

УДК 537.533.9,537.563.22,537.525.99

Исследование заселенностей метастабильных состояний атомов гелия в плазменно-пучковом разряде с протяженным полым катодом

Н.А. Ашурбеков, К.О. Иминов, В.С. Кобзева, Г.М. Юсупова

Описаны результаты экспериментального исследования заселенностей метастабильных состояний атомов гелия в поперечном наносекундном плазменно-пучковом разряде с щелевым катодом в диапазоне давлений газа 1-100 Торр. Исследования выполнены в разряде без магнитного поля и при наложении на разряд поперечного магнитного поля. Обсуждаются закономерности изменения заселенностей метастабильных состояний атомов гелия при наложении внешнего магнитного поля.

PACS: 52.25.Jm, 52.80.Tn

Ключевые слова: плазменно-пучковый разряд, полый катод, гелий, метастабильное состояние, заселенность.

Введение

Свойства плазменно-пучковых разрядов в инертных газах и их смесях интенсивно исследуются и обсуждаются уже многие годы у нас в стране и за рубежом [1–6]. Научный интерес к этим исследованиям связан: во-первых, с фундаментальными вопросами, связанными с физикой импульсного пробоя газов; во-вторых, с широким практическим применением неравновесной плазмы плазменно-пучковых разрядов в различных технологических устройствах; в-третьих, с нелинейными явлениями в неравновесной и нестационарной плазме импульсных разрядов, приводящих к формированию регулярных плазменных структур, активно исследуемых в последние годы. В частности, установлено, что при пучковой накачке лазерных смесей проявляется ряд преимуществ, связанных со снижением порога генерации, с возможно-

стью увеличения рабочего давления, осуществления квазистационарной генерации и повышения КПД [7, 8].

Разработка эффективных газоразрядных источников когерентного и некогерентного излучения на основе плазменно-пучковых разрядов выводит на первый план исследования, связанные с повышением эффективности преобразования вложенной в газ энергии в световую. Следовательно, возникает задача детального исследования кинетики возбужденных частиц в плазменно-пучковых разрядах, в т.ч. и в магнитном поле, поскольку одним из способов управляемого изменения излучательных свойств плазмы является наложение внешнего магнитного поля. Решение этой задачи невозможно без количественной информации об элементарных процессах взаимодействия частиц плазмы, в частности, электронов и метастабильных атомов.

Инертные газы характеризуются наличием метастабильных состояний атомов, где накапливаются значительные концентрации возбужденных атомов. Метастабильные атомы являются мощными аккумуляторами энергии, обладающими временами жизни, на много порядков величины превышающими время жизни любого другого возбужденного состояния и характеристическое время многих фото- и электрохимических реакций. Наличие метастабильной компоненты в плазме делает ее активированной, поскольку вероят-

Ашурбеков Назим Ашурбекович, проректор.

Иминов Кади Османович, ведущий научный сотрудник.

Кобзева Виола Сайпуллаевна, научный сотрудник.

Юсупова Гулханум Магомедгаевна, младший научный сотрудник.

Дагестанский государственный университет.

Россия, 367000, Дагестан, г. Махачкала, ул. Гаджиева, 43-а

E-mail: iko6161@mail.ru

Статья поступила в редакцию 14 октября 2012 г.

© Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзева В.С., Юсупова Г.М., 2013

ность рассеяния электронов на возбужденных метастабильных атомах на порядки величины превышает вероятность их рассеяния на атомах в основном состоянии. Таким образом, присутствие метастабильных атомов в плазме оказывает существенное влияние на кинетику возбужденных атомов в плазме наносекундных плазменно-пучковых разрядов. Следовательно, нужны надежные и систематизированные количественные данные о концентрации метастабильных атомов в плазме измеренных в прямом эксперименте.

Целью данной работы является экспериментальное исследование влияния давления газа в разрядной камере и внешнего магнитного поля на концентрацию метастабильных атомов гелия в наносекундном плазменно-пучковом разряде с протяженным полым катодом.

