

## Выводы

Если СПЗ тонок по сравнению с размером зонда, то для  $\lambda(\epsilon) = \text{const}$  наиболее точное описание электронной ветви ВАХ сферического зонда дается аналитической формулой (7). Вместе с тем применение простейшей теории стока для определения температуры электронов приводит к ошибке не более 10% во всем диапазоне отношений  $\lambda/a$ .

Влияние толщины слоя пространственного заряда при  $r_d \approx a$  начинает сказываться только при повышенных давлениях, когда  $a \geq 5\lambda$ , и приводит к занижению находимой при обработке ВАХ электронной температуры на 20—30%.

Работа выполнена в рамках направления «Современные проблемы физики низкотемпературной газоразрядной плазмы» программы «Университеты России».

## ЛИТЕРАТУРА

1. Swift J. D. // Proc. Phys. Soc. 1962. 79. P. 697.
2. Friedland L., Kagan Yu. M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1979. 12. P. 739.
3. Горбунов Н. А., Колоколов Н. Б., Кудрявцев А. А. // Физика плазмы. 1989. 15, № 12. С. 1513.
4. Мальков М. А. // Изв. вузов, Физика. 1990. № 7, С. 74.

Поступила в редакцию  
28.02.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 2

УДК 533.951

### ВЛИЯНИЕ КОНТРАГИРОВАННОГО РАЗРЯДА НА СЛАБУЮ УДАРНУЮ ВОЛНУ

А. А. Кузовников, В. С. Свиридкина, В. В. Тарасова

(кафедра физической электроники)

Изучалось влияние контрагированного разряда на ударную волну. Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что существующий неоднородный нагрев газа в плазме положительного столба существенным образом влияет на интенсивность и форму фронта ударной волны.

В последнее время вопросы распространения ударных волн через области с неоднородным распределением температуры и плотности газа (в частности, через плазму газового разряда) вызывают большой интерес. Распространение ударных волн в среде, параметры которой зависят от координат и времени, часто встречается в природе, технике и лабораторной практике. Известно, что при прохождении электрического тока через газ происходит его нагрев. Непосредственным результатом повышения температуры газа является перераспределение его плотности.

В работе изучалось влияние контрагированного разряда, для которого характерно наличие неоднородностей по температуре и плотности, на ударную волну. Ударная волна (УВ) распространялась по слабоионизованной плазме (степень ионизации  $\alpha < 10^{-6}$ ) положительного столба тлеющего разряда в инертных газах (Ar, Xe и их смесях). Эксперименты проводились на электроразрядной ударной трубе (УТ). Между плазмой и электроразрядной пушкой имелся разгонный проме-

жуток длиной 30 см, который необходим для формирования плоского фронта ударной волны. Катод и анод были выведены в боковые от-  
ростки, чтобы уменьшить влияние ударной волны на катодные и анод-  
ные области разряда. Ударная волна распространялась только по по-  
ложительному столбу разряда длиной 40 см. В экспериментальную  
установку входили также система синхронизации, диагностические  
устройства, цепи питания разряда и вакуумная система. Разрядный  
ток изменялся от 2 до 100 мА. Концентрация электронов была  $n_e \approx$   
 $\approx 10^9 \text{ см}^{-3}$ , а их температура  $T_e \sim 1-3 \text{ эВ}$ .

Создаваемая в трубе ударная волна принадлежит к типу взрыв-  
ных или  $N$ -волн. Регистрация ударной волны в нейтральном газе и  
плазме осуществлялась лазерным шлирен-методом [1]. В работе ис-  
пользовалась схема лазерного шлирен-метода (рис. 1), которая позво-

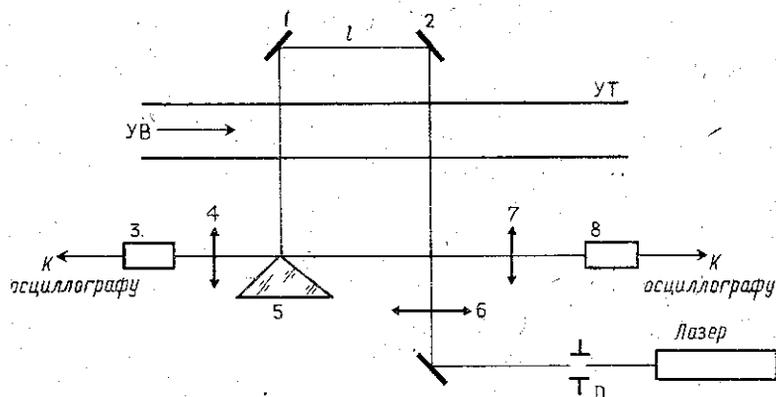


Рис. 1. Схема лазерного шлирен-метода при перпендикулярном паде-  
нии лазерного луча на ударную трубу

