

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСИЯ
В СИЛЬНОИОНИЗИРОВАННОМ ГЕЛИИ*Н. С. Груздева, Л. С. Николаевский и И. В. Подмошенский*

Проведена спектроскопическая диагностика и исследованы вопросы неравновесия плотной гелиевой плазмы импульсного разряда при атмосферном давлении. Экспериментально установлено, что спокойная лабораторная плазма при $T_e = (3-4) \cdot 10^4$ К и $n_e = (3.0-8.3) \cdot 10^{16}$ см⁻³ находится в ионизационном неравновесии. Основной причиной столкновительного неравновесия является вынос излучения, приводящий к сильному перезаселению основного состояния He I к недозаселению этого состояния к He III. Диффузионными процессами можно пренебречь при характерном размере узла $r \geq 0.5$ см. Экспериментальные результаты сопоставляются с теоретическим расчетом Дравина для гелиевой плазмы. Обнаружено хорошее согласие эксперимента с теорией.

Столкновительные процессы, происходящие в плотной плазме, могут связывать все электронные состояния атомов, включая и основное, с электронным континуумом. Иногда эта связь наблюдается только начиная с некоторого i -го возбужденного уровня.

В первом случае нарушающая роль ухода частиц и излучения из плазмы невелика и принято говорить, особенно в литературе немецких авторов [1-3], что плазма находится в полном локальном термодинамическом равновесии (ЛТР). Для ЛТР применимы все термодинамические соотношения, кроме закона Планка.¹

Во втором случае вынос частиц и особенно резонансного излучения может существенно нарушить столкновительное равновесие и тогда термодинамические формулы можно применять только к возбужденным состояниям. Такой тип равновесия в последнее время называют частичным локальным термодинамическим равновесием (ЧЛТР). Оба термина сугубо условны и обычно требуют дополнительных пояснений. Поэтому ниже наряду с этими терминами будут использоваться равносильные и понятные без объяснений определения: столкновительное равновесие и столкновительное равновесие для возбужденных уровней, соответствующих ЛТР и ЧЛТР.

Нарушение столкновительного равновесия значительно усложняет всю плазменную диагностику. Поэтому первоначально изучение неравновесия целесообразно производить в плазме с резко выраженным отступлением от равновесия, так как малые различия могут быть замаскированы погрешностями определения плазменных параметров. С этой точки зрения наиболее подходящей средой является гелий. Вопрос о равновесии в этом случае стоит особенно остро вследствие ослабления столкновительного механизма на большом энергетическом интервале 1^1S-2^1S , 2^3S атома гелия. На установление равновесия в лабораторной ограниченной плазме существенное влияние могут также оказывать процессы диффузии из-за сравнительно малого атомного веса гелия. Кроме того, для линий He I имеются точные значения сил осцилляторов [5], что обеспечивает

¹ Однако в случае достаточно плотной плазмы черное излучение может достигаться не только в спектральных линиях, но и во всем сплошном спектре [4].

достаточно надежную диагностику даже для неравновесной плазмы. Несмотря на значительное число экспериментальных работ, в гелиевой плазме [6-10], в том числе и плазме с высокой степенью ионизации [7, 9], вопросы равновесия обстоятельно не рассматривались.² В то же время детальные расчеты кинетики ионизации и возбуждения [11-13] определенно указывают на существование ионизационного неравновесия в плотной гелиевой плазме с электронной концентрацией $n_e \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Целью настоящей работы является исследование установления равновесия гелиевой плазмы с высокой степенью ионизации ($x > 0.1$) при атмосферном давлении.