Экспериментальная установка и методы исследования

Имеется много разновидностей методов определения заселенностей нижних уровней, основанного на измерении коэффициентов поглощения спектральных линий [9, 10]. В настоящей работе для экспериментального исследования динамики заселения метастабильных состояний атомов использован метод лазерной абсорбционной спектроскопии с наносекундным временным разрешением. Исследование спектров поглощения на фоне сплошного спектра лазера на красителе позволяет определить концентрации метастабильных и возбужденных атомов в импульсном разряде наносекундной длительности. Следует отметить, что метод полного поглощения можно использовать только в том случае, если мощность лазерного излучения далека от мощности насыщения и, кроме того, контур спектральной линии поглощения не искажается. При этом метод лазерной абсорбционной спектроскопии имеет ряд преимуществ перед традиционными методами. В первую очередь, это высокое временное разрешение, необходимое для исследования наносекундных разрядов. Использование в качестве источника сплошного спектра лазера на красителе позволяет получить временное разрешение порядка длительности импульса генерации лазера, т.е. 8–10 нс. С другой стороны, высокая стабильность генерации лазера на красителе и применение системы регистрации с накопле-

нием полезного сигнала позволяют регистрировать относительное изменение поглощения, равное по величине $\sim 0,1\%$, что говорит о высокой чувствительности этого метода.

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. В работе для определения концентрации возбужденных атомов в качестве источника зондирующего излучения был использован широкополосный лазер на красителях (2). Для накачки лазера на красителе использован эксимерный лазер типа CL 5000 (10) на молекулах XeCl серийного производства со следующими параметрами: длина волны излучения лазера – 308 нм, длительность импульса генерации ~ 8 нс, частота повторения импульсов до 100 Гц. Накачка лазера на красителе производилась через кварцевую цилиндрическую линзу по поперечной схеме накачки. Оптические элементы в резонаторе лазера на красителе были наклонены под углом 30° к оси резонатора, а в качестве выходного зеркала использовалась клиновидная пластинка. Все измерительные приборы, сквозь которые проходило оптическое излучение от разрядной трубки, и сама разрядная трубка были жестко закреплены на оптической скамье с микрометрической подачей и могли перемещаться вдоль оптической скамьи. Спектр генерации лазера на красителе без селективных элементов в резонаторе имел ширину около 15 нм.

Список красителей, использованных в работе для получения генерации в различных областях спектра, приведен в таблице. В качестве спектрального прибора использовался монохроматор/спектрограф типа MS 7504i (3). В данном спектрографе имеются два выходных порта с автоматизированным переключением и возможностью одновременной установки различных детекторов, в частности, ПЗС-камеры для регистрации панорамного спектра. Рабочий диапазон длин волн монохроматора 180 нм – 60 мкм.

Таблица

Длина волны, нм	Краситель	Растворитель
388,9	РВД + кумарин-47	Толуол
501,6	кумарин-7	Этанол
587,6	родамин-6ж	Этанол
650,6	Оксазин-17	Этанол

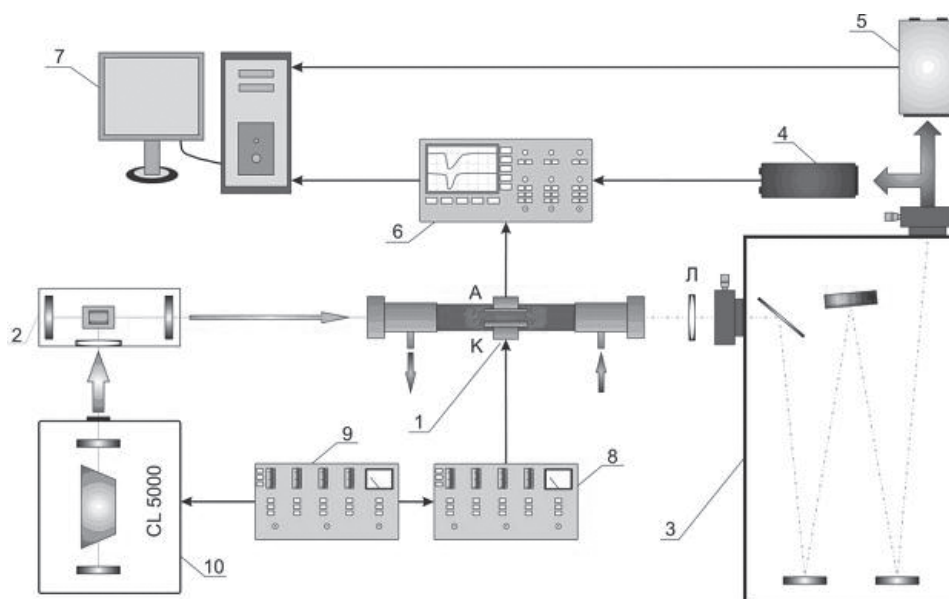


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки для измерения плотности метастабильных атомов. Обозначения: 1 - разрядная камера; 2 - лазер на красителе; 3 - монохроматор; 4 - ФЭУ; 5 - ПЗС-камера; 6 - осциллограф; 7 - компьютер; 8 - ГИИ; 9 - ГИС; 10 - эксимерный лазер; Л - фокусирующая линза; А, К - анод, катод