ляла существенно улучшить пространственное разрешение и повысить  
соотношение сигнал—шум, а также регистрировать размер скачка уп-  
лотнения и скорость его движения в плазме одновременно. Лазерный  
луч с помощью длиннофокусной линзы  $b$  (фокусное расстояние кото-  
рой равно 25 см), расположенной на расстоянии 20 см от трубки, сжи-  
мался до диаметра 0,1 мм. Схема лазерного шлирен-метода для из-  
мерения скорости ударной волны и исследования формы шлирен-сиг-  
нала при перпендикулярном падении лазерного луча на ударную тру-  
бу показана на рис. 1. В качестве оптического источника использо-  
вался гелий-неоновый лазер с длиной волны 6328 Å и мощностью излу-  
чения 12 мВт. Диафрагма  $D$  служила для отсечки ореола и вторичных  
мод, генерируемых лазером. С помощью зеркал  $1$  и  $2$  лазерный луч  
пропускался через ударную трубу два раза, что позволяло регистри-  
ровать ударную волну последовательно в двух точках пространства.  
Точность измерения скорости ударной волны была порядка 3%. Ла-  
зерный шлирен-метод позволял регистрировать ударные волны с чис-  
лами Маха  $M > 1,1$ .

При регистрации самой ударной волны луч лазера после прохож-  
дения ударной трубы падал на зеркальную плазму  $5$ , на которой он  
разделялся на два луча. Полученные лучи с помощью линз  $4$  и  $7$  фо-  
кусировались на входы фотодиодов  $3$  и  $8$ , сигналы с которых поступа-  
ли на дифференциальный усилитель, выделяющий разностный сигнал,  
наблюдаемый на экране осциллографа. Резкие изменения показателя  
преломления среды на фронте ударной волны вызывали заметное от-

клонение лазерного луча от первоначального направления, что приводило к перераспределению потоков излучения, идущих на фотодиоды 3 и 8, и сигнал, пропорциональный углу отклонения луча, фиксировался осциллографом. Диаметр пучка лазера был существенно меньше радиуса кривизны стенки ударной трубы, поэтому искажением пучка из-за неоднородного преломления на стенке можно было пренебречь.

Экспериментальное исследование распространения ударной волны малой интенсивности  $M=1,2-1,6$  в слабоионизированной неизотермической плазме в инертных газах показало, что существует зависимость ее скорости и структуры фронта от параметров разряда.

Зависимость скорости ударной волны от разрядного тока в аргоне представлена на рис. 2. Повышение разрядного тока при  $I_d < 20$  мА приводило к увеличению скорости ударной волны, при  $I_d > 20$  мА скорость ударной волны менялась слабо.

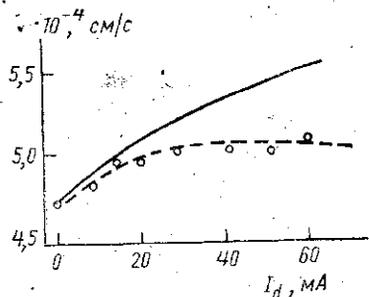


Рис. 2. Зависимость скорости ударной волны от разрядного тока в стационарном разряде в аргоне ( $p=10$  Тор,  $M=1,5$ ): сплошная линия — расчет, точки — эксперимент

в плазме изображена на рис. 2 сплошной линией. Увеличение скорости ударной волны в плазме хорошо описывается тепловым механизмом при малых токах. При больших токах существовало значительное расхождение между расчетом и экспериментом, превышающее экспериментальную ошибку. Рассчитанная скорость ударной волны оказалась больше экспериментально наблюдаемой. Причиной возникновения дополнительного торможения ударной волны при возрастании разрядного тока служит искривление ее фронта при распространении в неоднородно нагретом газе. Вклад искривления фронта ударной волны в уменьшение числа Маха оценивался согласно работе [4]. Рассчитанное уменьшение числа Маха при разных разрядных токах качественно согласовалось с наблюдаемым в эксперименте. При расчете использовались значения кривизны фронта ударной волны, полученные из осциллограмм ширен-сигнала при наклонном падении лазерного луча на ударную трубу.

