

НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ЧАСТИЧНО-ИОНИЗОВАННЫМ ГАЗОМ

*Н. А. Генералов, Г. И. Козлов, Ю. П. Райзэр
(Москва)*

Дается описание постановки, методики и результатов экспериментов по изучению поглощения лазерных импульсов плазмой, которое привело к обнаружению новых эффектов зависимости поглощающей способности от интенсивности света [1,2].

Использовался рубиновый лазер, работающий в режиме модулированной добротности. Исследования проводились в ударной трубе за фронтом отраженной ударной волны. Опыты показали, что при интенсивностях света $I = 10^7 \div 10^9 \text{ ет}/\text{см}^2$ наблюдается ярко выраженное «просветление» плазмы, а при $I = 10^9 \div 10^{11} \text{ ет}/\text{см}^2$ — уменьшение ее прозрачности. Рассмотрена качественная картина явления.

1. Экспериментальная установка и методика исследования. Для измерения поглощения света плазмой необходимо, прежде всего, получить однородную плазму с известными, хорошо воспроизводимыми параметрами. Одним из лучших методов получения однородного объема плазмы является ударная труба. Исследование проводилось на установке, схематически представленной на фиг. 1 и состоящей из ударной трубы, лазера и измерительной системы.

Ударная труба состояла из камеры высокого давления 1 длиной 1.7 м и камеры низкого давления 2 длиной 7.0 м. Последняя представляла собой шлифованный канал диаметром 80 мм, состоящий из двух секций длиной по 3 м и двух измерительных секций по 0.5 м. Измерительные секции имели окна для проведения оптических измерений, а также вмонтированные в стеки ионизационные и пьезоэлектрические датчики 3. Между камерами высокого и низкого давления помещался диафрагменный блок, который был связан с системами откачки камер ударной трубы и наполнения их толкающим и исследуемым газом.

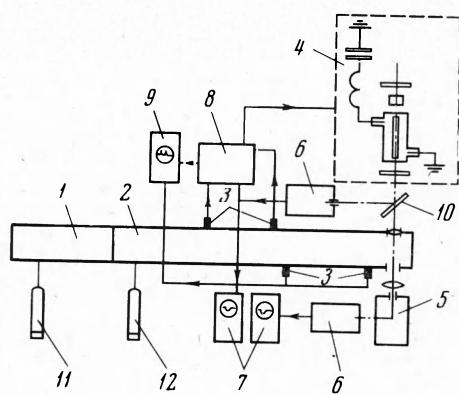
В качестве толкающего газа использовался водород 11; исследуемым газом был ксенон 12. Откачка камеры низкого давления производилась до давления $6 \cdot 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$, причем натекание за время эксперимента не превышало $10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$

Скорость ударной волны измерялась с точностью $\pm 1,0\%$ с помощью ионизационных датчиков и пьезодатчиков.

В ударной трубе на расстоянии 1 см от торца имелись окна, расположенные по обеим сторонам большого диаметра. Через эти окна пропускался свет, поглощение которого в плазме измерялось.

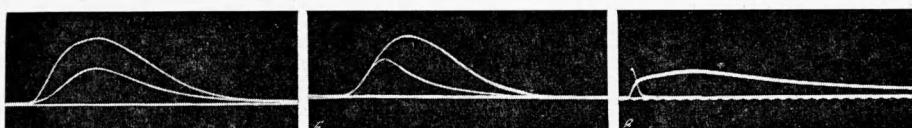
Источником света высокой интенсивности служил рубиновый лазер с модулированной добротностью 4. Его активным элементом являлся рубиновый стержень размером $120 \times 12 \text{ мм}^2$. Резонатор состоял из двух плоско-параллельных зеркал с коэффициентами отражения соответственно 99 и 20%. Модуляция добротности резонатора осуществлялась пассивным затвором (раствор фталоцианина). В качестве лампы накачки использовалась лампа ИФП-7000. Длительность гигантского импульса составляла 50 нсек, мощность лазера в режиме модулированной добротности равнялась примерно 20 Мвт.

Необходимо было исследовать поглощение света в очень широком диапазоне интенсивностей. Высокие интенсивности получались фокусировкой лазерного луча в плазму линзой с фокусным расстоянием 3 см. При этом диаметр кружка фокусировки, определенный путем измерения распределения интенсивности по сечению фокуса, составлял $1,35 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, а интенсивность света в фокусе достигала величины $1,4 \cdot 10^5 \text{ Мвт}/\text{см}^2$. Для ослабления света использовались нейтральные светофильтры. Малые интенсивности получались при работе с линзой с фокусным расстоянием 23 см, при этом в пределах трубы световой пучок был почти параллельным. Диапазон исследованных интенсивностей света охватывал семь порядков (от 10^{-2} до $10^5 \text{ Мвт}/\text{см}^2$). Излучение, прошедшее через плазму, собиралось линзой в центре широко открытой щели монохроматора ДФС-12 5, что дало возможность исключить собственное свечение плазмы. За выходной щелью монохроматора установлен фотоумножитель ФЭУ-52 6, сигнал с которого подавался на наносекундный осциллограф И2-7 7.



