мальцев И.А. Особенности дуговых разрядов, применяемых для инверсии населенностей в лазерах на ионах ArII и ArIII // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2015. № 5. С. 12–22.

Please cite this article in English as:

Maltsev A.G., Maltsev I.A. Features of arc discharges applied to population inversion in lasers on ArII and ArIII ions. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Bauman, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2015, no. 5, pp. 12–22.