При измерении интенсивных профилей спектральных линий особое внимание уделялось отклонению от линейности режима работы ФЭУ с усилителем. Погрешности, связанные с отклонением от линейности режима работы ФЭУ, не превышали 1 %. В качестве регистрирующих приборов сигналов с выхода ФЭУ использовались двухканальный аналогово-цифровой преобразователь типа ЦЗО АСК-3151, подключенный к персональному компьютеру, или осциллограф типа Tektronix TDS 3032B (6). Временное разрешение всей системы определялось точностью синхронизации исследуемого разряда с лазером и составляло величину ~ 10 нс. Случайная погрешность измерения полного поглощения на установке, в основном, складывается из флуктуаций разряда и составляет, примерно, 10 %.

Для определения заселенностей метастабильных уровней атомов гелия в магнитном поле в данной работе были использованы результаты расчета полного поглощения для спектрального перехода $\text{HeI}(3^3\text{P}-2^3\text{S})$ из [11]. Кроме того, для спектрального перехода $\text{HeI}(3^1\text{P}-2^1\text{S})$ произведены специальные расчеты зависимости полного поглощения A от оптической толщины $\chi_0 l$ без магнитного поля и в магнитном поле с учетом тонкой структуры и эффекта Зеемана. Исследуемая линия является синглетной, поэтому при наложении

магнитного поля она расщепляется на три поляризованные компоненты (1- π и 2- σ), т.е. наблюдается нормальный эффект Зеемана (рис. 2). Средняя компонента совпадает по частоте с первоначальной линией, а две другие симметрично сдвинуты относительно нее на величину

$$\Delta\nu = \frac{1}{4\pi c} \left(\frac{e}{m_0} \right) H$$

где e и m_0 - заряд и масса электрона, c - скорость света, H - напряженность магнитного поля.

Полное поглощение для суммарного контура поглощения при различных значениях параметра Фойгта для напряженности магнитного поля $H = 1,8$ кЭ и $H = 0$ было рассчитано по формуле

$$A_G = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} [1 - \exp(-\chi l)]^2 d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty} [1 - \exp(-\chi l)] d\omega}$$

$$\text{где } \chi(\nu, a) = \sum_i C_i \chi_i(\omega + \delta\omega_i, a)$$

Здесь C_i - относительные интенсивности компонент тонкой структуры, причем $\sum_i C_i = 1, \delta\omega_i$ - сдвиг частоты в единицах

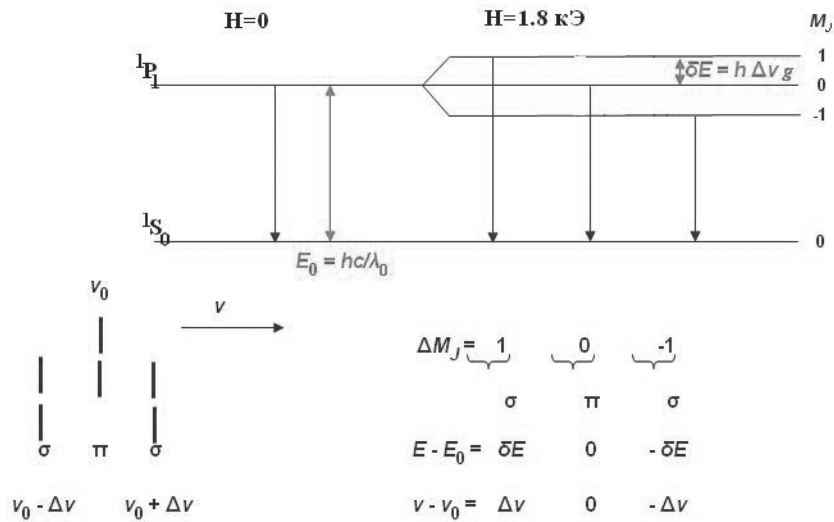


Рис. 2. Расщепление синглетного уровня 31Pj в магнитном поле и переходы между синглетными уровнями.

$\Delta \nu_D, \chi_i(\omega + \delta \omega_i)$ – фойгтовский контур одной компоненты [10]. Результаты расчета для одного значения контура (α) приведены на рис. 3.