Эксперимент. Плазма создавалась с помощью импульсного разряда $t = 1.2 \cdot 10^{-3}$ сек. в открытой секционированной трубке [15], газ в которой хорошо сообщался с атмосферой камеры. Диаметр ограничивающих кварцевых трубок 1 см, общая их длина 10 см. Разрядная камера наполнялась гелием высокой чистоты при $p = 1$ атм. Вершина импульса, постоянная по току в пределах 4%, выделялась дисковым спектрохромографом СП-452, работающим в режиме фотозатвора с регулируемой задержкой [14]. Исследование производилось при трех силах тока: 480, 700 и 1380 а. Получаемый плазменный столб отличается высокой однородностью по оси, а давление в нем хорошо соответствует начальному давлению в камере [15, 16]. Излучение регистрировалось по направлению оси разряда спектрографом СТЭ-1 ($d\lambda/dl = 8 \div 10 \text{ \AA/мм}$). Способ регистрации — фотографический. Фотоматериал — «Изопанхром тип 15». В качестве эталона использовался импульсный источник сплошного излучения ЭВ-45 [14] с яркостной температурой $39\,000^\circ \text{ К}$.

Методика и результаты измерений. Выбор методов спектроскопической диагностики существенно зависит от состояния исследуемой плазмы. Первые же оценки электронной концентрации показали, что экспериментально наблюдаемые $n_e \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ не могут обеспечить ЧЛТР, для существования которого в оптически тонкой гелиевой плазме при $kT_e = 3 \div 4$ эв требуется $n_e \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [2]. В то же время условия для ЧЛТР выполняются.

Действительно, релаксационный метод диагностики плазмы позволил экспериментально установить [18] существование столкновительного равновесия возбужденных состояний аргона ($n_e \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 9300^\circ \text{ К}$) с электронным континуумом, что хорошо подтверждается оценками по критерию [19], уточненному на основе новейших данных о величинах сечений столкновений. Теория предсказывает, что ЧЛТР в этом случае можно ожидать при $n_e \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Совпадение этих результатов позволяет оценить также по критерию условия ЧЛТР для гелиевой плазмы. Оказалось, что все возбужденные состояния нейтрального гелия He I ($kT_e = 3 \div 4$ эв) находятся в столкновительном равновесии с электронами при $n_e \geq 2.5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-3}$, а состояния однократно ионизованного гелия He II находятся в ЧЛТР, начиная с уровня с главным квантовым числом $j = 4$, который является верхним состоянием для линии $\lambda = 4686 \text{ \AA}$, при $n_e \geq 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Поэтому, естественно, казалось, что температуру следует определять по формуле Саха—Больцмана

$$\frac{n_z n_e}{n_{z-1, i}} = 4.83 \cdot 10^{15} \frac{g_{z, 1}}{g_{z-1, i}} T_e^{3/2} \exp\left(-\frac{\Delta\chi_{z-1, i}}{kT_e}\right),$$

где $n_{z-1, i}$ — заселенность i -го состояния гелия (для нейтрала $z = 1$), $\Delta\chi_{z-1, i}$ — энергия связи i -го уровня, а $g_{z, 1}$ — статистический вес иона He II в основном состоянии.

Однако из-за почти линейной зависимости T_e от n_e требуется достаточно точное знание величины n_e . Поэтому определение T_e производилось

² К моменту выхода настоящей статьи в печати появились работы и по этому вопросу [27, 28].

по методу отношения полной интенсивности спектральной линии к континууму [2]. Метод применим только для чистых газов, непрерывное излучение которых хорошо рассчитывается по теории, таких как Н, Не, С. Имеющиеся теоретические зависимости [2] для случая однократной ионизации действительны только до $T_e = 30\ 000^\circ\text{K}$ и поэтому в данном случае пришлось расчетным путем продолжить до $T_e = 40\ 000^\circ\text{K}$. Вследствие слабой зависимости отношения интенсивностей от T_e это несколько снизило точность измерений температуры, но, принимая во внимание усреднение результатов по нескольким спектральным линиям, ошибка в T_e не превысила 5%.

Современная теория уширения спектральных линий обеспечивает точность определения n_e примерно в 20%, за исключением измерений по линии водорода H_β , которая отсутствует в спектре. Поэтому как более точный был выбран метод абсолютной интенсивности континуума. При однократной ионизации гелиевый континуум представляет собой сумму торозного и рекомбинационного излучения. Интенсивность его ϵ , рассчитывается по теории с точностью до 5% [2].

