

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

С. П. Актершев, А. В. Кириллин, А. А. Раковец,
Экспериментальное исследование криогенной плазмы
тлеющего разряда в гелии. Определение константы
возбуждения уровня $\text{He}(2^3S)$, *ТВТ*, 1981, том 19,
выпуск 3, 475–484

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.86

19 февраля 2025 г., 01:17:28



УДК 537.525

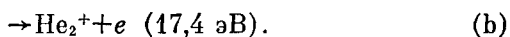
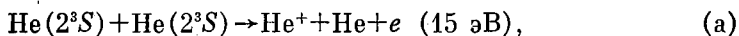
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КРИОГЕННОЙ ПЛАЗМЫ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ГЕЛИИ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ УРОВНЯ $He(2^3S)$

Актериев С. П., Кириллин А. В., Раковец А. А.

Исследуется тлеющий разряд в гелии в области давлений 260–2600 Па и токов до 5 мА при охлаждении стенок разрядной трубки жидким азотом. Измерены заселенности уровней атомов в метастабильных и верхних возбужденных состояниях, а также концентрации метастабильных молекул $He_2(2^3\Sigma_u^+)$. По доплеровскому уширению синглетных атомных линий определена температура нейтрального газа на оси разряда. Используя зарегистрированные вольт-амперные характеристики положительного столба, получены концентрации электронов в разряде. Из уравнений баланса для $He(2^3S)$ рассчитана константа скорости возбуждения из основного состояния в метастабильное при изменениях параметра E/N в диапазоне $(1,5-12) \cdot 10^{-17}$ В·см². Проведено сравнение результатов эксперимента с теоретическими расчетами других авторов.

Постановка задачи. В настоящее время не до конца выяснена роль многих элементарных процессов, протекающих в криогенной плазме, не известно также большинство констант этих процессов. В данной работе изучается плазма тлеющего разряда в гелии при охлаждении стенок разрядной трубки до температуры жидкого азота и исследуется зависимость константы скорости возбуждения уровня $He(2^3S)$ от напряженности продольного электрического поля в разряде. Величина этой константы определяется функцией распределения электронов в области энергий за порогом возбуждения. Поведение электронной функции распределения в области энергий 17–20 эВ имеет некоторую особенность. Эта особенность обусловлена элементарными процессами с участием метастабильных атомов и молекул гелия, которые обогащают функцию распределения вблизи порога возбуждения горячими электронами. Известно, что эти процессы играют важную роль как в плазме послесвечения [1–3], так и в криогенной плазме тлеющего разряда [4, 5]. Так, например, в работах [4, 5] в гелии обнаружен при определенных давлениях и токах крутой спад напряженности продольного электрического поля с уменьшением тока разряда. Этот эффект авторы объясняют усилением влияния метастабильных атомов $He(2^3S)$ на ионизационные процессы при переходе к меньшим токам и меньшим напряженностям электрического поля.

Метастабильные атомы $He(2^3S)$, разрушаясь в парных столкновениях, рождают быстрые электроны согласно реакции



В работе [5] показано, что рассчитанная в [6] электронная функция распределения без учета влияния приведенного выше процесса неудовлетворительно описывает реальную функцию распределения, поскольку вычисленная на ее основе в [7] константа скорости возбуждения в первое ме-

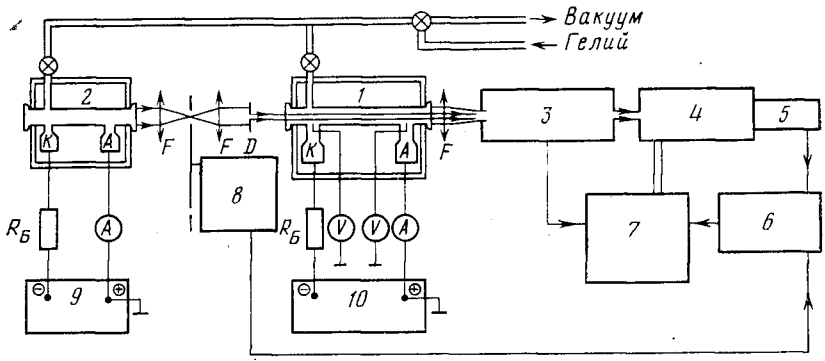


Рис. 1. Принципиальная схема установки: 1, 2 — разрядные трубки, охлаждаемые жидким азотом; 3 — интерферометр Фабри — Перо; 4 — монохроматор; 5 — ФЭУ; 6 — система счета фотонов; 7 — самописец; 8 — модулятор; 9, 10 — источники питания

