

02:04

©1992 г.

ОБ ИНДУЦИРОВАННОМ ИЗЛУЧЕНИИ НА СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНОМ ПЕРЕХОДЕ $5d[7/2]_3 - 6p[5/2]_2$ АТОМА КСЕНОНА В РЕЛАКСАЦИОННОЙ ЗОНЕ ПОТОКА ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Г.К.Тумакаев, З.А.Степанова, Б.Б.Дьяков

Экспериментально исследована поглощательная способность плазмы ксенона в потоке за фронтом ударной волны ($M \sim 12$) на сверхизлучательном переходе $5d[7/2]_3 - 6p[5/2]_2$ ($\lambda = 3.508$ мкм). Обосновывается предположение о заметной роли индуцированного излучения в энергетическом балансе релаксирующей плазмы. Диссипация энергии за счет индуцированного излучения привлекается к объяснению природы развития 2-го типа неустойчивости ударно нагретой плазмы ксенона.

Ранее [1,2] было установлено, что в каждом колебательном цикле 2-го типа неустойчивости ударно нагретой плазмы ксенона [3] (с периодом $T \sim 80$ мкс) значительные фазовые изменения претерпевают как протяженность релаксационной зоны (до 50%), так и максимально достижимый уровень интенсивности излучения плазмы (до 40%) в потоке за фронтом ударной волны. Отмеченные особенности в эволюции релаксации ионизации не могут быть объяснены соображениями, высказанными в [4,5], и, скорее всего, связаны с диссипацией энергии (до 10%), аккумулированной в ударной волне за счет дополнительного, традиционно не учитываемого в физической газодинамике механизма. В работе [3] было высказано предположение, что кроме выноса энергии излучением тормозного и рекомбинационного континуума, а также спонтанным излучением в спектральных линиях заметную роль в энергетическом балансе ударно нагретой плазмы может играть и индуцированное излучение [6].

Для апробации этого предположения с целью выявления усиления излучения, а следовательно, и инверсии в заселенности возбужденных состояний проведено экспериментальное исследование изменения поглощательных свойств ударно нагретой плазмы за падающей ударной волной на сверхизлучательном переходе $5d[7/2]_3 - 6p[5/2]_2$ атома ксенона. Выбор в качестве объекта исследования индуцированного излучения этого оптического перехода обусловлен тем, что время жизни возбужденного состояния $5d[7/2]_3$ почти в 30 раз превышает радиационное время жизни состояния $6p[5/2]_2$ [7]. Это обстоятельство предопределяет в случае развития даже слабой инверсии в заселенности возбужденных состояний за

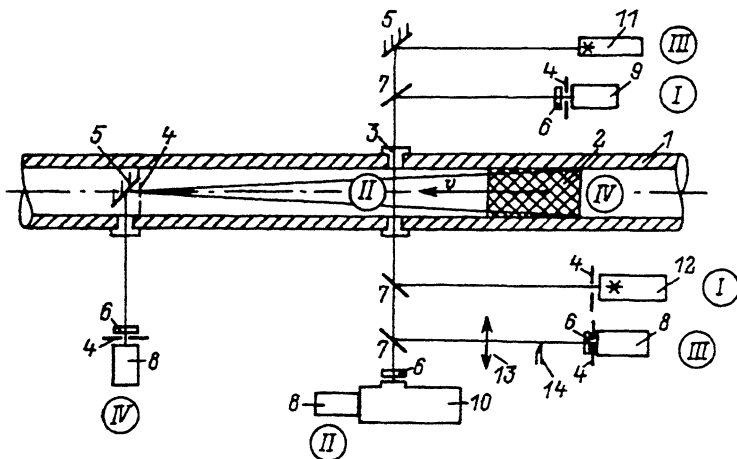


Рис. 1. Оптическая схема установки.

1 — ударная труба, 2 — пробка ударно нагретого газа, 3 — оптические вставки, 4 — диафрагмы, 5 — сплошные зеркала, 6 — оптические фильтры, 7 — полупрозрачные зеркала, 8 — фотоприемники, 9 — ИК фотодиод, 10 — монохроматор, 11 — гелий-неоновый лазер, 12 — ксеноновый лазер, 13 — объектив, 14 — нож.

ударной волной высокую эффективность ее экспериментального обнаружения.