По [3]

$$\epsilon_i = CZ^2 \frac{n_e n_e}{T_e^{1/2}} \left\{ \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \right] \frac{g_{z,1}}{U_z} \xi(\nu, T) + G \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) \right\},$$

где $C = 5.443 \cdot 10^{-39}$ ед. CGSE, U_z — статистическая сумма по состояниям для иона, G — фактор Гаунта, ξ — фактор Бибермана. Измерения производились в области $\lambda = 5600\ \text{\AA}$, свободной от переложения крыльев спектральных линий, где $\xi \approx 1.00$ [20] и не изменяется при повышении T_e . Таким образом, измерив в эксперименте ϵ_i с погрешностью $\sim 10\%$, значение n_e определим с точностью 5%. Одновременно при этом проведено сопоставление измерений по уширенным линиям He I и He II. При максимальной силе тока ($i = 1380\text{a}$) в спектре появилась линия He II $\lambda = 4686\ \text{\AA}$, что позволило проконтролировать T_e по отношению интенсивностей (He II $\lambda = 4686\ \text{\AA}$ / He I $\lambda = 5875\ \text{\AA}$). При этом были использованы теоретически рассчитанные зависимости отношения от T_e [8] для экспериментальных условий. Наконец, получив достаточно точные значения n_e , можно проверить внутреннюю согласованность всех результатов по формуле Саха—Больцмана, для чего достаточно было измерить абсолютную заселенность n_{i-1} i -го возбужденного состояния.

Экспериментальные результаты диагностики представлены в таблицах с указанием методов измерения. Как видно, расхождение в значениях T_e не превышает 3—5%, в то время как величины n_e , измеренные по уширенным спектральным линиям, превышают соответствующие значения, полученные из абсолютной интенсивности континуума. В дальнейшем за основу будут приниматься последние значения n_e как более точные. Прежде чем перейти к обсуждению полученных результатов, следует отметить две особенности данного эксперимента. Во-первых, все спектральные линии имели разрешенные контуры: отношение полуширины линии к интервалу, вырезаемому спектральной целью, составляло величину ≤ 0.1 . Это обстоятельство исключило влияние проявленного эффекта Эбергарда на точность определения полной интенсивности линии [21], хотя и потребовало трудоемких измерений интегральных интенсивностей. Во-вторых, знание плазменного давления при известных n_e и T_e позволило из полного баланса давлений определить концентрацию нейтральных атомов с точностью $\sim 25\%$ при $T_e = 40\ 000^\circ\text{K}$ и 1—2% при $T_e = 30\ 000^\circ\text{K}$. Это обстоятельство следует подчеркнуть, так как в импульсных разрядах в закрытых трубках такая возможность отсутствует.

Обсуждение результатов. Согласно теоретическим расчетам [11—13], наиболее чувствительным параметром к установлению равновесия является заселенность основного состояния гелия, а также степень ионизации, что хорошо подтверждается в эксперименте. Как видно из

рис. 1, экспериментальные значения почти совпадают с равновесными величинами n_e^* [22] при $T=40\ 000^\circ\text{K}$, в то же время как концентрация нейтрального гелия $n_{0,1}$ на два порядка больше равновесной концентрации $n_{0,1}^*$, так и степень ионизации (рис. 2) резко отличается от равновесной. Концентрация вторых ионов $n_{2,1}$, определенная по абсолютной интенсивности линии $\lambda=4686\ \text{\AA}$ по формуле Саха—Больцмана, составляет $\sim 10^{14}\ \text{см}^{-3}$ или на порядок меньше равновесного значения.

Все это свидетельствует о существовании в плазме ионизационного неравновесия. В условиях рассматриваемого эксперимента не существует заметного разрыва между электронной и газовой температурами. Действительно, согласно оценке (см. [2], формула (6.76)), имеем $(T_e - T_r)/T_e \leq \leq 0.5\%$.