тастабильное состояние не обеспечивает в режиме горения разряда с малой напряженностью продольного электрического поля высокие значения зарегистрированных концентраций $\text{He}(2^3\text{S})$. Авторы [5] показывают, что для выполнения баланса величина константы скорости возбуждения должна быть на три порядка больше. Теоретический расчет ее с учетом процесса (b) в предположении, что энергия образующихся электронов равна 17,4 эВ, выполнен в [8].

В данной работе представлены результаты измерений заселенности метастабильных и лежащих выше возбужденных состояний атомов, концентрации электронов, метастабильных молекул, а также температуры газа на оси разряда. Используя полученные данные, из уравнений баланса вычислена константа возбуждения уровня $\text{He}(2^3\text{S})$ при изменении параметра E/N в диапазоне $(1,5-12) \cdot 10^{-17}$ В·см².

Экспериментальная установка. Принципиальная схема установки представлена на рис. 1. Исследуемая плазма создавалась в разрядной трубке, изготовленной из молибденового стекла, стенки которой охлаждались жидким азотом. Внутренний диаметр трубки 18 мм. С оптической оси трубки вынесены электроды и впаянные зонды для определения напряженности продольного электрического поля. Длина разряда вдоль оси наблюдения — 300 при общей длине трубки 1000 мм. Разрядная трубка, используемая в качестве источника внешнего излучения, имела аналогичную конструкцию и отличалась лишь геометрическими размерами и отсутствием зондов.

Для оптических измерений использовался интерферометр Фабри — Перо, установленный последовательно с зеркальным монохроматором, имеющим в первом порядке дифракционной решетки обратную дисперсию 4 нм/мм. Диэлектрические слои, нанесенные на пластины Фабри — Перо, позволяли работать в области 380—520 нм с относительным разрешением до 10^6 . При регистрации контуров спектральных линий с целью определения температуры газа на оси разряда сканирование спектра осуществлялось изменением расстояния между пластинами интерферометра при помощи пьезотела. На выходной щели монохроматора устанавливался ФЭУ 8850 R SA, сигнал с которого поступал на систему счета фотонов 5C1 Brookdeal, состоящую из дискриминатора высоты импульсов, фазочувствительного усилителя и устройства, позволяющего производить простейшие арифметические операции с сигналами, поступающими по разным каналам. На выходе из системы сигнал интегрировался с постоянной времени до 10 с при частоте модуляции (перед входной диафрагмой интерферометра) светового потока 980 Гц и выводился на ленту самописца. При исследовании поглощающих свойств плазмы модулятор устанавли-

вался между разрядными трубками. При этом постоянное излучение поглощающей плазмы не вносило вклада в регистрируемый сигнал. При работе без интерферометра лентопротяжный механизм самописца мог быть синхронизован с углом поворота дифракционной решетки монохроматора. Такая схема применялась при регистрации спектра излучения с целью проверки чистоты рабочего газа и при исследовании молекулярных полос, так как максимальная область свободной дисперсии интерферометра не превышала нескольких десятых нм.

В экспериментах использовался гелий спектральной чистоты. Перед заполнением разрядная трубка откачивалась до давления 10^{-3} Па и многократно промывалась рабочим газом. Регистрируемые длины волны всех атомных линий и молекулярных полос точно идентифицировались со спектром гелия.

