

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ И ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В ИМПУЛЬСНОМ РАЗРЯДЕ

Р. И. Солоухин, Ю. А. Якоби

(Новосибирск)

Описывается количественный шпирен-метод измерения градиента плотности электронов с применением лазерного источника в инфракрасном диапазоне, обеспечивающий измерение плотности выше 10^{14} см^{-2} , а также детальное наблюдение профиля ионизации газа в импульсном разряде.

Приводятся некоторые результаты изучения распределения концентрации электронов по сечению разрядной трубки в прямом разряде в аргоне в течение протекания разрядного тока, а также на последующих стадиях процесса. Для измерения во времени градиентов электронной плотности и для построения общей картины распределения плазмы использовался шпирен-метод с CO_2 -лазером (10.6 мк) в качестве источника света. Проведенные измерения выявили сложную картину формирования серии последовательных радиальных волн сжатия, существующих в течение достаточно длительного периода после окончания разряда.

Процессы, происходящие в прямом импульсном разряде, в настоящее время вновь привлекают к себе внимание в связи с выбором рабочего режима мощных газовых лазеров [1-4]. Представляется вероятным, что в импульсных режимах в возбуждении инверсии принимает участие не только первичный процесс — электрический разряд, но и ряд вторичных явлений — ударные волны, рекомбинация, химические реакции и т. п. Существование гидродинамических возмущений в прямых разрядах было зарегистрировано в ряде работ [5, 6]. Ударные волны и волны сжатия могут вызывать дополнительную инверсию заселенности путем ионизации и последующего электронного возбуждения атомов и молекул. При этом наибольший интерес представляют плотности порядка $10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$, поскольку при меньших плотностях трудно получить заметный коэффициент усиления в газоразрядном лазере, а при больших — инверсия быстро разрушается ударами второго рода.

Показатель преломления плазмы N определяется суммарным вкладом ее нейтральной n_0 и заряженной n_e компонент

$$N - 1 = -An_e\lambda^2 + (B + C/\lambda^2)n_0 \quad (A = 4.46 \cdot 10^{-14}) \quad (1)$$

Здесь λ — длина волны, B и C — константы, характерные для данного атома или иона. Из формулы (1) видно, что

$$\frac{dN}{dn_e} = -A\lambda^2, \quad \frac{dN}{dn_0} = B + \frac{C}{\lambda^2} \quad (2)$$

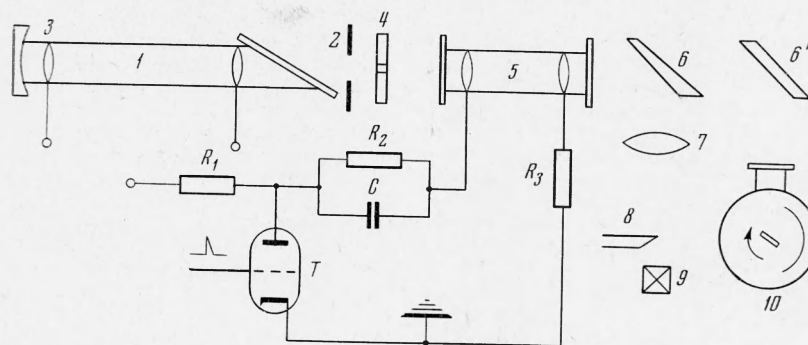
Следовательно, переход к измерениям в длинноволновой части спектра имеет принципиальное значение, так как при этом резко повышается чувствительность к электронной компоненте. Кроме того, измерения в инфракрасной области позволяют определить относительно невысокие концентрации электронов на фоне преобладающей нейтральной компоненты в слабоионизованной плазме. Появление в плазме градиента плотности электронов в направлении, перпендикулярном к направлению зон-

дирующего светового пучка, приводит к отклонению пучка на угол

$$\beta = -A\lambda^2 L \nabla n_e \quad (3)$$

где L — длина области возмущения вдоль направления светового пучка.

Схема экспериментальной установки изображена на фиг. 1. В работе использовался CO_2 -лазер 1 с прокачкой газа (мощность 20 *вт*), 2, 3 — зеркало лазера. В объем резонатора вводилась ирисовая диафрагма для подавления мод высших порядков. Это позволяло уменьшить размеры фокального пятна на выходе системы, а также исключить биения, которые в противном случае спорадически возникают в излучении лазера. Излучение выходило через отверстие в одном из зеркал диаметром 2 *мм*.



Фиг. 1

Зондировалась плазма, создаваемая в газоразрядной трубке 5 с окнами из фтористого бария. Газоразрядный промежуток 24 *см*, внутренний диаметр трубки 17 *мм*. В трубке создавался стационарный продольный тлеющий разряд, на который периодически накладываются импульсные разряды между теми же электродами. Наличие постоянного токового канала обеспечивает симметрию импульсных разрядов относительно оси трубки и обуславливает хорошую воспроизводимость условий их протекания. Ток тлеющего разряда обеспечивается выпрямителем и ограничивается сопротивлением R_2 . Напряжение, падающее на этом сопротивлении, заряжает также конденсатор C . При подаче поджигающего импульса на сетку тиратрона T конденсатор разряжается через него на разрядную трубку.