Основными процессами, нарушающими равновесие спокойной плазмы, является лучистый и диффузионный вынос энергии. В эксперименте даже при максимальной концентрации электронов $8.3 \cdot 10^{16}\ \text{см}^{-3}$ по критерию Бейтса [23] скорость радиационных процессов с резонансного уровня HeI ($\lambda = 584\ \text{\AA}$) в оптически тонком слу-

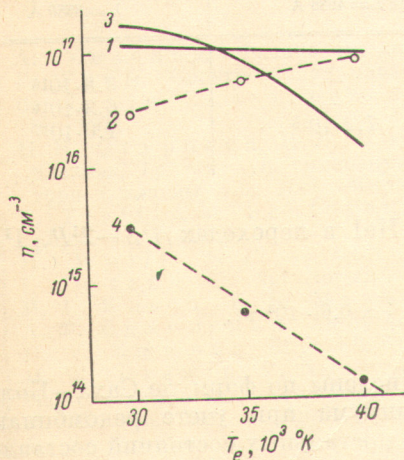


Рис. 1. Состав гелиевой плазмы в зависимости от температуры.

1, 2 — равновесная [22] и экспериментальная концентрации электронов соответственно; 4, 3 — то же для нейтральных атомов.

те при максимальной концентрации электронов $8.3 \cdot 10^{16}\ \text{см}^{-3}$ по критерию Бейтса [23] скорость радиационных процессов с резонансного уровня HeI ($\lambda = 584\ \text{\AA}$) в оптически тонком слу-

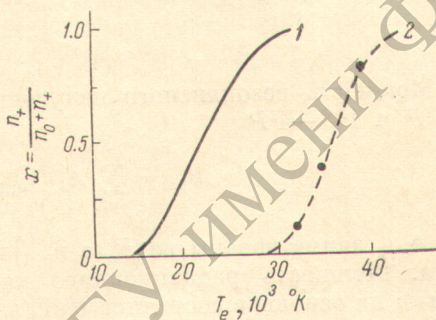


Рис. 2. Степень ионизации гелиевой плазмы.

1 — расчет для ЛТР [22]; 2 — данный эксперимент.

чае ($\tau < 1$) в ~ 16 раз превосходит скорость столкновительных процессов, что и нарушает ЛТР. Возможное влияние диффузии частиц может быть оценено сравнением характерных времен диффузии

$$\tau_{\text{диф.}} = \frac{1}{\mu^2 D_{1,1}}, \quad \mu \approx \frac{2.41}{r}$$

и эффективных времен объемных процессов (рекомбинации и ионизации)

$$\frac{1}{\tau_{\text{эфф.}}} = (\alpha + S) n_e.$$

Здесь r — радиус плазменного столба, $D_{1,1}$ — коэффициент ион-ионной диффузии [19], α , S — коэффициенты ударно-радиационной рекомбинации и ударной ионизации [24] соответственно. Подставив экспериментальные значения n_e (см. таблицу), получим

$$\tau_{\text{диф.}} / \tau_{\text{эфф.}} \approx 10; 45; 200,$$

т. е. для всех режимов диффузионными процессами можно пренебречь. К такому же выводу можно прийти, рассмотрев энергетический баланс.

Вводимая в разрядную трубку при максимальном режиме ($i = 1380\ \text{a}$, $T_e = 40\ 000^\circ\text{K}$) электрическая мощность

$$P_{\text{эл.}} = i^2 \frac{L}{\sigma \pi r^2} \approx 1.2 \cdot 10^6\ \text{вт.}$$

Здесь принято $\sigma = 2 \cdot 10^2\ \text{ом}^{-1}\ \text{см}^{-1}$ [25], $L = 10\ \text{см}$, $r = 0.5\ \text{см}$.