Методика эксперимента. Для определения заселенности энергетических уровней поглощающих атомов в источнике излучения использована известная зависимость [9] интегрального поглощения от величины $A_{nm}N_m$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \kappa_\nu d\nu = \frac{g_n}{g_m} \frac{\lambda_{nm}^2}{8\pi} A_{nm}N_m, \quad (1)$$

где A_{nm} — вероятность соответствующего перехода; N_m — концентрация поглощающих атомов. Если световой поток $\Phi_0(\nu)$ падает на однородный поглощающий слой толщиной l , то выходящий из него поток $\Phi_l(\nu)$ будет ослаблен в $e^{\kappa_\nu l}$ раз, т. е.

$$\Phi_l(\nu) = \Phi_0(\nu) \exp(-\kappa_\nu l). \quad (2)$$

Согласно (2), коэффициент поглощения может быть представлен следующим образом:

$$\kappa_\nu = \frac{1}{l} \ln \frac{\Phi_0(\nu)}{\Phi_l(\nu)}. \quad (3)$$

Экспериментально измеряя величины $\Phi_0(\nu)$ и $\Phi_l(\nu)$, можно получить зависимость коэффициента поглощения от частоты, а следовательно, оп-

ределить и интегральное поглощение $\int_{-\infty}^{+\infty} \kappa_\nu d\nu$.

Для определения концентрации метастабильных атомов в разряде использовались две атомные линии гелия He 501,6 нм ($3^1P \rightarrow 2^1S$) и He 388,9 нм ($3^3P \rightarrow 2^3S$). Линия He 388,9 нм — триплетная с расщепленным верхним уровнем. Интенсивности компонент соотносятся как 1 : 3 : 5 соответственно статистическим весам подуровней. Расстояния между ними [3]: $\nu_3 - \nu_2 = 0,75 \cdot 10^9$ с⁻¹, $\nu_2 - \nu_1 = 7,95 \cdot 10^9$ с⁻¹, $\nu_3 - \nu_1 = 8,7 \cdot 10^9$ с⁻¹, где ν_1 — частота наиболее слабой компоненты. При температуре атомов порядка 100 К доплеровское уширение линии составляет $\sim 2,7 \cdot 10^9$ с⁻¹. Таким образом, компоненты ν_2 и ν_3 не могут быть разрешены спектральным прибором. Расстояния между компонентами ν_2 и ν_1 превышает доплеровское уширение, поэтому в эксперименте для определения концентрации атомов в 2^3S -состоянии исследовалось поглощение в переходе с подуровня со статистическим весом, равным единице.

Влияние аппаратного уширения интерферометра Фабри — Перо на распределение интенсивности в регистрируемой спектральной линии учитывалось в соответствии с известным соотношением [10]

$$J(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \varphi(\nu - x) dx, \quad (4)$$

где $f(x)$ — интенсивность истинного контура в точке, находящейся на расстоянии x от максимума; $J(v)$ — интенсивность регистрируемого контура в точке, расположенной на расстоянии v от максимума; $\varphi(v-x)$ — значение аппаратной функции.

Заменяя в (4) интегрирование суммированием, можно по распределению интенсивности в $(2n+1)$ -точках изображения контура и значениям аппаратной функции, взятым для этих же точек, определить истинное распределение интенсивности в спектральной линии. В исследуемом случае решение проводилось для $n=5$. Дальнейшее увеличение числа точек не вело к повышению точности, так как погрешность начинала определяться ошибками в измерении распределения интенсивности в регистрируемом контуре.

Полуширина и параметр Фойхта аппаратной функции определялись по линиям He 386,4 нм и He 504,7 нм, расположенным вблизи исследуемых линий и не искаженным самопоглощением, что проверялось непосредственно в эксперименте. Для определения параметров аппаратной функции указанные линии записывались при двух различных свободных спектральных диапазонах интерферометра. Регистрируемые при этом лоренцевский и гауссовский вклады в суммарный контур могут быть представлены выражениями [11]

$$L_{p_{1,2}} = L + B_{1,2}/N_{\text{эф}}, \quad (D_{p_{1,2}})^2 = D^2 + (B_{1,2}/N_{\lambda})^2,$$

где $B_{1,2}$ — свободные спектральные диапазоны, при которых записывались линии; L и D — соответственно лоренцевский и гауссовский вклады в истинный контур; $B_{1,2}/N_{\text{эф}}$ и $B_{1,2}/N_{\lambda}$ — соответствующие добавки к этим вкладам из-за уширения, вносимого прибором. Решая две системы уравнений, можно найти величины, определяющие контур аппаратной функции, т. е. его полуширину и параметр Фойхта.

