

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. Н. Иванов, М. М. Прудников, Исследование неравновесного излучения слабоионизованной плазмы гелия, *ТВТ*, 1992, том 30, выпуск 2, 230–235

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: 18.97.14.81

8 февраля 2025 г., 03:14:53



УДК 537.562 © 1992 г.

А.Н. Иванов, М.М. Прудников

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ ГЕЛИЯ

Методом Монте-Карло решен вопрос о заселенности верхних уровней гелия в слабоионизованной пучковой плазме. Полученные результаты использовались для расчета неравновесного спектра гелия в стационарном и нестационарном случаях.

Свойство слабоионизованной пучковой плазмы — светиться широко — используется в физическом эксперименте, в спектроскопии, физике лазеров и т.д. На излучении плазмы основываются многие широко распространенные и эффективные методы ее диагностики. Количественная информация о спектрах излучения, о свойствах возбужденных состояний молекул необходима для расчета кинетики процессов, происходящих в ударных трубах, газовых лазерах, атмосферах Земли и других планет.

В шестидесятих годах потребности ракетной техники стимулировали подробное изучение радиационных свойств воздушной плазмы. Наиболее полные результаты о коэффициентах поглощения (а следовательно, и излучательной способности плазмы) при различных температурах и давлении собраны в работах Л.М. Бибермана и его сотрудников [1]. Значительно менее изучено неравновесное излучение различных газов, что объясняется многообразием способов создания неравновесной заселенности атомов и молекул. Вопрос о заселенности верхних энергетических уровней атомов и молекул является центральным при определении неравновесного спектра излучения. При накачке электронным пучком этот вопрос решался для воздуха в [2]. Там же приведен стационарный спектр неравновесного излучения воздуха, учитывающий наиболее интенсивные излучательные переходы молекул N_2 , O_2 , N_2^+ . Как иллюстрация метода непрерывного замедления в самых простых предположениях стационарный спектр неравновесного излучения гелия найден в [3].

В данной работе подробно решается вопрос о заселенности верхних энергетических уровней гелия, анализируются уравнения кинетики возбужденных состояний и определяются стационарный и нестационарный спектры излучения чистого гелия с помощью метода Монте-Карло.

Метод расчета. Излучение в спектральной линии¹ определяется вероятностью электронных переходов A_{ik} с i -го уровня на k -й, а также заселенностью верхних возбужденных уровней N_i

$$J_{ik} = \hbar \omega_{ik} A_{ik} N_i. \quad (1)$$

В данной работе неравновесная заселенность атомов была обусловлена воздействием на газ с атмосферным давлением пучка электронов с энергией около 100–200 КэВ в непрерывном либо импульсном режимах. Замечательным является тот факт, что величины N_i , а вместе с ними и спектр излучения, носят универсальный характер (т.е. не зависят от энергетического спектра первичных электронов пучка) [5]. Рассмотрим еще несколько величин, необходимых для дальнейшего и обладающих такой же универсальностью [5, 6]. Доля энергии η_i , затраченная электроном с начальной энергией E_0 при полном поглощении в газе на возбуждение i -го уровня с потенциалом возбужде-

¹ Заметим, что в слабоионизованной плазме ($\alpha_{\text{ион}} < 10^{-9}$) тормозное и фоторекомбинационное излучение не существенны [4].

Таблица 1

Уровень	$\eta_i, \%$	Уровень	$\eta_i, \%$	Уровень	$\eta_i, \%$	Уровень	$\eta_i, \%$
2^1P	11,1	5^1S	0,038	4^3P	0,24	2^3D	1,04
3^1P	2,7	2^1D	1,22	5^3P	0,01	3^3D	0,2
4^1P	1,22	3^1D	0,31	6^3P	0,01	4^3D	0,057
5^1P	0,43	4^1D	0,038	2^3S	6,55	5^3D	0,077
6^1P	0,29	5^1D	0,077	3^3S	0,5		
2^1S	2,5	6^1D	0,039	4^3S	0,2		
3^1S	0,46	2^3P	3,77	5^3S	0,06		
4^1S	0,17	3^3P	0,7	6^3S	0,04		

