

## О НЕПРЕРЫВНОМ ПОГЛОЩЕНИИ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОГО КСЕНОНА В ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Г. В. Гембаржевский, Н. А. Генералов, Г. И. Козлов и Д. И. Ройтенбург

Методом абсорбционной спектроскопии измерено распределение коэффициента поглощения в ксеноновой плазме за фронтом отраженной ударной волны в интервале длин волн  $4000 \div 7500 \text{ \AA}$  при температуре  $10\,600^\circ \text{ К}$ . Полученные экспериментальные результаты согласуются с теоретическими значениями, если учесть снижение порога фотоионизации. Показано, что снижение порога фотоионизации находится в соответствии с теорией Инглиса—Теллера.

Разработке теории непрерывного спектра атомных газов и плазмы посвящено много работ, обстоятельный анализ которых дан в обзорной статье [1]. Экспериментальных же данных еще явно недостаточно, чтобы ответить на вопрос, насколько хорошо коррелирует с экспериментом та или иная теория. Особенно мало сведений по непосредственному изучению коэффициента непрерывного поглощения. Это обстоятельство и побудило нас к проведению настоящей работы.

Исследование непрерывного спектра поглощения ксенона проводилось за фронтом отраженной ударной волны методом абсорбционной спектроскопии с использованием импульсного источника света. Принципиальная схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

Ударные волны формировались в ударной трубе 1 [2], которая позволяла получить достаточно однородную плазму с известными параметрами.

Камера низкого давления диаметром 80 мм и длиной 9 м перед опытом откачивалась до  $4 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. и затем дважды промывалась ксеноном. После откачки камеры низкого давления она опять наполнялась ксеноном до рабочего давления, которое в опытах составляло 10 мм рт. ст.

Скорость ударной волны определялась с помощью двух последовательно расположенных пьезодатчиков давления 2 и осциллографа ОК-17 с точностью  $\pm 1\%$ .

При измерении коэффициента поглощения ксенона использовалась фотоэлектрическая регистрация излучения, проходящего через плазму от мощного источника света. В качестве последнего использовалась ксеноновая лампа ДКСШ-1000 3, через которую в определенный момент времени подавался дополнительный импульс тока большой величины, сформированный искусственной длинной линией, при этом ключом слу-

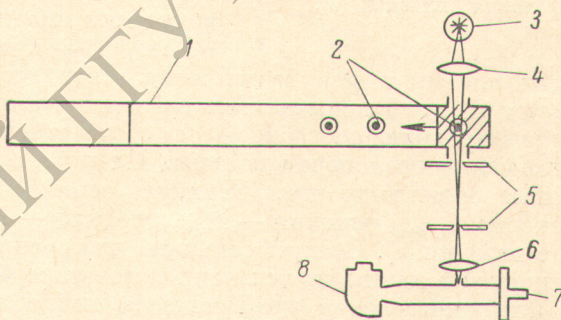


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

жил импульсный тиратрон ТГИ-2.5/400. С помощью такой схемы формировался почти прямоугольный импульс света длительностью около 550 мксек., причем неравномерность плоской вершины составляла не более 30%.

Свет от импульсного источника света собирался линзой 4 и через кварцевое окно направлялся в канал ударной трубы. Прошедшее через плазму излучение проходило систему из двух щелей 5, расположенных друг от друга на расстоянии 150 см, и линзами 6 фокусировалось на входную щель спектрографа 8. Двухщелевая система использовалась для повышения разрешающей способности регистрирующей системы и ослабления собственного излучения плазмы.

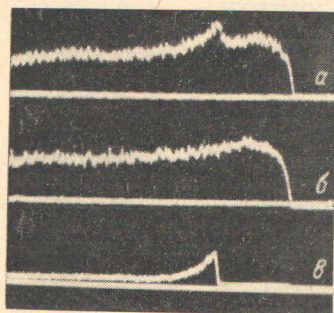


Рис. 2. Осциллограммы свечения подсветки и плазмы (а), свечения подсветки (б) и свечения плазмы (в).

Спектральное разложение света осуществлялось спектрографом ИСП-51 с длиннофокусной камерой УФ-90, на выходе которой устанавливалась трехканальная фотоэлектрическая приставка 7. Эта приставка позволяла в одном эксперименте регистрировать поглощение света в трех спектральных областях. В качестве приемников излучения использовались фотоумножители ФЭУ-38, сигналы с которых через катодные повторители подавались на двухлучевые осциллографы ОК-17. Временное разрешение регистрирующей системы было лучше 0.5 мксек.