Исследования выполнены на цилиндрической ударной трубе с диаметром поперечного сечения канала 100 мм [1]. Условия проведения эксперимента: интенсивность падающей ударной волны $M \sim 12$, начальное давление ксенона $P_0 = 6.6$ Тор, содержание примеси воздуха в нем $\xi = 4 \cdot 10^{-4}$ Тор. При этих условиях обеспечивается развитие резонанса 2-го типа неустойчивости ударно нагретой плазмы в измерительном сечении ударной трубы, удаленном от камеры высокого давления на 7.5 м.

Оптическая схема установки представлена на рис. 1. Она включает четыре тракта наблюдения: I-I — регистрация поглощения излучения на сверхизлучательном переходе $5d[7/2]_3 - 6p[5/2]_2$. Здесь в качестве источника излучения на длине волны $\lambda = 3.508$ мкм использовался ксеноновый лазер [7], в качестве приемника излучения применен фотодиод с временным разрешением не хуже 10^{-6} с; II-II — регистрация интенсивности спонтанного излучения атомов в $6p[3/2]_1$ -состоянии на переходе $6p[3/2]_1 - 6s[3/2]_2$ ($\lambda = 0.8409$ мкм); III-III — регистрация излучения плазмы в континууме в спектральном интервале $\lambda = 0.6328 \pm 0.0050$ мкм. Этот же канал использовался для фиксации фронта ударной волны шлирен-методом. В качестве источника света в шлирен-схеме использовался гелий-неоновый лазер с $\lambda = 0.6328$ мкм; IV-IV — регистрация степени развития 2-го типа неустойчивости путем непрерывного отслеживания изменения светимости ударно нагретой плазмы в процессе ее распространения вдоль камеры низкого давления [1,2,8].

Разделение первых трех оптических трактов, несущих информацию о состоянии плазмы в одном измерительном сечении, осуществлялось с по-

¹ Отпаянный, слабоохлаждаемый ($T = -50^\circ \text{C}$) фотодиод на основе JnAs с широкозонным окном из JnAsSbP со спектральным диапазоном 2–3.8 мкм и обнаружительной способностью $D_{\lambda_{\text{max}}}^* \sim 10^{11}$ см Гц^{1/2}/Вт разработан и изготовлен в Лаборатории Электронных полупроводников ФТИ (С.-Петербург).

мощью полупрозрачных зеркал. Схема снабжена необходимыми устройствами (фильтры, монохроматоры, фотоумножители), обеспечивающими регистрацию и выделение на уровне 99% полезных сигналов над фоном, а также коллимирующими приспособлениями, определяющими пространственное разрешение не хуже 1 мм.

Для фазы $\varphi = \pi$ с наиболее выраженными структурными изменениями в развитии 2-го типа неустойчивости на рис. 2,а-в приведены в относительных единицах как функции времени, соответственно кривые изменения поглощения излучения $\bar{\Phi} = (\Phi_0 - \Phi)/\Phi_0$ на длине волны $\lambda = 3.508$ мкм, интенсивности излучения спектральной линии $\bar{I}_{с.л.} = I_{с.л.}/I_{с.л.}^{\max}$ на $\lambda = 0.8409$ мкм и континуума $\bar{I}_k = I_k/I_k^{\max}$ на $\lambda = 0.6328 \pm 0.005$ мкм в ударно нагретой плазме, где Φ_0 — поток зондирующего монохроматического (лазерного) излучения; Φ — поток излучения, прошедший слой плазмы протяженностью l ; $I_{с.л.}^{\max}$ — максимальное значение интенсивности излучения в спектральной линии, I_k^{\max} — в континууме. Последняя кривая несет информацию об изменении концентрации электронов в потоке за фронтом ударной волны. Первые две — о заселенности br -состояния атома ксенона в предвестнике перед ударной волной и в потоке за фронтом ударной волны. Для большей наглядности фрагмент кривой $\bar{I}_{с.л.}$ перед ударной волной и в потоке, прилегающем к фронту ударной волны, нанесен штриховой линией в масштабе 5:1.

Оба способа наблюдения — метод излучения и метод поглощения [6] уверенно регистрируют увеличение концентрации возбужденных атомов ксенона в предвестнике по мере приближения к фронту ударной волны. Об этом свидетельствует в первом случае нарастание интенсивности излучения спектральной линии $\lambda = 0.8409$ мкм, во втором — увеличение поглощения излучения $\lambda = 3.508$ мкм, связанного с концентрацией поглощающих атомов соотношением $\bar{\Phi}(\nu_0) = \Phi_0(\nu_0) \exp(-\kappa_0 l)$, где κ_0 — коэффициент поглощения в центре линии. Для доплеровского уширения спектральной линии $\kappa_0 = 2f_{ik}n_i e^2 \sqrt{\ln 2}/m \cdot c \cdot \Delta\nu_D$ где n_i — концентрация поглощающих атомов; f_{ik} — сила осциллятора $i-k$ -перехода; $\Delta\nu_D$ — полуширина доплеровского контура линии поглощения; e , m , c — соответственно, заряд, масса электрона, скорость света.