Экспериментальные данные по T_e и n_e

$T_e, ^\circ\text{K}$						
i, a	$I_{\lambda}(3889 \text{ \AA})/ I_{\text{конт.}}$	$I_{\lambda}(4713 \text{ \AA})/ I_{\text{конт.}}$	$I_{\lambda}(5875 \text{ \AA})/ I_{\text{конт.}}$	$I_{\lambda}(6678 \text{ \AA})/ I_{\text{конт.}}$	по формуле С—В $\lambda=5875 \text{ \AA}$	$I_{\lambda}(\text{He II}, 4686 \text{ \AA})/ I_{\lambda}(\text{He I}, 5875 \text{ \AA})$
480	29000	27800	32500	—	27000	—
700	35000	33500	35000	—	34700	—
1380	40000	40500	42000	39500	39000	42000

n_e, cm^{-3}			
i, a	По континууму у $\lambda = 5600 \text{ \AA}$	по полуширине линий	
		$\lambda = 4686 \text{ \AA}$	$\lambda = 3889 \text{ \AA}$
480	$3.0 \cdot 10^{16}$	—	$3.8 \cdot 10^{16}$
700	$5.9 \cdot 10^{16}$	—	$6.3 \cdot 10^{16}$
1380	$8.3 \cdot 10^{16}$	$7.2 \cdot 10^{16}$	$1.0 \cdot 10^{17}$

Мощность резонансного излучения HeI в переходах 1^1S-2^1P , 1^1S-3^1P и 1^1S-4^1P

$$P_{\text{рез}} = \sum_{i=2}^4 A_{i,1} n_{0,i} h\nu_{i,1} \approx 0.6 \cdot 10^5 \text{ вт},$$

где $A_{i,1}$ заимствованы из [5], а $n_{0,i}$ вычислены по формуле Саха—Больцмана. Мощность радиационного континуума при учете рекомбинации только на основное состояние HeI (вклад остальных состояний составляет 20% от основного)

$$P_{\text{конт.}} = \alpha_1 n_2^2 h\nu_{\pi r^2} L \approx 0.2 \cdot 10^5 \text{ вт}.$$

Здесь $\alpha_1 = 0.82 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3/\text{сек}$. [26] — коэффициент радиационной рекомбинации. Следовательно, даже неполный учет процессов излучения указывает на доминирующее значение лучистого выноса энергии. Этот вывод в основном согласуется с [8], хотя в этой работе авторы предполагали ЛТР, и поэтому их расчет баланса не совсем корректен.

Проведем некоторые сопоставления экспериментальных данных с результатами теоретических расчетов для гелия. В [11] рассмотрена оптически тонкая плазма, в которой основным процессом является лучистый вынос энергии, а диффузия частиц при этом не учитывается, т. е. предполагается плазма достаточно большого характерного размера. Кроме того, вычисления проведены для спокойной плазмы, в которой отсутствуют любые коллективные движения среды — струи, ударные волны, турбулентность и т. д. Всем этим требованиям удовлетворяет данный эксперимент.

Приняв во внимание связь между синглетной и триплетной системами, автор [11] нашел, что основное состояние HeI при $T_e = 30\,000^\circ \text{ K}$ перезаселено. При этом $(n_{0,1})^{\text{расч.}}/n_{0,1}^* \approx 30$, в то время как эксперимент дает $(n_{0,1})^{\text{эксп.}}/n_{0,1}^* \approx 50$. Аналогично для He III при реабсорбированной резонансной линии L_{α} , согласно [13], получаем

$$\frac{(n_{2,1})^{\text{расч.}}}{n_{2,1}^*} \approx \frac{(n_{2,1})^{\text{эксп.}}}{n_{2,1}^*} \approx 10^{-1}.$$

Следует признать, что данный эксперимент хорошо согласуется со сложным расчетом полной кинетики процессов в гелиевой плазме. По выполненной работе можно сделать следующие выводы.

1. Гелиевая лабораторная плазма с высокой степенью ионизации ($x > 0.1$) при атмосферном давлении и $T_e = 30\,000 - 40\,000^\circ \text{K}$ находится в ионизационном неравновесии.