Концентрации атомов в верхних возбужденных состояниях определялись по абсолютным интенсивностям атомных линий. При этом, как показывает эксперимент, для двух из используемых линий He 501,6 нм и He 388,9 нм, соответствующих переходам на метастабильные уровни, необходимо учитывать реабсорбцию.

Концентрация метастабильных молекул He₂(2³Σ_u⁺) измерялась по поглощению во вращательной линии Q-ветви с вращательным квантовым числом $J=5$. Ввиду малой интенсивности молекулярной полосы, форму контура вращательной линии с помощью интерферометра Фабри — Перо зарегистрировать не удалось. Поэтому измерения концентрации проводились по интегральному поглощению в указанной линии в предположении, что профиль линии имеет доплеровскую форму. Это допущение не дает существенного вклада в ошибку при определении концентрации молекул в рассматриваемых условиях, которая составляла 50% (считаем, что сила осциллятора задана точно). Заселенность всего терма вычислялась в предположении больцмановского распределения по вращательным состояниям с температурой заселения $T_{\text{вп}}$

$$\frac{M_2^{J=5}}{M_2} = \frac{Bhc(2J+1)}{kT_{\text{вп}}} \exp \left[-\frac{Bhc}{kT_{\text{вп}}} J(J+1) \right].$$

Здесь M_2 — заселенность всего терма; $B=7,173 \text{ см}^{-1}$ [12]. Вращательная температура определялась экспериментально по относительным интенсивностям вращательных линий в спектре излучения молекулярной полосы, соответствующей переходу He₂(3³Π_g → 2³Σ_u⁺). Подробно методика измерения концентрации метастабильных молекул гелия изложена в [13]. Авторами, в отличие от [13], использовалась величина силы осциллятора для данного перехода, полученная экспериментально в [14], а не взята из [15], где она вычислялась теоретически.

Поскольку измерение всех концентраций проводилось на оси разряда, при составлении уравнений баланса необходимо брать величину кон-

центрации электронов, также соответствующую оси. Концентрация электронов $n_e(0)$ рассчитывалась по зарегистрированным вольт-амперным характеристикам из следующего соотношения:

$$i = \int_0^R n_e(r) e U_E 2\pi r dr = n_e(0) U_E e \int_0^R \varphi(r) 2\pi r dr. \quad (5)$$

Здесь i — ток, текущий через разряд; $\varphi(r) = n_e(r)/n_e(0)$ — радиальный профиль электронной концентрации; U_E — дрейфовая скорость движения электронов в продольном электрическом поле E , которая определялась по зависимости $U_E(E/N)$, взятой из [16]. В условиях данного эксперимента, когда непосредственное измерение радиального профиля $\varphi(r)$ не проводилось, он предполагался бесселевским $\varphi(r) = J_0(r/\Lambda)$, где $\Lambda = R/2,4$.

Тогда соотношение (5) принимает вид

$$n_e(0) = 2,3i / (\pi R^2 e U_E). \quad (6)$$

При определении величины приведенной напряженности продольного электрического поля E/N необходимо учитывать перераспределение газа по сечению трубки вследствие различия температуры газа на оси разряда и вблизи стенок. В предположении параболического распределения температуры по сечению трубки $T(r) = T_{ст} + \Delta T(1 - r^2/R^2)$, где $\Delta T = T_0 - T_{ст}$. Величина приведенной к концентрации газа на оси разряда напряженности продольного электрического поля будет выражаться через приведенную к средней по объему концентрации следующим образом:

$$\frac{E}{N_0} = \frac{E}{N_{ср}} \frac{T_0}{\Delta T} \ln \left(1 + \frac{\Delta T}{T_{ст}} \right).$$

Температура газа на оси разряда измерялась по доплеровскому уширению синглетных атомных линий He 438,7 нм и He 492,1 нм по методике [17]. Самопоглощение указанных линий не наблюдается в условиях эксперимента.