В релаксационной зоне за фронтом ударной волны интенсивность излучения спектральной линии $\lambda = 0.8409$ мкм сохраняет тенденцию к возрастанию, указывая на непрерывное увеличение заселенности br -состояний атома ксенона. В этой части потока четко прослеживаются несколько структурных изменений [2]. Первое при $2 < t < 3$ мкс и третье при $10 < t < 13$ мкс проявляются в спаде скорости нарастания сигнала $\bar{I}_{с.л.}$, а второе при $6 < t < 9$ мкс — в локальном всплеске излучения. Достигнув своего максимального значения, за пределами релаксационной зоны интенсивности излучения в спектральной линии падает, отслеживая уменьшение концентрации возбужденных атомов, обусловленное охлаждением ударно нагретой плазмы. Обращает внимание почти полная идентичность характера изменения интенсивности излучения в спектральной линии и в континууме в потоке за фронтом ударной волны. Обнаруживаемая на графиках незначительная деформация этих кривых относительно друг друга связана с тем, что $\bar{I}_{с.л.}$ нормирована по уровню вероятно реабсорбированного излучения в области наивысших значений концентрации возбужденных атомов в потоке.

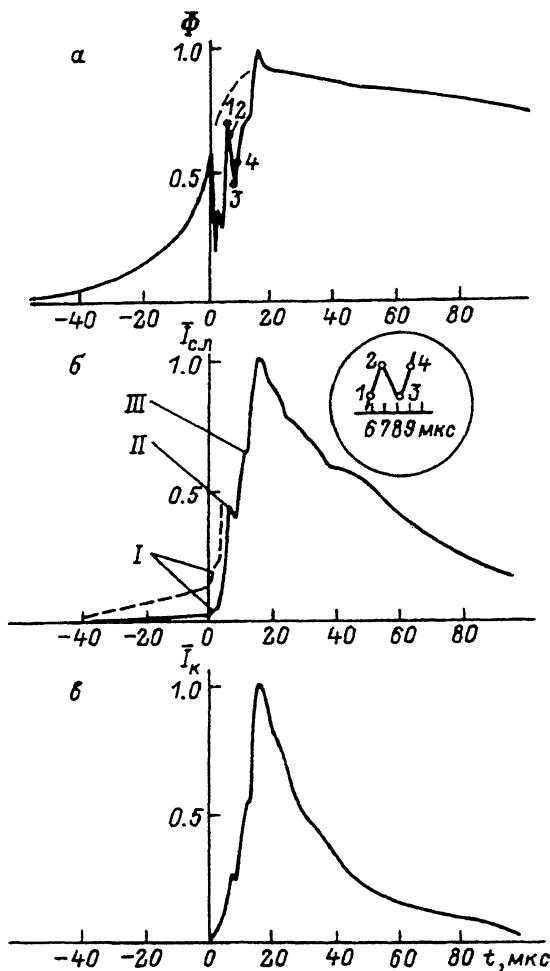


Рис. 2.

Что касается закономерности изменения поглощения излучения на переходе $5d-6p$ в релаксационной зоне потока, то она далеко не однозначна. В потоке непосредственно за фронтом ударной волны в отличие от предвестника обнаруживается резкое, до уровня $\bar{\Phi} \sim 0.2$, просветление плазмы. Далее поглощение излучения немонотонно возрастает, гипертрофированно откликаясь на все обнаруживаемые в излучении структурные изменения. В завершающей стадии релаксации оно, достигнув своего максимального значения, близкого к полному поглощению, вместо ожидаемого насыщения тотчас же незначительно уменьшается.

За пределами релаксационной зоны, т.е. в рекомбинирующей части потока, прозрачность на переходе $5d-6p$ частично восстанавливается. Однако, и это весьма примечательно, изменение $\bar{\Phi}$ в этой части потока достаточно вялое. В то время как в релаксационной зоне, например, значение $\bar{\Phi} \sim 0.75$ реализуется при $\bar{I}_k \sim 0.55$, здесь аналогичный уровень поглощения достигается при $\bar{I}_k \cong 0.05$.