Измерение поглощения света ксеноновой плазмой осуществлялось в двух опытах. В первом опыте определялась интенсивность излучения плазмы на трех длинах волн  $I_{\text{пл}}$ . Во втором — суммарная интенсивность излучения плазмы и излучения импульсного источника, прошедшего через плазму  $I_{\text{в,пл}}$ . Разность этих сигналов давала возможность определить поглощательную способность и соответственно вычислить коэффициент поглощения ксеноновой плазмы. На рис. 2 для примера приведены типичные осциллограммы. Верхняя осциллограмма соответствует интенсивности  $I_{\text{в,пл}}$ , нижняя —  $I_{\text{в,л}}$ , средняя —  $I_{\text{пл}}$  (интенсивность импульсного источника). Следует отметить, что воспроизводимость интенсивности импульсной лампы от вспышки к вспышке была весьма стабильной.

Для определения коэффициента непрерывного поглощения в предварительных опытах были выбраны области непрерывного излучения плазмы, свободные от линейчатого излучения плазмы ксенона и примесей в диапазоне длин волн 4000—7500 Å.

Как видно из осциллограмм, приведенных на рис. 2, излучение ксеноновой плазмы за фронтом ударной волны имеет пикообразный профиль. Можно считать установленным, что падение интенсивности света за фронтом ударных волн в ксеноне связано с охлаждением плазмы за счет излучательных потерь энергии в линиях и континууме. Можно также предположить, что максимум в излучении ксенона за фронтом ударной волны соответствует равновесным условиям, которые определяются из уравнений Рэнкина—Гюнио.

### Результаты опытов

Опыты проводились за фронтом отраженных ударных волн при строго постоянных условиях: начальное давление 10 мм рт. ст.; число Маха падающей ударной волны  $9.5 \pm 0.1$ . При этом значения параметров ударно нагретого газа были следующими: плотность нейтральных атомов  $N_a = 4.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , плотности электронов и ионов  $N_e = 5.9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , температура  $T = 10\,600^\circ \text{ К}$  (при расчете этих величин учитывалось снижение потенциала ионизации в плазме).

Результаты измерений представлены на рис. 3 в виде зависимости коэффициента поглощения в расчете на один нейтральный атом от длины волны в интервале от 4000 до 7500 Å. Кроме того, на графике для удобства приведена шкала прозрачности или пропускаемости ксеноновой плазмы, т. е. отношения прошедшей через плазму интенсивности к начальной.

Как следует из графика, относительный разброс экспериментальных точек около проведенной через них усредненной кривой 1 составляет  $\pm 25\%$ . Этот разброс представляется разумным при использовавшейся в настоящей работе методике и обусловлен в основном некоторой нестабильностью от опыта к опыту как параметров ксеноновой плазмы, так и чувствительности регистрирующей аппаратуры.

Из графика следует, что коэффициент поглощения при длинах волн, меньших 6000 Å, сравнительно резко уменьшается, но при 4000 Å имеет место небольшое увеличение его, которое было зарегистрировано во всех опытах (точки, соответствующие одному опыту, связаны в этой области перемичками). В интервале 6000—6700 Å обнаруживается небольшое плато, после чего следует увеличение коэффициента поглощения в красную область спектра.

Отметим также, что был проведен опыт, в котором в качестве источника света использовался гелий-неоновый лазер с излучением на длине волн 6328 Å. В этом случае собственное излучение плазмы составляло всего 5% от уровня излучения лазера. На рис. 3 этот эксперимент отмечен крестиком.

Коэффициент непрерывного поглощения в частично ионизованном газе в условиях наших опытов в основном определяется свободно-связанными и свободно-свободными переходами электрона в поле иона и для водородоподобного атома описывается приближенно известной формулой Крамерса—Унзольда. Более строгий, квантовомеханический расчет коэффициента поглощения равновесного газа из сложных (неводородоподобных) атомов был выполнен Биберманом и Норманом [1], которые использовали выражение для сечения фотоионизации, предложенное Ситтоном и Берджессом, и получили приближенную формулу для эффективного коэффициента непрерывного поглощения  $\kappa$  с учетом вынужденного излучения. Для частот, меньших граничной частоты  $\nu_g$ , эта формула имеет вид

$$\kappa(\nu, T) = 4.3 N_e N_i \frac{Z^2}{(kT)^{1/2}} \frac{\xi(\nu)}{\nu^3} e^{\frac{h(\nu+\Delta\nu)}{kT}} \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}\right). \quad (1)$$