Результаты и их обсуждение. Разряд исследовался при трех значениях давления газа в трубке: 265, 930 и 2650 Па. Эти значения выбраны таким образом (рис. 2), что при давлениях 930 и 2650 Па вольт-амперная характеристика криогенного разряда имеет аномальный вид (крутой рост напряженности поля с увеличением тока), а при давлении 265 Па — она падающая. Измерения концентраций атомов в метастабильных и верхних возбужденных состояниях проводились при двух значениях тока 0,4 и 4 мА, выбранных таким образом, что они лежат по разные стороны от области с большей величиной $\partial(E/N)/\partial i$.

Результаты экспериментов по определению концентрации атомов в нижних возбужденных состояниях, концентрации электронов и температуры нейтральной компоненты на оси трубки в указанных выше режимах горения разряда представлены в таблице.

Основная ошибка при определении концентрации метастабильных атомов определяется погрешностью измерения аппаратного контура интерферометра. Погрешность измерений заселенности уровней He ($3^1,3P$) и температуры газа не превышала 10%.

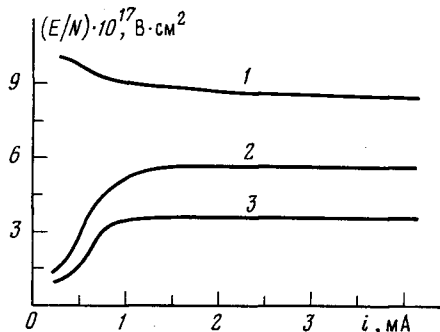


Рис. 2. Зависимость приведенной напряженности электрического поля в положительном столбе разряда от тока для давлений: 1 — 265 Па; 2 — 930; 3 — 2650

p, IIa i, MA	265		930		2650	
	0,4	4	0,4	4	0,4	4
$[\text{He}(2^3S)], \text{cm}^{-3}$	$3,4 \cdot 10^{11} (1 \pm 0,2)$	$9,2 \cdot 10^{11} (1 \pm 0,2)$	$1,1 \cdot 10^{11} (1 \pm 0,3)$	$4,0 \cdot 10^{11} (1 \pm 0,3)$	$1,0 \cdot 10^{11} (1 \pm 0,3)$	$2,3 \cdot 10^{11} (1 \pm 0,3)$
$[\text{He}(2^1S)], \text{cm}^{-3}$	$>4,4 \cdot 10^{10}$	$>6,5 \cdot 10^{10}$	$8,5 \cdot 10^9 (1 \pm 0,15)$	$3,8 \cdot 10^{10} (1 \pm 0,15)$	$3,8 \cdot 10^9 (1 \pm 0,2)$	$2,8 \cdot 10^{10} (1 \pm 0,2)$
$[\text{He}(3^3P)], \text{cm}^{-3}$	$1,5 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^8$	$1,4 \cdot 10^4$	$5,2 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^3$	$2,3 \cdot 10^5$
$[\text{He}(3^1P)], \text{cm}^{-3}$	$7,4 \cdot 10^4$	$7,8 \cdot 10^5$	$4,0 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^5$	$5,0 \cdot 10^2$	$5,5 \cdot 10^4$
$[n_e], \text{cm}^{-3}$	$7,0 \cdot 10^8$	$8,5 \cdot 10^9$	$3,3 \cdot 10^9$	$1,4 \cdot 10^{10}$	$3,9 \cdot 10^9$	$2,0 \cdot 10^{10}$
T_0, K	109	119	112	125	115	136