Были выполнены экспериментальные исследования спектра пропускания разряда с помощью широкополосного излучения лазера на красителе вблизи спектральных линий поглощения гелия с длинами волн $\lambda = 388,9$ нм и $\lambda = 501,6$ нм. Затем с помощью специальной программы составленной в среде MathCAD, рассчитывались площади соответствующих контуров, и, в конечном итоге, полное поглощение определялось по формуле

$$A = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{\Phi_1}, \quad (1)$$

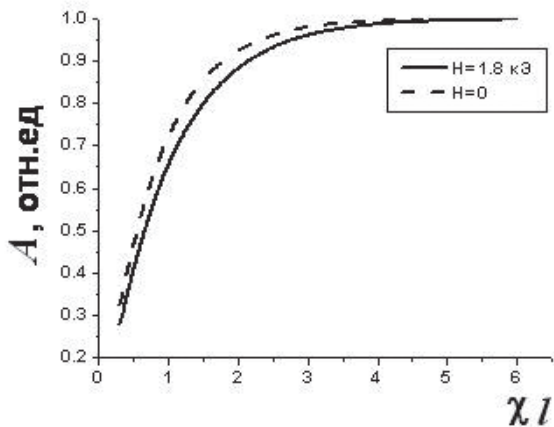


Рис. 3. Зависимость интегрального поглощения A на спектральной линии гелия 501,6 нм ($\alpha = 0,0125$) от оптической плотности χl .

где Φ_1 – световой поток на входе в разряд, Φ_2 – световой поток на выходе из разряда, $\Delta \nu$ – выделенный участок спектра вблизи спектральной линии поглощения. Используя полученные по формуле (1) значения полного поглощения из расчетных кривых (рис. 2, работа [11]) и рис. 3, были определены значения оптических толщин плазмы $\chi_0 l$. И, наконец, по формуле

$$N_m = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} \frac{m_0 \cdot c}{\pi \cdot e^2 \cdot f_{mn}} \Delta \nu_D \chi_0$$

определены концентрации возбужденных атомов гелия на метастабильных уровнях. Здесь $f_{mn} = 0,0645$ и $0,151$ – силы осциллятора для переходов $\text{HeI}(3^3P - 2^3S)$ и $\text{HeI}(3^1P - 2^1S)$, соответственно.

Результаты и их обсуждение

Характерный вид зависимостей концентраций метастабильных атомов гелия на уровнях 2^3S и 2^1S в разряде от давления газа, в магнитном поле и без него в момент достижения максимума излучения приведены на рис. 4. Как видно из рисунка 4, а, без магнитного поля при увеличении давления газа от 5 до 60 Торр концентрация метастабильных атомов на уровне 2^3S незначительно растет и, примерно, составляет $N = (1-2) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В этих же условиях в магнитном поле концентрация метастабильных атомов от давления газа практически не зависит и составляет $N =$

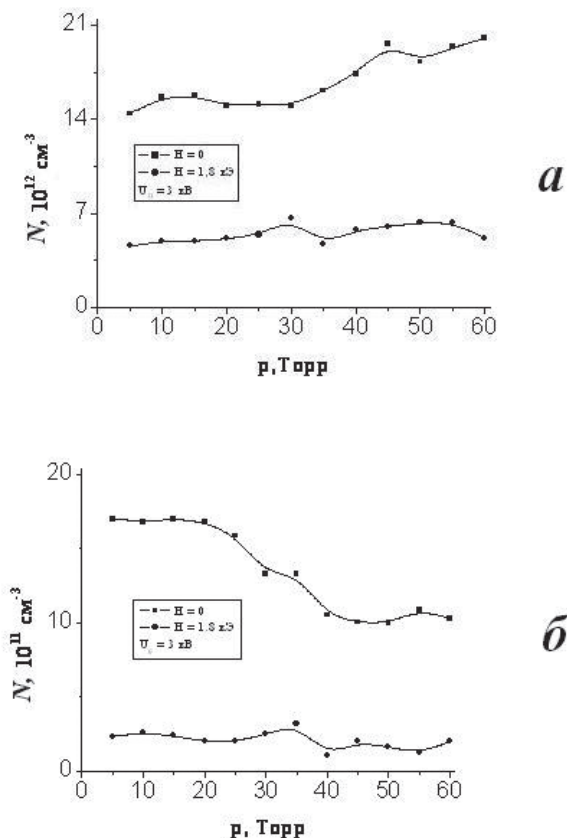


Рис. 4. Зависимость концентрации метастабильных атомов N на уровнях HeI от давления газа p : график а соответствует уровню 2^3S ; б - уровню 2^1S .