Граничная частота равна максимальной пороговой частоте фотоэффекта для непрерывной последовательности возбужденных состояний, вклад которых в коэффициент поглощения учитывается интегрально. Но, как правило, при частотах, больших граничной, имеется еще несколько изолированных уровней, фотоионизацию с которых следует учитывать

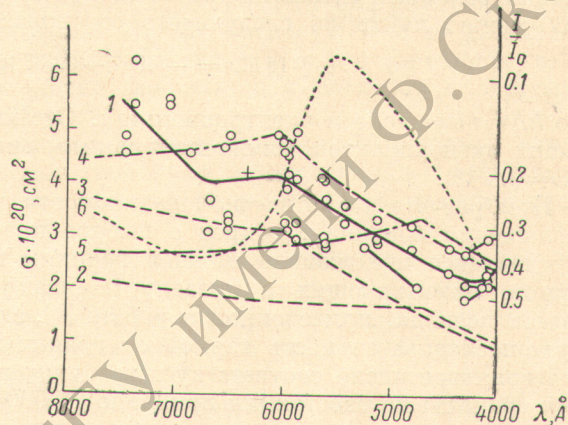


Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения от частоты для ксенона при температуре  $10\ 600^\circ\text{K}$  (в расчете на один атом).

отдельно. Поэтому при  $\nu > \nu_g$  формула для коэффициента непрерывного поглощения будет иметь следующий вид:

$$\kappa(\nu, T) = 4.3 N_e N_i \frac{Z^2}{(kT)^{1/2}} \frac{\xi(\nu)}{\nu^3} e^{\frac{h(\nu_g + \Delta\nu)}{kT}} \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}\right) + \sum x_n(\nu, T), \quad (2)$$

где введена сумма парциальных коэффициентов фотопоглощения для изолированных уровней. Здесь  $\xi(\nu)$  — функция, учитывающая специфику структуры сложного атома;  $h\Delta\nu$  — снижение границы непрерывного спектра, обусловленное как снижением потенциала ионизации, так и слиянием верхних возбужденных уровней за счет их уширения в плазме. Снижение границы непрерывного спектра можно оценить, например, по формуле Инглиса—Теллера. Если считать верхние возбужденные уровни водородоподобными, то снижение границы непрерывного спектра  $h\Delta\nu$  можно найти из следующего соотношения:

$$\lg h\Delta\nu = -5.069 + 0.267 \lg N_e,$$

где  $h\Delta\nu$  выражено в электронвольтах. Отсюда следует, что для условий наших экспериментов, снижение границы сплошного спектра составляет  $h\Delta\nu = 0.5$  эв.

При расчете теоретической зависимости коэффициента непрерывного поглощения возникает вопрос о выборе пороговой частоты  $\nu_g$ , которая определяется положением нижней границы плотной последовательности термов, примыкающих к пределу ионизации. Из рассмотрения схемы термов ксенона, приведенной в работе [3], следует, что ксенон имеет густую последовательность термов от границы ионизации до  $22\,000\text{ см}^{-1}$  (это волновое число соответствует возбужденному состоянию  $6p$ ). Ниже этой границы на расстоянии примерно  $11\,000\text{ см}^{-1}$  лежат два изолированных первых возбужденных уровня  $6s$ , вклад которых в коэффициент фотоионизационного поглощения следует учитывать отдельно. Следует также иметь в виду, что в сплошной последовательности термов у ксенона имеется окно в интервале волновых чисел от  $\nu_1 = 10\,000\text{ см}^{-1}$  до  $\nu_2 = 13\,000\text{ см}^{-1}$ , которую следует учитывать при анализе результатов.