Схема экспериментальной установки при наклонном падении лазерного луча на ударную трубу приведена на рис. 3. Для сжатия лазерного луча была использована длиннофокусная линза 6, расположенная таким образом, чтобы ее фокус находился на оси ударной трубы. Максимальный диаметр пучка лазера не превышал 0,1 мм. После прохождения ударной трубы луч с помощью двух зеркал (1, 2) направлялся на зеркальную призму (5). Регистрация отклонения луча лазера проводилась той же аппаратурой, что и при определении скорости ударной волны. Схема лазерного ширен-метода с наклонным падением лазерного луча позволяла регистрировать слабое отклонение

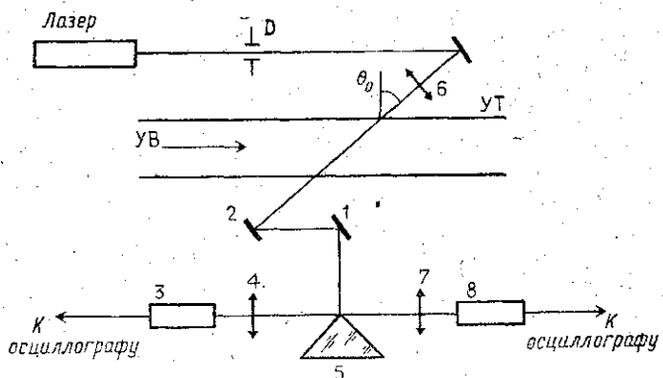


Рис. 3. Схема лазерного шлирен-метода при наклонном падении лазерного луча на ударную трубу. Нумерация узлов в линии регистрации (3—5, 7, 8) соответствует рис. 1

лазерного луча от первоначального направления ( $\Delta\theta \sim 10^{-7}$  рад). Согласно [5] амплитуда шлирен-сигнала  $A$  пропорциональна углу отклонения лазерного луча от первоначального направления  $\theta$ :

$$A = k \Delta\theta = N \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \theta_0}{\operatorname{tg} \omega + \operatorname{tg} \theta_0} \quad (1)$$

где  $N = (n_2 - n_1)/n_0$  и  $n_0, n_1, n_2$  — показатели преломления газа вне ударной трубы, перед и после фронта ударной волны соответственно,  $\theta_0$  — угол между лучом лазера и нормалью к оси ударной трубы. Коэффициент пропорциональности  $k$  определяется при калибровке. Выражение (1) не позволяет определить амплитуду шлирен-сигнала  $A$  при одновременном изменении интенсивности и формы фронта ударной волны. Угол  $\omega$  между касательной к фронту ударной волны в точке пересечения его с лазерным лучом и нормалью к оси ударной трубы в плоскости луча может принимать как положительные, так и отрицательные значения (в начале и в конце шлирен-сигнала). Предполагая симметричность параметров ударной волны относительно оси ударной трубы и малость искривления фронта ударной волны и выбирая точки осциллограмм шлирен-сигнала на его середине, что соответствует моменту времени, когда точка пересечения луча лазера и фронта ударной волны расположена на оси ударной трубы, для отклонения лучей получаем

$$\Delta\theta' = N \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \theta_0}{-\operatorname{tg} \omega + \operatorname{tg} \theta_0}, \quad (2)$$

$$\Delta\theta'' = N \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \theta_0}{\operatorname{tg} \omega + \operatorname{tg} \theta_0}.$$

Решая систему (2) относительно  $N$  и  $\omega$ , получаем систему

$$N = \frac{2 \operatorname{tg} \theta_0}{1 + \operatorname{tg}^2 \theta_0} \left( \frac{1}{\Delta\theta'} + \frac{1}{\Delta\theta''} \right)^{-1}, \quad (3)$$

$$\operatorname{tg} \omega = \operatorname{tg} \theta_0 \frac{\Delta\theta' - \Delta\theta''}{\Delta\theta' + \Delta\theta''},$$

которая позволяет рассчитать радиальные профили изменения показателя преломления на фронте ударной волны и угол  $\omega$  в каждой точке фронта ударной волны. Показатель преломления ионизованного

газа представляет собой сумму показателей преломления нейтральной, ионной и электронной компонент. В наших условиях (слабоионизованная плазма) вкладом заряженной компоненты в показатель преломления можно пренебречь и учитывать только показатель преломления нейтральных атомов ( $n_n = 1 + 10^{-23} N_a$  [6]). Следовательно, из шлюрен-сигнала при наклонном падении лазерного луча можно получить радиальные изменения концентрации атомов во фронте ударной волны. Угол  $\omega$  является локальной характеристикой формы фронта ударной волны и позволяет восстановить его профиль. Эксперименты показали, что ударная волна, распространяющаяся по нейтральному газу, была плоской. В плазме фронт ударной волны значительно искривлялся даже при небольших токах [7].