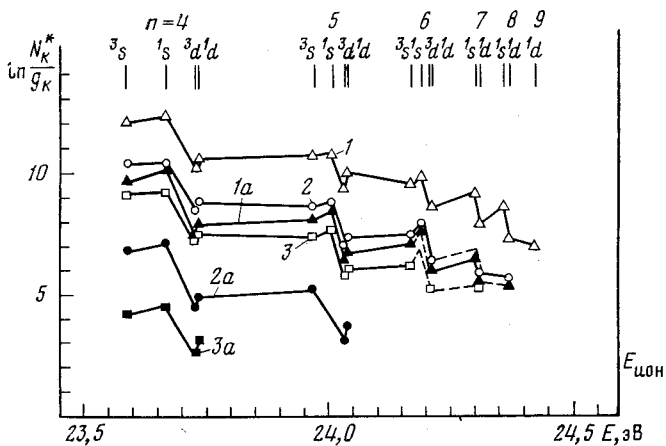


Рис. 3. Заселенность верхних энергетических уровней атомов гелия при давлениях: 1 — 265 Па; 2 — 930; 3 — 2650; токах: 1 — 3 — 4 мА; 1а — 3а — 0,4

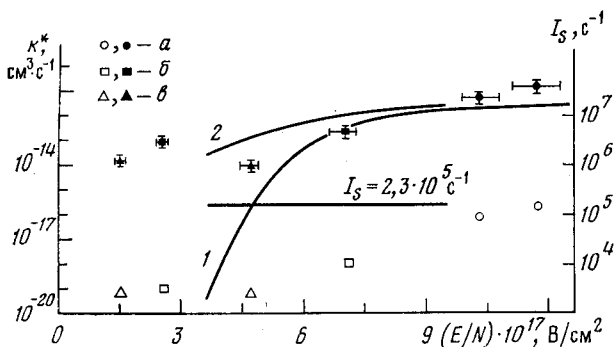
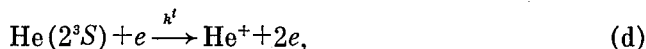
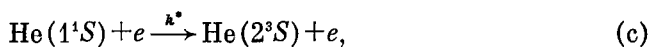
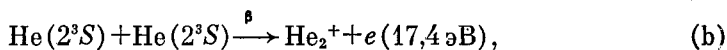


Рис. 4. Зависимость константы возбуждения уровня He (2^3S) от приведенной напряженности электрического поля: 1 — расчет [7]; 2 — расчет [8]; сплошные точки — результат данной работы при давлениях: а — 265 Па, б — 930 и в — 2650, полученные по экспериментальным значениям I_s (полые точки)

Заселенности атомов, находящихся в верхних возбужденных состояниях, представлены на рис. 3. Отметим, что аналогичный характер заселения верхних энергетических уровней в гелии наблюдался и ранее, например, в работе [18].

Анализ полученных результатов и литературных данных позволяет сделать вывод, что основными процессами рождения и гибели метастабильных атомов в данных условиях являются процессы, описываемые реакциями



а также диффузия метастабилей к стенке разрядной трубки. В скобках указана максимально возможная величина энергии, с которой рождается электрон. Сюда не включена реакция разрушения метастабильных атомов с атомами в основном состоянии. Известно [19], что в криогенной плазме она не идет из-за наличия потенциального барьера во взаимодействии

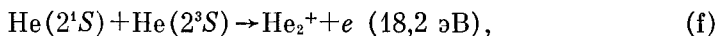
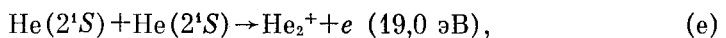
He(2^3S) с He(1^1S). Не включена также реакция столкновения атомов в состоянии He(2^3S) с метастабильными молекулами. Оценки, сделанные на основании измеренной в эксперименте концентрации молекул He₂($2^3\Sigma_u^+$), составляющей $\sim 3,5 \cdot 10^9$ см⁻³, показывают, что эти столкновения можно не учитывать. Пренебрежимо малый вклад дает и реакция образования He(2^3S) в электрон-ионной рекомбинации. Ее скорость оказывается на три порядка меньше скорости реакции (b). Измеренные в эксперименте концентрации атомов в синглетном метастабильном состоянии и на лежащих выше энергетических уровнях показывают, что в балансе для триплетных метастабильных атомов можно не учитывать столкновения He(2^3S) с He(2^1S), а также процесс их радиационного заселения с лежащих выше уровней. Таким образом, уравнение баланса для He(2^3S) принимает следующий вид:

$$k^* n n_e = \beta M^2 + k' M n_e - D_M \Delta M. \quad (7)$$

Здесь M — концентрация He(2^3S); n — концентрация атомов в основном состоянии; n_e — концентрация электронов; D_M — коэффициент диффузии метастабилей. Подставив в (7) измеренные концентрации метастабильных атомов, можно определить k^* . Константа ионизации k' взята из работы [7], D_M — из [2], β — из [3].