2. В соответствии с теорией основной причиной нарушения равновесия является несбалансированный радиационный распад резонансного состояния He I, что приведет к перезаселению этого состояния у He I и к его незаселению у He III. Ролью диффузионных процессов можно пренебречь при характерном размере плазмы $r \geq 0.5$ см.

3. Игнорирование отступления от равновесия при диагностике может привести к ошибкам в определении параметров плазмы, особенно с включением основного состояния.

Результаты нашей работы дают возможность поставить под сомнение выводы о равновесном состоянии гелиевой плазмы, сделанные в ряде экспериментальных работ, частично цитируемых в данной статье.

Литература

- [1] А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, М., 1949.
- [2] Г. Грим. Спектроскопия плазмы. Атомиздат, М., 1969.
- [3] В. Лохте-Хольтгревен. Методы исследования плазмы. Изд. «Мир», М., 1971.
- [4] Н. Н. Огурцова, И. В. Подмошенский. Сб. «Низкотемпературная плазма». Тр. Междунар. симпозиума по свойствам и применению низкотемпературной плазмы, 432. Изд. «Мир», М., 1967.
- [5] E. Treffitz, A. Schluter, K. Dettmar, K. Iorgens. *Z. Astrophys.*, 44, 1, 1957.
- [6] H. Wulff. *Z. Phys.*, 150, 614, 1958.
- [7] I. Durand. *Z. Naturforsch.*, 18a, 281, 1963.
- [8] H. I. Kusch, E. R. Mewes. *Z. Naturforsch.*, 22a, 676, 1967.
- [9] А. Ф. Симоненко. Автореф. канд. дисс., Л., 1968.
- [10] H. W. Drawin. *Phys. Fluids*, 10, 1125, 1967.
- [11] H. W. Drawin. *Z. Naturforsch.*, 19a, 1451, 1964.
- [12] H. W. Drawin. *Ann. Phys.*, 16, 195, 1954.
- [13] R. Mewe. *Brit. J. Appl. Phys.*, 18, 107, 1967.
- [14] В. И. Баюнов, И. В. Подмошенский, А. В. Попов. *Оптико-механич. промышл.*, № 2, 23, 1966.
- [15] Л. С. Николаевский, И. В. Подмошенский, Б. А. Филиппов. *Ж. прикл. спектр.*, 12, 615, 1970.
- [16] Л. С. Николаевский, И. В. Подмошенский. *Опт. и спектр.*, 33, 440, 1972.
- [17] М. И. Демидов, Н. Н. Огурцова, И. В. Подмошенский. *Оптико-механич. промышл.*, № 1, 95, 1960.
- [18] В. Я. Александров, Д. Б. Гуревич, И. В. Подмошенский. *Опт. и спектр.*, 23, 521, 1967.
- [19] H. W. Drawin. *Z. Phys.*, 228, 99, 1969.
- [20] H. Kriener, D. Schluter. *J. Astrophys.*, 67, 165, 1967.
- [21] Л. С. Николаевский, И. В. Подмошенский, Б. А. Филиппов. *Ж. прикл. спектр.*, 12, 784, 1970.
- [22] W. Lick, H. Emmons. *Transport Properties of Helium from 200 to 50 000° K.* Cambridge, Harvard Univ., 1965.
- [23] Д. Бейтс. *Атомные и молекулярные процессы.* Изд. «Мир», М., 1964.
- [24] H. W. Drawin, F. Emar. *Z. Phys.*, 243, 326, 1971.
- [25] R. S. Devoto. *J. Plasma Phys.*, 2, 617, 1968.
- [26] A. Burgess, M. T. Seaton. *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, 121, 741, 1960.
- [27] Дж. Уленбуш. *Изв. Сиб. отд. АН СССР, сер. техн.* № 13, в. 3, 27, 1973.
- [28] T. L. Eddy, E. Pfender, E. R. G. Eckert. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 1, 31, 1973.

Поступило в Редакцию 10 мая 1973 г.