Таблица 2

Переход	Время жизни, с	Сила осциллятора	Переход	Время жизни, с	Сила осциллятора
3^3D-2^3P	$1,4 \cdot 10^{-8}$	0,623	4^3P-2^3S	$2,0 \cdot 10^{-7}$	0,023
4^3S-2^3P	$9,3 \cdot 10^{-8}$	0,012	3^3P-2^3S	$1,1 \cdot 10^{-7}$	0,0645
3^3S-2^3P	$3,3 \cdot 10^{-8}$	0,076	2^3P-2^3S	$1,0 \cdot 10^{-8}$	0,539
3^1S-2^1P	$1,6 \cdot 10^{-8}$	0,049	4^1P-2^1S	$5,0 \cdot 10^{-8}$	0,14
4^1S-2^1P	$1,56 \cdot 10^{-7}$	0,008	3^1P-2^1S	$7,5 \cdot 10^{-8}$	0,151
3^1P-2^1S	$5,4 \cdot 10^{-8}$	0,049	2^1P-2^1S	$5,0 \cdot 10^{-7}$	0,376

ния E_i , определяется равенством

$$\eta_i = n_i E_i / E_0,$$

где n_i — среднее число актов возбуждения i -го уровня первичным и вторичными электронами. Для определения η_i использовался метод Монте-Карло, описание которого можно найти, например, в [6]. При этом использовался достаточно точный и удобный вид сечений неупругих процессов, взятый из [7, 8]. При моделировании считалось, что после возбуждения атом гелия может оказаться в различных электронных состояниях. Из них учитывались те, для которых величина η_i получилась более 0,01% (табл. 1). Кроме этого учитывалась возможность ионизации атома гелия. Следующая универсальная величина — средняя энергия ϵ_i , которую необходимо затратить на возбуждение частицы в i -е состояние

$$\epsilon_i = E_i / \eta_i.$$

Фундаментальное значение имеет цена образования электрон-ионной пары (ϵ_i для процесса ионизации). Цена образования электрон-ионной пары в зависимости от энергии E_0 представлена на рис. 1. Видно, что имеется хорошее совпадение настоящих расчетов с данными, полученными в [8] методом Монте-Карло, но заметное отличие от результатов, полученных в этой же работе методом непрерывного замедления. Результаты показали, что при $E_0 > 300$ эВ значения η_i перестают зависеть от начальной энергии электрона, что и доказывает их универсальный характер при больших энергиях первичных электронов.

Величины η_i , соответствующие $E_0 \rightarrow \infty$, как раз и представлены в табл. 1. Интересно сравнить эти результаты с полученными по теории непрерывного замедления [3]. В [3] использовались сечения из работы [9], которые отличаются от используемых в данной работе (особенно в области малых энергий $E < 200$ эВ) на 10–15%. Несмотря на это, суммарный баланс поглощаемой энергии сходится довольно точно (3–5%): ~53% энергии затрачивается на отрыв электронов от атомов, ~34% — на возбуждение электронных уровней и 13% остается в виде кинетической энергии подпороговых

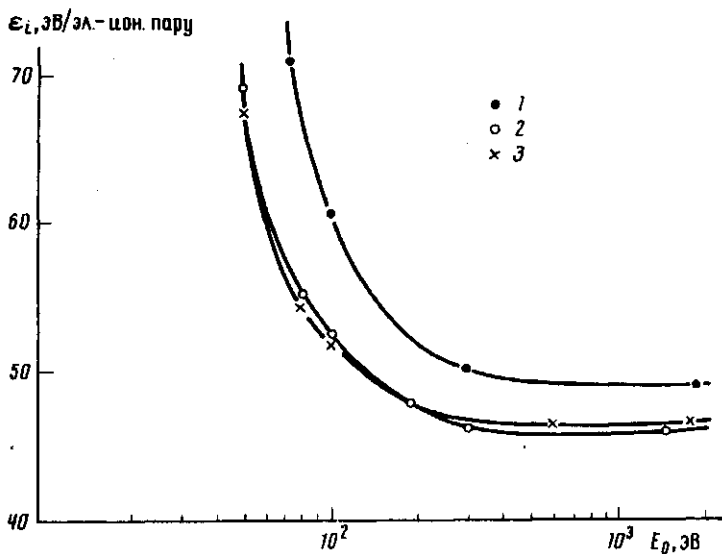


Рис. 1. Зависимость энергетической цены образования электрон-ионной пары от начальной энергии электрона: 1 – теория непрерывного замедления, 2 – метод Монте-Карло, 3 – метод Монте-Карло, данная работа