$4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, что, примерно, в четыре раза меньше, чем без магнитного поля.

На уровне 2^1S концентрация метастабильных атомов с увеличением давления газа имеет тенденцию к уменьшению, а в магнитном поле концентрация на уровне 2^1S слабо зависит от давления газа, как и на уровне 2^3S (рис. 4, б).

Зависимость концентрации метастабильных атомов на уровне $HeI(2^3S)$ от времени в магнитном поле и без него приведена на рис. 5. На временной зависимости наблюдаются два максимума разнесенные примерно на 200 нс и, практически, соответствующие двум основным пикам на импульсе тока. Наложение поперечного магнитного поля приводит к уменьшению концентрации метастабильных атомов (особенно величину второго максимума) и к одновременному смещению второго максимума к первому примерно на 100 нс.

Полученные результаты экспериментальных исследований показывают, что во всех исследованных условиях концентрация возбужденных атомов на уровне 2^3S атомов гелия

в магнитном поле и без него на порядок больше, чем на уровне 2^1S . Наложение поперечного постоянного магнитного поля $H = 1,8 \text{ кЭ}$ на разрядный промежуток приводит к уменьшению концентрации возбужденных атомов на уровнях 2^1S и 2^3S в 3 – 4 раза. Максимум концентрации возбужденных атомов на уровне $He(2^3S)$ достигается на временах, примерно, 70 нс после начала импульса тока и составляет в максимуме величину порядка $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Оценки плотности электронов в разряде из осциллограмм импульсов тока и напряжения с использованием табличных значений дрейфовой скорости электронов [12] показал, что в момент достижения первого максимума тока плотность электронов имеет величину $n_e \sim 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ при $H = 0$ и $n_e \sim 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ при $H = 1,8 \text{ кЭ}$, всё при условиях $p = 30 \text{ Торр}$ и $U_0 = 2 \text{ кВ}$. Таким образом, в поперечных наносекундных плазменно-пучковых разрядах в инертных газах плотности возбужденных атомов на метастабильных уровнях имеют величины, сопоставимые с плотностью электронов в разряде.

Приведенные выше результаты измерения концентраций возбужденных атомов методами лазерной абсорбционной спектроскопии с наносекундным временным разрешением показывают, что скачок заселенностей метастабильных состояний в начальных стадиях наносекундного разряда может на порядок превосходить квазистационарные значения. В поперечных наносекундных разрядах с полым катодом происходит генерация вы-

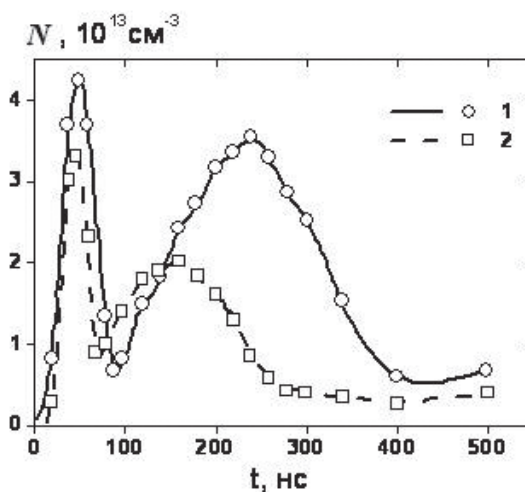


Рис. 5. Зависимость концентрации метастабильных атомов $HeI(2^3S)$ от времени: кривая 1 – $H = 0$; кривая 2 – $H = 1,8 \text{ кЭ}$ ($p = 30 \text{ Торр}$, $U_0 = 2 \text{ кВ}$).

сокоэнергетичных электронов, которые в процессе столкновений с атомами приводят к интенсивному заселению низколежащих возбужденных, в т.ч. и метастабильных, состояний, поскольку скорость их возбуждения значительно превосходит скорость прямой ионизации. Только по мере релаксации энергии быстрых электронов включаются процессы ступенчатой ионизации с метастабильных уровней, ограничивающие заселенности низколежащих возбужденных состояний. Следовательно, за счет большой скорости заселения низколежащих возбужденных состояний на начальных стадиях наносекундного разряда с полым катодом концентрация возбужденных атомов на метастабильных уровнях достигают величины, сопоставимой с плотностью электронов в разряде.