Луч CO_2 -лазера, прошедший через трубку, попадает на соляную пластинку 6, которая направляет 1% падающего потока на линзу 7 из фтористого бария с фокусным расстоянием 30 *см*, фокусирующую излучение на лезвие «ножа» 8. Размеры фокального пятна 0,3 *мм*; нож перекрывает половину фокального пятна. Излучение регистрируется фотосопротивлением 9 Ge (Au), охлаждаемым жидким азотом. Регистрация динамики разряда по его самосвечению осуществлялась при помощи ждущего фоторегистратора 10 в режиме щелевой развертки одновременно с наблюдением шлирен-эффекта. Эксперимент проводился при $C = 0,5$ *мкф*, $R_1 = +10$ *ком*, $R_2 = 1400$ *ком*, $R_3 = 3$ *ом*.

Количественная интерпретация шлирен-эффекта осуществлялась следующим образом. Распределение освещенности J фокального пятна по оси x , перпендикулярной оптической оси системы и кромке ножа, определялось путем сканирования пятна кромкой ножа при помощи микрометрического винта. По полученному распределению $J(x)$ строился гра-

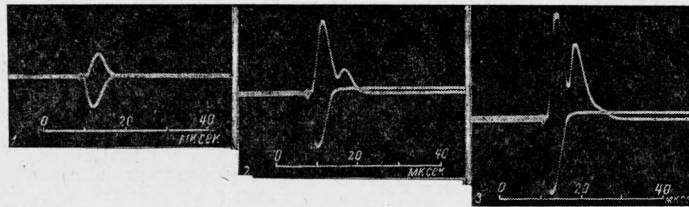
фик интегральной функции

$$\Phi(x) = \int_0^x J(x) dx$$

В результате шпирен-эффекта регистрировалась величина

$$z = \Phi(x) - \Phi(x_0)$$

где x_0 — положение кромки ножа, соответствующее середине фокального пятна. Это позволяло графически определить величину линейного сме-



Фиг. 2

щения $x - x_0 = \beta f$, где f — фокусное расстояние линзы, а через нее и значение градиента электронной плотности dn_e/dr , где r — расстояние от оси трубки до зондируемого участка. Ввиду того что даже в установившемся режиме мощность излучения CO_2 -лазера колеблется в пределах 10—20%, осуществлялось мониторирование общей интенсивности. Для этого лазер питался выпрямленным нефильтрованным напряжением с частотой 100 гц.

В моменты перехода напряжения через нуль генерация прекращается, поэтому временная картина генерации состоит из четко разделенных импульсов длительностью ~ 7 мсек с частотой 100 гц. Наблюдение шпирен-эффекта ведется на вершине одного из этих импульсов. Поскольку длительность развертки при этом составляет 50—100 мксек, изменением общей интенсивности излучения за этот промежуток времени можно пренебречь. Линия развертки смещается относительно нормального положения на величину, равную высоте импульса генерации z_0 . В описанной выше методике расчета величина z заменялась безразмерным отношением z/z_0 , что обеспечивало независимость полученных результатов от колебаний интенсивности лазера. Параллельно осуществлялось осциллографирование тока через газоразрядную трубку.

Характерной особенностью полученных осциллограмм является наличие второго максимума шпирен-сигнала уже после окончания тока. Величина этого сигнала растет с увеличением импульсного тока через трубку; на фиг. 2 приведены осциллограммы шпирен-сигнала и разрядного тока при $p = 0,5$ тор и напряжениях в трубке $U = 2, 3, 4$ кв для кадров 1, 2, 3 соответственно; на фиг. 3 — то же при $U = 3$ кв и $p = 1, 2$ тор для кадров 1 и 2.

Скоростные щелевые развертки самосвечения разряда регистрируют серию интенсивных радиальных возмущений, существующих в трубке после окончания разряда. Анализ осциллограмм и разверток свечения газа показывает, что второй максимум ионизации связан со сходящейся к центру ударной волной. Была вычислена скорость ударной волны как отношение удвоенного расстояния точки вблизи оси до стенки к промежуток времени от первого до второго максимума.

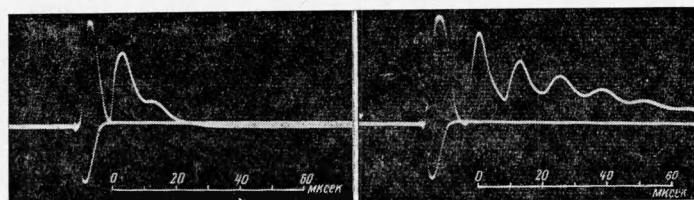
Приводим значения скоростей W км/сек ударных волн в зависимости от напряжения U кв и давления p тор

$$W = 2.7, 3.1, 3.4 \text{ для } U = 3, 4, 5 \text{ при } p = 0.5$$

$$W = 1.9 \text{ при } U = 3, p = 1$$

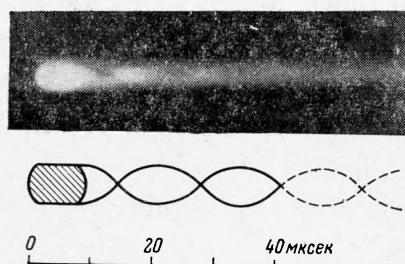
$$W = 1.4 \text{ при } U = 3, p = 4$$

Как и следовало ожидать, с повышением давления средняя скорость ударной волны понижается. Осциллограммы шлирен-сигнала при повы-