электронов. Энергетическая цена образования электрон-ионной пары, полученная в настоящей работе (46,4 эВ), также совпадает с результатами, приведенными в [10] (46,4 эВ) и [3] (46,2 эВ), и экспериментальной величиной (42,3 эВ) [11]. Еще раз отметим, что определение величин η_i и ϵ_i – центральный этап работы, который определяет все дальнейшие результаты.

Используя полученные результаты, исследуем неравновесное излучение в гелии. Среди наиболее интенсивных переходов в атоме гелия [12] переходами 2^1P-1^1S , 3^1P-1^1S , 4^1P-1^1S можно пренебречь. Для этих переходов плазма оказывается оптически толстой.

Действительно, коэффициент поглощения $\kappa_\omega = N\sigma_\omega = N \frac{\pi e^2}{mc} f\tau_{ст}$, где N – концентрация атомов гелия, f – сила осциллятора, $\tau_{ст}$ – время между столкновениями. При $N \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\tau_{ст} \approx 10^{-10} \text{ с}$, $f \approx 0,4$ получаем $\kappa_\omega \approx 10^7 \text{ см}^{-1}$, $\tau_\omega \approx \kappa_\omega d \approx 10^9 \gg 1$ для метрового слоя плазмы. Поэтому упомянутые выше переходы "заперты". Движение "запертого" излучения напоминает процесс диффузии в газе: кванты поглощаются, затем снова испускаются в произвольном направлении и лишь частично выходят наружу. Наиболее интенсивные переходы, которые будут учитываться далее, приведены в табл. 2.

Окончательное распределение атомов по возбужденным уровням определяется решением системы уравнений кинетики. Запишем уравнение кинетики для уровня 3^1P

$$\frac{dN_{3^1P}}{dt} = Q_{3^1P} - \frac{N_{3^1P}}{\tau_{3^1P}} - k_{туш} N_{3^1P} N. \quad (2)$$

Аналогичное уравнение можно записать и для уровней 4^1P , 3^3P , 4^3P , 3^1S , 4^1S , 3^1D . Уравнение для уровня 2^1P имеет несколько другой вид

$$\frac{dN_{2^1P}}{dt} = Q_{2^1P} - \frac{N_{2^1P}}{\tau_{2^1P}} - k_{туш} N_{2^1P} N + \frac{N_{3^1D}}{\tau_{3^1D}} + \frac{N_{4^1S}}{\tau_{4^1S}} + \frac{N_{3^1S}}{\tau_{3^1S}}, \quad (3)$$