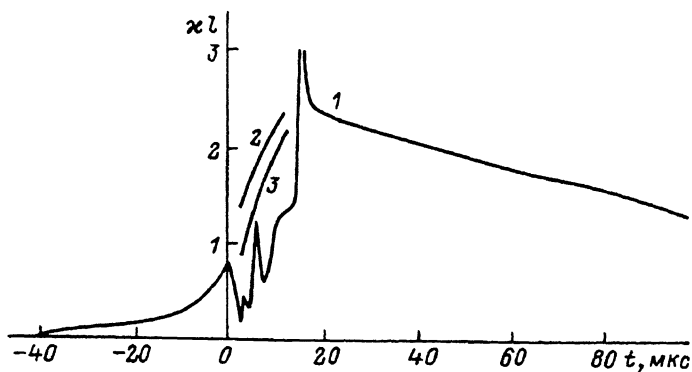


Рис. 3.

Сопоставление значений $\bar{\Phi}$ в релаксационной зоне и рекомбинирующей части потока, соответствующих одинаковым значениям интенсивности излучения в спектральной линии $\lambda = 0.8409$ мкм ($\bar{I}_{с.л.} = \text{const}$), т.е. при одной и той же заселенности $6p$ -состояний атома ксенона, указывает на более низкую поглощательную способность плазмы в релаксационной зоне. Обращаясь к рис. 2, а, б, нетрудно установить, что, например, при $\bar{I}_{с.л.} = 0.5$ поглощение на переходе $5d - 6p$ в рекомбинирующей части потока $\Phi \sim 0.85$, в то время как в релаксационной зоне оно не превышает 0.6. Аналогичный результат следует также и из обработки данных по \bar{I}_k .

Штриховой линией на рис. 2, а нанесено поглощение излучения в релаксационной зоне, каким оно должно быть, будь оно аналогичным $\bar{\Phi}$ рекомбинирующей плазмы. Сравнение этой восстановленной кривой, построение которой фактически выполнено в предположении идентичности контуров линии поглощения при $\bar{I} = \text{const}$ с экспериментальной зависимостью $\bar{\Phi} = f(t)$ свидетельствует о повышенной прозрачности плазмы на переходе $5d - 6p$ во всей релаксационной зоне потока.

Изменение оптической плотности x_l перед ударной волной и в потоке за фронтом ударной волны, экспериментальное и восстановленное (кривые 1 и 2), представлено на рис. 3. Среди возможных причин, ответственных за уменьшение оптической плотности рекомбинирующей плазмы для монохроматического излучения $\lambda = 3.508$ мкм, можно указать на следующие: 1) относительно большее доплеровское уширение контура линии поглощения в релаксационной зоне потока, 2) значительный вклад индуцированного излучения.

Причина четырехкратного уменьшения оптической плотности плазмы при переходе через фронт ударной волны очевидна. Она главным образом связана с резким падением n_0 вследствие доплеровского уширения контура линии поглощения $\Delta\nu_D = f(\sqrt{T_a})$. Здесь из-за ударного повышения температуры газа от комнатной до $T_a = 13000$ К оптическая плотность в центре линии поглощения уменьшается почти в 6.5 раз, благодаря этому уровень поглощения монохроматического излучения за фронтом ударной волны оказывается существенно ниже, чем в предвестнике.

Что касается повышенной прозрачности плазмы на переходе $5d - 6p$ в оставшейся части релаксационной зоны, то она в основном, вероятно, связана с индуцированным излучением, а не с деформацией контура линии поглощения. Отметим, что, с одной стороны, избранный сравни-

тельный способ обработки экспериментальных результатов, определение $\bar{\Phi}$ при $\bar{I} = \text{const}$, т.е. при $n_e = \text{const}$, инвариантен по отношению к штарковскому уширению и сдвигу спектральной линии [9]. С другой стороны, изменение оптической плотности из-за доплеровского уширения контура линии поглощения, отслеживающего уменьшение температуры тяжелой компоненты плазмы от $T_a = 13000$ К на фронте ударной волны до $T_a = 6000$ К вблизи контактной поверхности, сравнительно невелико. Согласно оценкам, за счет этого механизма κl уменьшается в 1.5 раз в начале и на $\sim 10\%$ в конце релаксационной зоны. Скорректированное изменение оптической плотности плазмы в релаксационной зоне на рис. 3 представлено кривой 3.