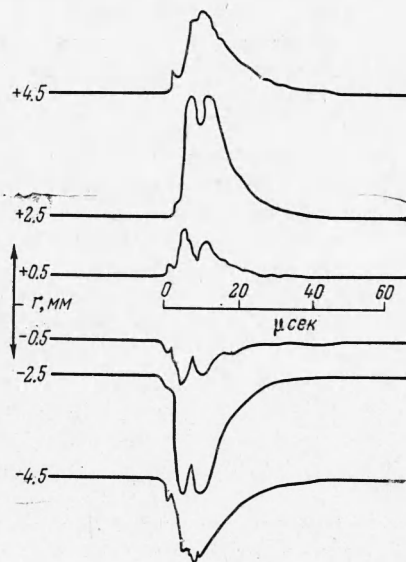


Фиг. 3

шении давления показывают наличие целой серии последовательных радиальных возмущений. Скоростная развертка при этих давлениях также показывает формирование серии последовательных радиальных волн сжатия, существующих в течение времени в 5—20 большего, чем длительность разряда; на фиг. 4 такая развертка самосвечения разряда дана для $p = 2$ тор, $U = 3$ кв.



Фиг. 4



Фиг. 5

Производилось осциллографирование временных зависимостей шлирен-эффекта при радиальном смещении зондирующего луча лазера параллельно оси трубки. При переходе луча через ось трубки наблюдаемое отклонение z меняло знак, что свидетельствовало о симметрии разряда относительно оси (на фиг. 5 приведена радиальная зависимость шлирен-сигнала).

По результатам замеров на разных радиусах было построено радиальное распределение электронной плотности на различных стадиях процесса путем вычисления интегральной функции

$$\int_0^r \frac{dn_e}{dr} dr$$

На фиг. 6 представлены полученные таким образом профили в моменты первого (а) и второго (б), максимумов ионизации, а также в момент, когда сходящаяся волна еще не приблизилась к центру трубки (момент первого максимума ионизации (в)). При малых давлениях волна лишь «выползает» профиль ионизации, а при увеличении начального давления в разрядной трубке фронт ударной волны можно непосредственно наблюдать по форме профиля электронной плотности. На фиг. 7 представлена зависимость максимальной ионизации n_e от давления p при $U = 3$ кв, а также от напряжения U на трубке при $p = 0.5$ тор в моменты первого и второго максимумов на оси трубки.

Параллельно с измерением шпирен-эффекта производилась интерферометрия той же плазмы в режиме фотометрического счета полос на интерферометре Майкельсона с CO_2 -лазером в качестве источника света. Полученные результаты хорошо согласуются с приведенными выше. Следует, однако, отметить, что при работе в режиме фотоэлектрического счета полос на осциллограммах наблюдались искажения, связанные со шпирен-эффектом, проявляющимся одновременно с фазовым сдвигом. Заметим также, что относительная роль шпирен-эффекта возрастает при переходе в инфракрасную область спектра.

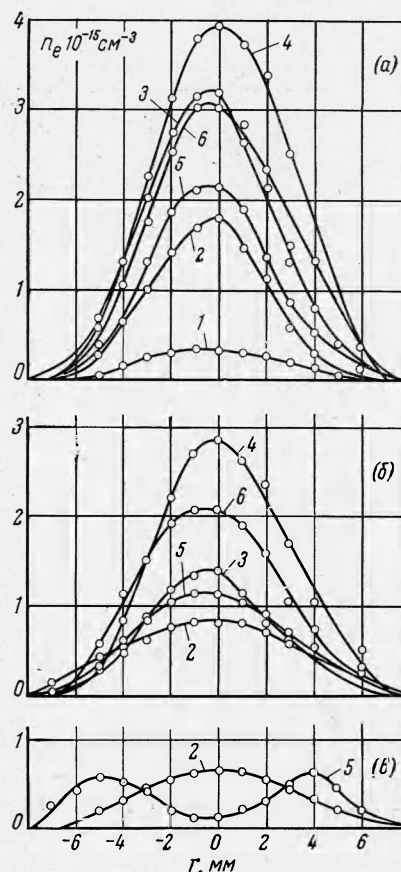
В самом деле, величина фазового сдвига $\Delta\varphi$ световой волны, прошедшей в плазме расстояние L

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (N - 1) L = -2\pi A n_e L \quad (4)$$

Шпирен-сигнал при равномерной освещенности пропорционален углу β . Сравнение формул (3) и (4) дает

$$\frac{\beta}{\Delta\varphi} = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\nabla n_e}{n_e} \quad (5)$$

Полезно провести сравнительную оценку чувствительности определения электронной концентрации при интерферометрии и в шпирен-измерениях. Положим, что удастся надежно регистрировать $1/t$ долю поло-



Фиг. 6