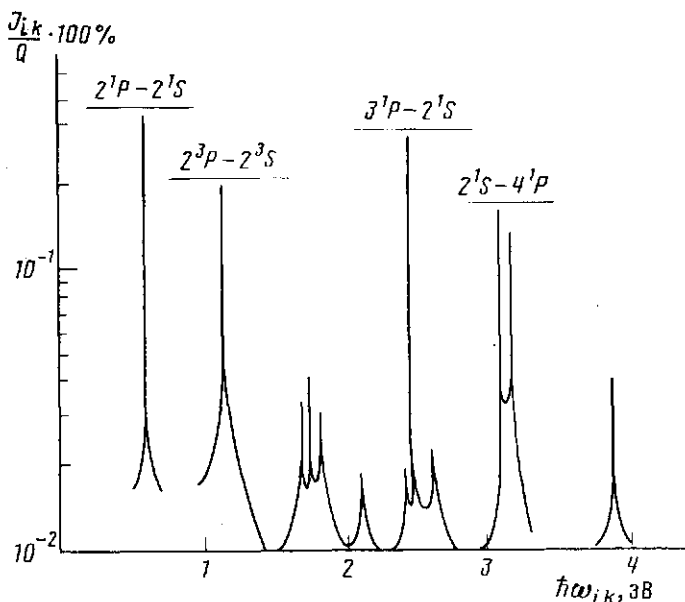


Рис. 2. Спектр излучения гелия при непрерывной накачке

где последние члены определяют пополнение уровня 2^1P за счет высвечивания уровней 3^1D , 4^1S , 3^1S соответственно. Аналогичное уравнение записывается для уровня 2^3P . Время жизни атома в i -возбужденном состоянии $\tau = A_{ik}^{-1}$ рассчитывалось по формуле

$$\tau = 1,5 \cdot 10^{-16} \frac{g_i \lambda^2}{g_k f} \text{ с,}$$

где $g_{i,k}$ — кратность вырождения i -го, k -го уровней, силы осцилляторов f взяты из [12], а λ — в Å. Результаты сведены в табл. 2. $Q_i = Q/\epsilon_i$, где Q — мощность выделяющаяся в 1 см^3 , ϵ_i — энергетическая цена возбуждения i -го уровня, которую легко найти, зная долю энергии η_i .

Результаты и обсуждение. Система (2), (3) решалась в стационарном и нестационарном случаях без учета столкновительной дезактивации¹. Получившийся в результате стационарный спектр излучения представлен на рис. 2, где форма линий носит иллюстративный характер. Наиболее яркими являются 2^1P-2^1S (0,34%), 3^1P-2^1S (0,3%), 2^3P-2^3S (0,2%), 4^1P-2^1S (0,16%) переходы. Суммарная энергия, которая идет на излучение, составляет 1,1% от вложенной. Легко понять, что все эти величины в стационарном случае без учета столкновительной дезактивации не должны зависеть от вероятности переходов A_{ik} . Для расчета нестационарного случая принималось, что накачка верхних уровней осуществляется мгновенно. Нестационарный спектр излучения гелия в случае импульсной накачки представлен на рис. 3, а, 3, б, 3, в. В этом случае зави-

¹ Используем сечение столкновительной дезактивации метастабильного уровня 2^1S для оценки влияния столкновений на излучение атомов гелия $\sigma_d \approx 10^{-20} \text{ см}^2$ [13, 14], $k_{\text{туш}} \approx (v\sigma_d) \approx \approx 10^9 \text{ см}^3/\text{с} \cdot 10^{-20} \text{ см}^2 \approx 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$, поэтому время дезактивации $\tau_d \approx (k_{\text{туш}}N)^{-1} \approx (10^{-11} \text{ см}^3/\text{с} \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3})^{-1} \approx 10^{-8} \text{ с}$, что существенно больше $\tau_{ж} \approx 10^{-8} \text{ с}$ — характерного времени жизни атома в резонансно-возбужденном состоянии.