Полученная зависимость константы скорости возбуждения уровня He(2^3S) от величины приведенной к концентрации газа на оси разряда напряженности продольного электрического поля представлена на рис. 4. Там же даны величины $J_s = \frac{1}{2} \beta M^2 / n_e$, соответствующие частоте рождения быстрых электронов в результате парного соударения метастабилей He(2^3S). Кривая 1 рассчитана в [7] без учета J_s источника, кривая 2 соответствует расчету [8] в предположении, что электроны рождаются согласно реакции (b) с энергией 17,4 эВ, для $J_s = 2,3 \cdot 10^5$ с⁻¹, которое экспериментально получено в работе [5] при давлении 970 Па. Величина J_s , взятая авторами при расчете кривой 2, несколько завышена, так как использовано значение константы реакции (b), равное $4,6 \cdot 10^5$ см³·с⁻¹. Большинство работ, в том числе и последние [2, 3, 20], дают величину $(1,6-1,8) \cdot 10^9$ см³·с⁻¹.

Из результатов, приведенных на графике, видно, что исследуемую область E/N можно разбить на три части. В первой области при полях, больших $6 \cdot 10^{-17}$ В·см², рождение электронов в результате парного соударения метастабилей не оказывает влияния на величину константы возбуждения электронным ударом. Измеренные значения находятся в согласии с теоретическими (кривые 1 и 2). Во второй области, в диапазоне полей $(3-6) \cdot 10^{-17}$ В·см² экспериментальное значение k^* лежит между кривыми 1 и 2, подтверждающее тот факт, что в данной области величина константы скорости возбуждения зависит от интенсивности источника J_s . При полях, меньших $3 \cdot 10^{-17}$ В·см², экспериментальные значения лежат выше теоретической кривой 2, проэкстраполированной в область малых полей, хотя измеренные величины J_s на два порядка меньше, чем взятые при расчете кривой в [8]. Это позволяет предположить, что при малых полях ($\sim 3 \cdot 10^{-17}$ В·см²) на величину константы возбуждения существенное влияние оказывают элементарные процессы, в которых рождаются электроны с энергией, более близкой к порогу возбуждения, чем в реакции (b). Такими процессами, согласно работе [2], могут быть следующие:



а также сверхупругие столкновения электронов с метастабильными атомами [3]. Такое предположение качественно объясняет расхождение экс-

периментальных данных с расчетной кривой [8] в области полей, меньших $3 \cdot 10^{-17}$ В·см².

Следует отметить, что значения k^* , полученные в эксперименте, могут быть несколько завышены из-за отличия действительного радиального профиля концентрации электронов от бесселевского. Учет процессов ступенчатой ионизации и, главным образом диффузии метастабилей, в результате парных столкновений которых рождаются электроны, приводит к профилю, который имеет более резкий максимум вблизи оси разряда, чем бесселевский. Это отличие в концентрации электронов на оси возрастает с уменьшением тока разряда, поскольку с понижением концентрации метастабилей возрастает роль диффузии в процессе их разрушения

$$D_M \Delta M / (\beta M^2) \sim 1/M.$$

Но это отличие не может быть больше чем на порядок, поскольку в таком случае характерный размер, на котором электронная концентрация убывает практически до нуля, не превышал бы величину $R / (2,4\sqrt{10}) \sim 1$ мм и контракция разряда приводила бы к неоднородному распределению свечения положительного столба, в то время как при всех исследуемых режимах наблюдалось однородное свечение по всему сечению трубки.

Отклонением действительного радиального профиля $\phi(r)$ от бесселевского можно объяснить завышение в три раза точки при $E/N = 11,7 \cdot 10^{-17}$ В·см², полученной для тока 0,4 мА и давления 265 Па, над теоретическим значением.