Следует отметить, что наложение внешнего магнитного поля приводит к уменьшению подвижности электронов поперек поля. В этом случае справедливо соотношение:

$$\mu_e = \frac{\mu_{e0}}{1 + \omega^2 / v_{ea}^2}$$

где μ_{e0} – подвижность электронов без магнитного поля, ω – плазменная частота, v_{ea} – частота упругих столкновений электронов с атомами. Таким образом, поперечное магнитное поле уменьшает дрейфовую скорость электронов, и, тем самым, растет время пребывания электронов в катодном слое усиленного электрического поля. Как следствие, это приводит к росту числа ионизаций в катодном слое. Кроме этого, сжатие плазменного столба в магнитном поле увеличивает число электрон-электронных столкновений, и все это приводит к увеличению средней энергии плазменных электронов за счет перераспределения энергии ускоренных электронов. Эти разогретые плазменные электроны, в свою очередь, приводят к резкому возрастанию ступенчатого возбуждения с метастабильных уровней атомов гелия, что, по-видимому, и приводит к существенному уменьшению концентраций возбужденных атомов на метастабильных уровнях в магнитном поле.

Заключение

Таким образом, выполненные в данной работе экспериментальные исследования по-

казывают, что на начальных стадиях наносекундного разряда с протяженным полым катодом концентрация возбужденных атомов на метастабильных уровнях атомов гелия на порядок превосходит квазистационарные значения, и достигает величины, сопоставимой с плотностью электронов в разряде. Наложение поперечного магнитного поля на разрядный промежуток приводит к уменьшению концентрации возбужденных атомов на метастабильных уровнях до четырех раз. Для объяснения наблюдаемых закономерностей необходимо учитывать как процессы энергетической релаксации высокоэнергетичной группы электронов разряда, так и изменение скоростей переноса электронов при наличии поперечного магнитного поля.

Высокие значения плотности возбужденных атомов в метастабильных состояниях в плазменно-пучковых разрядах позволит увеличить коэффициент преобразования вложенной энергии в излучение и создать протяженные источники мощного оптического излучения.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009 – 2013 годы», ГК № 02.740.11.0570 и фонда РФФИ, проект 10-02-01022-а.

Литература

1. Мустафаев А.С. // ЖТФ. 2001. Т. 71. № 4. С. 111
2. Wan Weigang, Lapenta Giovanni, Delzanno Gian Luca, Egedai Jan. // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. No. 3. P. 032903/1
3. Batani D., Baton S. D., Manclossi M., et al. // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. No. 3. P. 033104/1.
4. Тарасенко В.Ф., Бакиев Е.Х., Бураченко А и др. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. № 8. С. 60.
5. Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзева В.С. и др. // Известия ВУЗов Сев.-Кав. Региона. Естественные науки. 2006. № 3. С. 16.
6. Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзев О.В., Кобзева В.С. // ЖТФ. 2010. Т. 80. № 8. С. 63
7. Schmieder D., Salamon T.I. // Opt. Commun. 1985. V. 55. No. 1. P. 49.
8. Держиев В.И., Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И., Янчарина А.М. // Труды ИОФ АН. 1989. Т. 21. С. 5.
9. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. – М.: Атомиздат, 1963
10. Фриш С.Э. Определение концентраций нормальных и возбужденных атомов и сил осцилляторов методом испускания и поглощения света // В сб.: Спектроскопия газоразрядной плазмы. – М.: Наука, 1970

11. Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Омаров О.А., Таибов К.Т. // Известия РАН, сер. физ. 2000. Т. 64. № 7. С. 1355

12. Физические величины. Под ред. Григорьева Н.С., Мейлихова Е.З. – М.: Энергоатомиздат, 1991.

Study of the helium metastable state population in the plasma-beam discharge with an extended hollow cathode

N.A. Ashurbekov, K.O. Iminov, V.S. Kobzeva, and G.M. Yusupova

Dagestan State University,
43-a Gajiev str., Makhachkala, 367000, Russia
E-mail: iko6161@mail.ru

The results of experimental study of populations of metastable states of helium atoms in transversal nanosecond plasma-beam discharge with a hollow cathode within the range of gas pressures of 1-100 Torr are described. The research was carried out in the discharge without magnetic field, with the application to the discharge of transversal magnetic field. The regularities in the changes of population states of helium atoms under application of external magnetic field are discussed.

PACS: 52.25.Jm, 52.80.Tn

Keywords: plasma-beam discharge, hollow cathode, helium, metastable state, population.

Bibliography – 12 references

Received October 14, 2012