Эффект повышенной прозрачности плазмы в релаксационной зоне прослеживается и вне рамок предположения об идентичности контуров линии поглощения в релаксирующей и рекомбинирующей плазме. На это, например, указывает гипертрофическое изменение в пределах пространственно ограниченных структурных образований со сравнительно невысоким из-за их малой протяженности уровнем изменения параметров плазмы: температуры электронного газа, концентрации электронов, температуры тяжелой компоненты плазмы, а следовательно, и контуров линий поглощения.

Рассмотрим² изменение $\bar{I}_{c,l}$ и $\bar{\Phi}$ при $6 < t < 9$ мкс (на рис. 2.б фрагмент этой части кривой $\bar{I}_{c,l} = f(t)$ представлен в увеличенном масштабе). Если, например, интенсивности излучения в моменты времени, соответствующие точкам 1-3 и 2-4 соответственно, равны друг другу, то уровень поглощения излучения для этих фиксированных пар точек оказывается существенно различным. Для нарастающей части кривой $\bar{I}_{c,l} = f(t)$ при переходе от точки 1 к 2 уровень излучения и $\bar{\Phi}$ меняется в пределах 5%, в то время как на ниспадающей части от точки 2 к 3 уменьшение интенсивности излучения на те же 5% сопровождается значительным просветлением плазмы. Здесь $\bar{\Phi}$ меняется на 20%, а κl оставаясь всюду меньше значений, определяемых кривой 3, уменьшается от 1.2 до 0.6. Проявляется четкая корреляция экспериментально наблюдаемого уменьшения интенсивности спонтанного излучения, т.е. заселенности возбужденных состояний, с увеличением прозрачности плазмы.

Аналогичная корреляция прослеживается также и на структурах при $2 < t < 3$ мкс и $10 < t < 13$ мкс. В совокупности отмеченные особенности дают основание предполагать, что наблюдаемое в релаксационной зоне локальное уменьшение $d\bar{I}_{c,l}/dt$, равно как и $d\bar{I}_k/dt$, т.е. замедление скорости образования возбужденных атомов и электронов, связано с диссипацией энергии за счет индуцированного излучения.

Отметим, что в ударной трубе преимущественная направленность потока индуцированного излучения должна совпадать с направлением вектора скорости распространения ударной волны. Это обусловлено тем, что индуцированное излучение неравновесной плазмы в основном стимулируется потоком излучения, формируемым в пространственно протяженной пробке ударно нагретой плазмы за фронтом ударной волны.

² При анализе этих результатов не учтено возможное влияние на ход кривой $\bar{\Phi} = f(t)$ остаточного шпирен-эффекта, обусловленного значительной рефракцией зондирующего ИК излучения на электронной компоненте релаксирующей плазмы и наличием апертурных диафрагм в оптической схеме регистрации поглощения излучения.

Выводы

Обнаружен эффект индуцированного излучения на сверхизлучательном переходе $5d[7/2]_3 - 6p[5/2]_2$ в релаксирующей плазме потока за падающей ударной волной. К объяснению природы развития 2-типа неустойчивости ударно нагретой плазмы ксенона привлекается ранее не учитываемый дополнительный механизм диссипации энергии за счет индуцированного излучения.

Авторы благодарят Зубкова Е.М. за помощь в проведении эксперимента и Матвеева Б.А., Стася Н.М., Талалакина Г.Н. за предоставление для работы опытного образца фотодиода.

Список литературы

- [1] Тумакаев Г.К., Степанова З.А., Григорьев П.В. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 5. С. 33-39.
- [2] Тумакаев Г.К., Степанова З.А., Григорьев П.В. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 1. С. 74-80.
- [3] Тумакаев Г.К. // Высокотемпературная газодинамика, ударные трубы и ударные волны / Под ред. Р.И.Солоухина. Минск, 1983. С. 154-160.
- [4] Ющенкова Н.И., Мишин Г.И., Пастернак В.Е. и др. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 9. С. 517-524.
- [5] Железняк М.Б., Мнацаканян А.Х., Пастернак В.Е. и др. Препринт ИВТ АН СССР. № 2-270. М., 1989. 30 с.
- [6] Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. М.; Л., 1963. 640 с.
- [7] Справочник по лазерам / Под ред. А.М.Прохорова. М.: Сов. радио, 1978. Т. 1. 504 с.
- [8] Тумакаев Г.К., Степанова З.А. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 2. С. 15-22.
- [9] Лазовская В.Р., Тумакаев Г.К. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 3. С. 573-580.

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
10 января 1992 г.