В заключение отметим, что нанесенные на рис. 4 экспериментальные точки нельзя соединять одной кривой, так как в области полей $E/N < 6 \cdot 10^{-17}$ В·см² величина k^* зависит не только от отношения E/N , но и от давления газа вследствие зависимости от давления частоты рождения электронов в результате парного соударения метастабильных атомов.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
16.V.1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Gerardo J. B., Gusinow M. A. Electronik rekombination of He_3^+ .— Phys. Rev. A, 1971, v. 3, N 1, p. 255.
2. Deloche R., Monchicourt P., Cheret M., Lambert F. High pressure helium afterglow at room temperature.— Phys. Rev. A, 1976, v. 13, N 3, p. 1440.
3. Фуголь И. Я. Спектроскопическое исследование элементарных процессов в криогенной гелиевой плазме: Автореф. дис. на соискание уч. ст. докт. физ.-мат. наук. Харьков: ФТИНТ АН УССР, 1971, с. 156.
4. Кириллин А. В., Марковец В. В. Тлеющий разряд в гелии при криогенных температурах.— ТВТ, 1973, т. 11, № 4, с. 706.
5. Асиновский Э. И., Кириллин А. В., Марковец В. В. Тлеющий разряд в гелии при криогенных температурах.— ТВТ, 1975, т. 13, № 5, с. 933.
6. Postma A. J. Calculated electron energy distribution functions for discharges in helium and helium-argon mixtures.— Physica, 1969, v. 43, N 4, p. 581.
7. Mewe R. On the positive column of discharges in helium at intermediate pressures.— Physica, 1970, v. 47, N 3, p. 373.
8. Белевцев А. А., Мнацаканян А. Х. Влияние ионизирующих столкновений метастабилей на функцию распределения электронов в криогенном гелиевом разряде.— ТВТ, 1975, т. 13, № 5, с. 943.
9. Мичелл А., Земанский М. Резонансное излучение и возбужденные атомы. М.— Л.: ОНТИ НКПТ СССР, 1937.
10. Зайдель А. И., Островская Г. В., Островский Ю. И. Техника и практика спектроскопии. М.: Наука, 1976, с. 14.
11. Kuhn H. G., Vaughan J. M. Radiation width and resonance broadening in helium.— Proc. Roy. Soc., London, 1964, v. 277, p. 297.
12. Herzberg G. Spectra of diatomic molecules. New York: D. Van Nostrand Reinhold Company, 1957, p. 536.
13. Jardino M. Etude des métastables atomiques et moléculaires dans une post — décharge d'helium. Thèse 3^e cycle. L'Université de Paris — sud centre d'Orsay, 1974, p. 44.
14. Myers J. Cunningham A. J. Rate measurements of reactions of helium metastable species at atmospheric pressures. II. He_2 ($2^3 \Sigma_u^+$) in pure afterglows.— J. Chem. Phys., 1977, v. 67, N 5, p. 1942.

15. *Stevelfelt J., Robben F.* Spectroscopic study of the early afterglow of recombining helium plasma.— *Phys. Rev. A*, 1972, v. 5, N 3, p. 1502.
 16. *Хаксли Л., Кромптон Р.* Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977, с. 614.
 17. *Кириллин А. В., Раковец А. А.* Измерение температуры нейтрального газа на оси криогенного тлеющего разряда в гелии с помощью интерферометра высокого разрешения.— *ТВТ*, 1976, т. 14, № 5, с. 1085.
 18. *Бочкова О. П., Разумовская Л. П.* Спектроскопические исследования высокочастотного разряда в гелии.— *Оптика и спектроскопия*, 1965, т. 18, вып. 5, с. 777.
 19. *Фуголь И. Я.* Процессы упругого рассеяния метастабильных атомов гелия в собственном газе.— *УФН*, 1969, т. 97, с. 429.
 20. *Myers J., Cunningham A. J.* Rate measurements of reactions of helium metastable species at atmospheric pressures. I. He(2^3S) in pure afterglows.— *J. Chem. Phys.*, 1977, v. 67, N 1, p. 247.
-