Экспериментальные данные, приведенные на рис. 3, позволяют определить снижение границы непрерывного спектра в ксеноновой плазме по двум достаточно четко установленным фактам. Во-первых, как следует из графика, пороговое значение частоты, за которой происходит сравнительно резкое падение коэффициента поглощения и которое соответствует фотоионизации с возбужденного уровня  $6p$ , в условиях наших опытов равнялось  $5 \cdot 10^{14}\text{ сек.}^{-1}$  ( $6000\text{ \AA}$ ). Но так как  $\nu_g = \nu_{g,0} - \Delta\nu$ , где  $\nu_{g,0}$  — пороговая частота для изолированного атома, равная  $6.38 \cdot 10^{14}\text{ сек.}^{-1}$  ( $4700\text{ \AA}$ ), то снижение границы непрерывного спектра в наших опытах составляло  $0.57$  эв. Во-вторых, при  $\lambda < 6000\text{ \AA}$  происходит падение коэффициента поглощения с частотой, однако в области  $\lambda \sim 4000\text{ \AA}$  во всех опытах зарегистрировано некоторое увеличение коэффициента поглощения, связанное с вкладом в поглощение первого возбужденного уровня ксенона  $6s$ . Но по схеме термов изолированного атома вклад в поглощение уровня  $6s$  следовало бы ожидать при длинах волн порядка  $3300\text{ \AA}$ , откуда снижение границы непрерывного спектра составляет  $0.62$  эв.

Таким образом, полученная из экспериментальных данных величина снижения порога фотоионизации в ксеноновой плазме оказалась в хорошем согласии с приведенной выше оценкой по формуле Инглиса—Теллера. Некоторое расхождение представляется естественным, так как формула Инглиса—Теллера получена для водорода и не учитывает специфики сложных атомов. Отсюда следует, что пороговая частота, соответствующая фотоионизации с уровня  $6p$ , в условиях наших опытов рав-

нялась  $5 \cdot 10^{14}$  сек<sup>-1</sup>. Это значение  $\nu_0$  использовалось при расчетах теоретической зависимости коэффициента непрерывного поглощения от частоты.

На рис. 3 результаты расчетов сопоставлены с экспериментальными данными, при этом кривые 2 и 3 определены по известной формуле Крамера—Унзольда соответственно без учета и с учетом снижения порога фотоионизации; кривые 4 и 5 рассчитаны по формуле (1) также с учетом и без учета  $\Delta\nu$  с функцией  $\xi(\nu)$ , полученной Биберманом и Норманом [2], и, наконец, кривая 6 вычислена по формуле (1) с учетом  $\Delta\nu$ , но для функции  $\xi(\nu)$ , полученной Шлютером [4].

Из анализа экспериментальных и расчетных данных следует, что наилучшее согласие имеет место между экспериментом и теорией Бибермана—Нормана. В этом случае расхождение между экспериментом и расчетом небольшое и обусловлено, с одной стороны, погрешностями эксперимента, а с другой — приближенностью теорий. Что касается функции  $\xi(\nu)$ , вычисленной Шлютером, то следует констатировать, что ни качественно, ни количественно она не согласуется с результатами наших опытов. Результаты работы Янкова [5] в исследованном нами спектральном интервале находятся фактически в согласии с данными, полученными из формулы (1).

Выше отмечалось, что в сплошной последовательности термов у ксенона имеется окно в интервале волновых чисел  $10\,000$ — $13\,000$  см<sup>-1</sup>, учет которого приведет к некоторому уменьшению расчетных значений коэффициента поглощения.

В работах [3, 6] отмечалось, что эксперимент не подтверждает появление расчетного спада при  $\lambda > 6000$  Å. На самом деле, как нам представляется, никакого противоречия теории и эксперимента здесь нет, так как при этом сопоставлении в указанных работах в расчетах не учитывалось снижение порога фотоионизации, имевшее место в эксперименте. Учет снижения границы непрерывного спектра в плазме, как следует из приведенных нами расчетов, устраняет это расхождение.

В области  $\lambda > 6700$  Å наблюдается заметное возрастание экспериментальных значений коэффициента поглощения, тогда как расчетные величины остаются практически неизменными.

В заключение выражаем глубокую благодарность Ю. П. Райзеру и Г. Э. Норману за обсуждение результатов работы.

#### Литература

- [1] Л. М. Биберман, Г. Э. Норман. УФН, 91, 193, 1967.
- [2] Г. И. Козлов, Ю. П. Райзер, Д. И. Ройтенбург. ПМТФ, № 1, 140, 1968.
- [3] А. П. Дронов, А. Г. Свиридов, Н. Н. Соболев. Опт. и спектр., 6, 677, 1962.
- [4] D. Schlüter. Z. Phys., 210, 80, 1968.
- [5] В. В. Янков. Опт. и спектр., 14, 29, 1963.
- [6] А. А. Бакеев, Р. Е. Ровинский, И. П. Широкова. Опт. и спектр., 2, 215, 1969.

Поступило в Редакцию 2 декабря 1969 г.