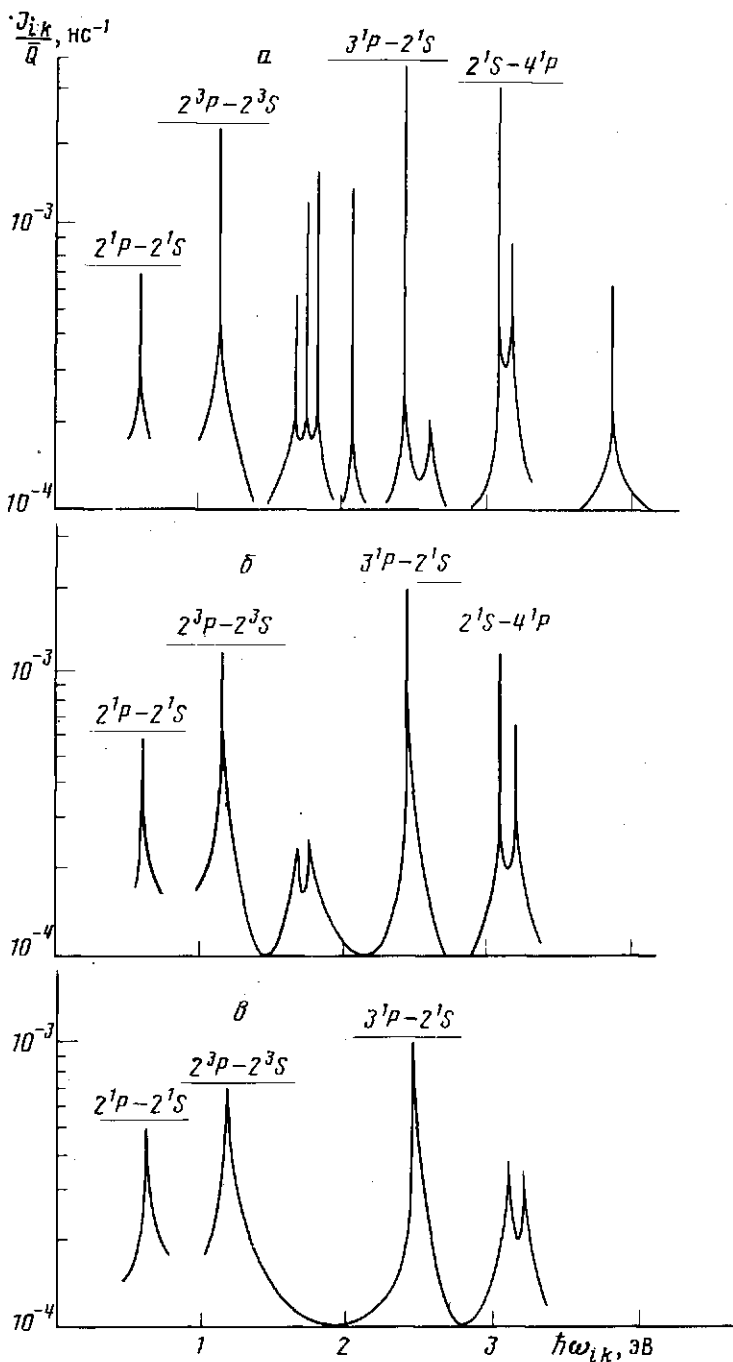


Рис. 3. Нестационарный спектр излучения гелия при мгновенной накачке: а - $t = 0$; б - 50 нс; в - 100 (\bar{Q} - энергия, выделившаяся в 1 см^3)

симось спектра от A_{ik} становится существенной ($J_{ik} \sim A_{ik}$). С этим свойством связана возможность увидеть быстро излучающие спектральные линии, которые при непрерывной накачке видны слабо. Время высвечивания около 100 нс.

Авторы выражают благодарность Г.Б. Лаппо за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Оптические свойства горячего воздуха / Под ред. Л.М. Бибермана. М.: Наука, 1970.
2. Лаппо Г.Б., Прудников М.М., Чичерин В.Г. // ТВТ. 1980. Т. 18. № 4. С. 677.
3. Алхазов Г.Д. // ЖТФ. 1971. Т. 41. № 12. С. 2513.
4. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
5. Коновалов В.П., Сон Э.Е. // В сб.: Химия плазмы. Вып. 14. / Под ред. Б.М. Смирнова. М.: Энергоатомиздат. 1987. С. 194.
6. Рыжов В.В., Ястремский А.Г. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. С. 1262.
7. Peterson L.R., Green A.E.S. // J. Phys. B. 1968. V. 1. № 6. P. 1131.
8. Peterson L.R. // Phys. Rev. 1969. V. 187. № 1. P. 105.
9. Алхазов Г.Д. // ЖТФ. 1970. Т. 40. № 1. С. 97.
10. Сыцько Ю.Ф., Яковенко С.И. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. № 1. С. 63.
11. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Вып. 1. / Под ред. К. Зигбана. М.: Атомиздат, 1969.
12. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Атомиздат, 1980.
13. Плазма в лазерах / Под ред. Дж. Бекефи. М.: Энергоиздат, 1982.
14. Смирнов Б.М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат, 1974.

НИИ тепловых процессов

Поступила в редакцию
19.04.91