Поведение заряженной компоненты плазмы изучалось с помощью фотоэлектрического метода, регистрирующего интенсивность интегрального свечения плазмы, и СВЧ-интерферометра. Потенциал исследовался с помощью емкостного детектора и зондовым методом. Емкостный детектор представлял собой кольцо из медной проволоки, расположенное поверх ударной трубы. При движении ударной волны в неизотермической плазме были зарегистрированы скачки интенсивности свечения, концентрации и потенциала плазмы на фронте ударной волны. Скачок интенсивности свечения на фронте ударной волны обусловлен в основном скачками плотности заряженной и нейтральной компонент. При распространении ударной волны в положительном столбе газового разряда градиент концентрации заряженных частиц на фронте ударной волны приводил к появлению амбиполярного электрического поля и скачка потенциала на фронте. Кроме того, в работе было также зафиксировано возбуждение колебаний интенсивности свечения, потенциала и концентрации плазмы за фронтом ударной волны при вхождении ее в неизотермическую плазму. Колебания были локализованы вблизи границы плазмы. Обнаружено, что при взаимодействии ударной волны со стратой происходит разрушение ионизационной волны на серию релаксационных колебаний с большей, чем у страт, частотой следования. Анализ влияния ударной волны на заряженную компоненту плазмы будет проведен в последующих работах.

В ксеноне ( $p=10$  Тор) при разрядных токах  $I_a$ , больших 5 мА, разряд переходил в состояние оптической контракции, когда видимые размеры области уменьшались. Разряд сосредоточивался вблизи оси трубки. Это состояние характеризовалось сильно выраженными градиентами температуры и плотности в радиальном направлении. Одновременно с контракцией разряда наблюдалась его стратификация. Свечение на оси разряда было нестабильно, в разряде присутствовали низкочастотные колебания, которые представляли собой бегущие страты с фазовой скоростью  $v_f = (5-15) \cdot 10^3$  см/с. В работе выявлена тесная взаимосвязь контракции и стратификации разряда. Установлено, что время стратификации разряда совпадает со временем его сжатия к оси трубки и составляет 0,2 мс, что значительно меньше времени нагрева газа. Время нагрева газа в наших условиях составляло 1,5 мс.

В работе была сделана попытка создать условия горения разряда в диффузионном и контрагированном режимах при одинаковом энерговкладе в разряд. Для этого в схеме зажигания разряда в качестве балластного сопротивления была включена схема, выполненная на лампе пентод с обратной связью. Применение данной схемы привело к более нерегулярному появлению страт и некоторому умень-

шению (в 1,5—2 раза) их амплитуды. В условиях эксперимента это позволило расширить область горения разряда в диффузионном режиме. С увеличением вкладываемой мощности разряд вновь переходил в контрагированное состояние, и в этом случае контракция сопровождалась появлением страт больших амплитуд.

При прохождении ударной волны по контрагированному разряду были замечены особенности в поведении формы скачка уплотнения, регистрируемого шлирен-методом на оси шнура контрагированного разряда.

Осциллограммы шлирен-сигналов, полученные при исследовании формы ударной волны на оси диффузионного и контрагированного разрядов и приведенные на рис. 4, показывают, что увеличение разрядного тока во всех случаях приводит к уменьшению амплитуды  $A$ , изменению формы шлирен-сигналов и увеличению их длительности. Из зависимостей, изображенных на рис. 4, следует, что при увеличении

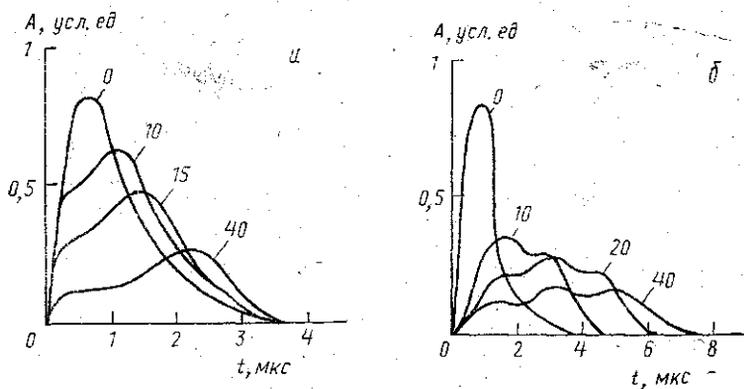


Рис. 4. Осциллограммы шлирен-сигналов на оси диффузионного разряда в аргоне (а) и контрагированного разряда в ксеноне (б) при давлении 10 Тор. По оси абсцисс отложена амплитуда в условных единицах. Значения разрядного тока в миллиамперах показаны цифрами рядом с кривыми

разрядного тока происходит уменьшение градиента показателя преломления во фронте ударной волны. По ширине шлирен-сигнала можно оценить протяженность искривленного фронта ударной волны. В Ar и смеси его с малым содержанием Хе уширение шлирен-сигнала было невелико. В чистом Хе и смеси с большим процентным содержанием его наблюдалось значительное уширение шлирен-сигнала (более чем в 4 раза), и происходило оно при меньших токах. Вследствие различия потенциалов ионизации атомов Ar и Хе в Хе при меньших токах разряда для данного давления наблюдалась контракция положительного столба.

На рис. 4, б показаны профили скачка плотности на оси контрагированного разряда в ксеноне при разной величине разрядного тока. Видно, что возрастание разрядного тока в плазме вызывает уменьшение и уширение амплитуды шлирен-сигнала и изменение его формы. При одном и том же энерговкладе контрагированный разряд более сложно деформировал ударную волну вблизи оси трубки, чем диффузионный. В диффузионном разряде в сигнале наблюдались два максимума, которые связаны с искривлением фронта ударной волны. В контрагированном разряде профиль скачка имел сложный характер, происходило разбиение его на три максимума с существенно мень-

шими амплитудами. Другими словами, обнаружено существование дополнительных градиентов концентрации нейтральных атомов за фронтом ударной волны на оси контрагированного разряда. Экспериментально полученные значения изменения концентрации атомов на фронте ударной волны превышали значения, рассчитанные с учетом нагрева газа. Вероятно, наличие более сильной радиальной неоднородности по температуре в случае контрагированного разряда приводило к увеличению вклада двумерных эффектов, связанных с появлением радиальных потоков за фронтом ударной волны.

Анализ экспериментальных данных позволяет сделать вывод, что в контрагированном разряде тепловая неоднородность вблизи оси трубки проявлялась сильнее, и влияние радиальных потоков на деформацию ударной волны было существеннее.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kiefer J. H., Lutz R. W. // Phys. Fluids. 1965. 8. P. 1393.
2. Авраменко Р. Ф., Рухадае А. А., Теселкин С. Ф. // Письма в ЖЭТФ. 1981. 34, № 9. С. 485.
3. Евтухов Н. В., Марголин А. Д., Шмелев В. М. // Хим. физика. 1984. 3, № 9. С. 1322.
4. Шугаев Ф. В. Взаимодействие ударных волн с возмущениями. М., 1983.
5. Кифер Д., Мэнсон Д. // Приборы для научных исследований. 1981. № 9. С. 119.
6. Элборн В., Хамфрис Д. // Там же. 1976. № 5. С. 38.
7. Кузовников А. А., Свиридкина В. С., Сухов А. К., Товарищтай И. Деп. ВИНТИЦ № 2220-В83 от 21.03.1988. М., 1988.

Поступила в редакцию  
27.04.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 2

## ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 532.74:535.37

### ОСОБЕННОСТИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ВОДЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ПОЛИМОРФИЗМОМ ЕЕ СТРУКТУР

В. И. Лобышев, Б. Д. Рыжиков, Р. Э. Шихалинская

(кафедра общей физики)

Исследованы спектрально-люминесцентные и абсорбционные характеристики воды. Наблюдаемая люминесценция не может быть сведена к люминесценции примесей в воде, а обусловлена структурой воды и ее полиморфизмом. Обнаружен эффект «закалки» воды, появляющийся при быстром охлаждении воды после ее кипячения; этот эффект связывается с образованием метастабильных долгоживущих структур, имеющих характерную полосу люминесценции на длине волны 540 нм. Возможным механизмом возбуждения люминесценции является поглощение энергии света основным веществом с последующим переносом энергии возбуждения эксимерами с локализацией их на дефектах квазирешеток, образованных молекулами воды.

В ряде работ отмечалось, что как природная, так и дистиллированная вода люминесцирует в коротковолновой области видимого спектра [1, 2]. Исходя из внешнего сходства спектров люминесценции природной и дистиллированной воды, в [1, 2] предполагалось, что люминесценция дистиллированной воды обусловлена наличием неконтролируемых люминесцирующих примесей. Детально этот вопрос не исследовался.