Фиг. 1

Известно, что за фронтом ударных волн вследствие радиационных потерь происходит охлаждение плазмы, и ее параметры соответственно с течением времени изменяются. Для того чтобы в каждом из многочисленных опытов лазерный импульс проходил через плазму с одними и теми же параметрами, лазер должен был срабатывать в строго определенный момент времени после прохождения отраженной ударной волны мимо смотровых окон трубы. В одной серии опытов это был момент 300 μsec , в другой — 100 μsec . Это обеспечивалось системой синхронизации 8. Синхронизация осуществлялась следующим образом: в момент прохождения падающей ударной волны мимо датчика давления, расположенного на расстоянии 3 м от измерительной секции, вырабатывался запускающий импульс, который подавался на генератор Г5-15. Прямоугольный сигнал с этого генератора, задержанный на регулируемый интервал времени относительно опорного сигнала, запускал схему поджига лампы накачки ИФПП-7000.



Фиг. 2

Гигантский импульс формировался примерно через 800 μsec после поджига лампы. Одновременно с поджигом ИФПП-7000 запускался осциллограф ОК-17М 9, одна из разверток которого служила для записи сигнала с ионизационного датчика, установленного в сечении наблюдения поглощения, а другая — для регистрации момента формирования гигантского импульса. Это осуществлялось следующим образом: под некоторым углом к пучку лазерного излучения устанавливалась плоскопараллельная пластина 10, с помощью которой часть светового импульса отбиралась на второй фотоумножитель ФЭУ-52. Наносекундный импульс напряжения с ФЭУ-52 поступал на вход генератора Г5-3Б, преобразовывался в прямоугольный сигнал длительностью 10 μsec и регистрировался второй разверткой осциллографа ОК-17М. С помощью этой методики определялась область плазмы за фронтом отраженной ударной волны, через которую проходил лазерный импульс.

Хорошая воспроизводимость опытов по параметрам ударной волны, с одной стороны, и по времени формирования гигантского импульса — с другой, обеспечили возможность проведения исследований в любой точке за фронтом ударной волны.

Как известно, при фокусировке интенсивного лазерного излучения в холодный газ, при некоторой достаточно высокой интенсивности света, величина которой зависит от рода газа и плотности, происходит пробой газа, т. е. в нем развивается бурная ионизация и образуется плазма. Для сравнения результатов опытов по поглощению света большой интенсивности в плазме с прохождением его через холодный газ в случае пробоя на этой же установке исследовался пробой в холодном ксеноне при той же плотности, которую имела плазма.

При выполнении работы особое внимание обращалось на форму импульсов.

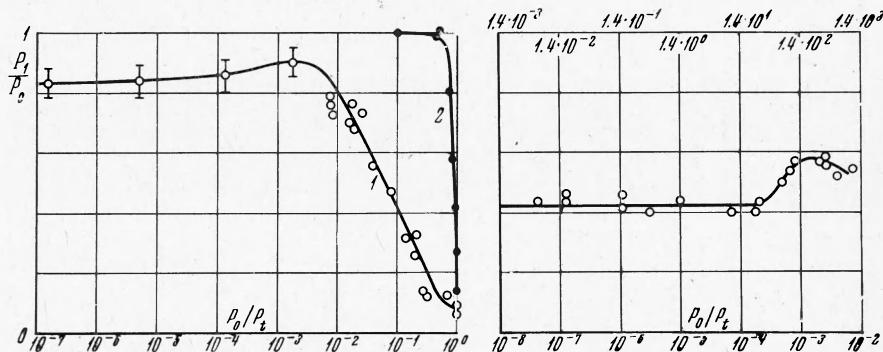
2. Результаты опытов. Эксперименты по исследованию взаимодействия лазерного излучения с плазмой проводились за фронтом отраженной ударной волны в ксеноне. Равновесные параметры ксенона определялись обычным расчетом с использованием уравнений сохранения массы, импульса, энергии и уравнений состояния и Саха. Учитывалось снижение потенциала ионизации ксенона в плазме. Опыты проводились при начальном давлении ксенона 10 мм рт. ст. для одной и той же скорости падающей ударной волны, равной 1,82 $\text{мм}/\mu\text{sec}$. Это соответствовало следующим равновесным параметрам ксенона за фронтом отраженной ударной волны: температура 11250° К, плотность электронов $0,97 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и плотность нейтральных атомов $5,6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Однако вследствие радиационных потерь истинные значения параметров плазмы в исследованной области несколько отличаются от приведенных выше равновесных значений.

При прохождении лазерного излучения через ионизованный ксенон наблюдалось ослабление света, величина которого зависела от интенсивности падающего излучения. На фиг. 2, а в качестве примера представлены осциллограммы гигантского импульса в отсутствие плазмы и после прохождения через нее для интенсивности излучения $I = 5,6 \cdot 10^2 \text{ Mвт}/\text{см}^2$.

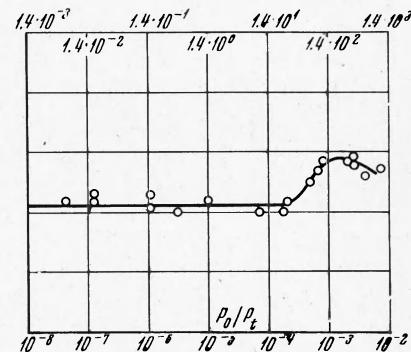
Результаты этих опытов приведены на фиг. 3 в виде кривых пропускания света, точнее отношения прошедшего через плазму мощности к падающей P_1/P_0 в зависимости от мощности падающего на плазму луча. Для удобства последняя величина выражается в относительных единицах P_0 / P_t ; в качестве масштабной мощности P_t принята мощность луча, который при фокусировке линзой с фокусным расстоянием 3 см в холодный ксенон той же плотности, что и плазма, производит пробой газа. В опытах $P_t = 20 \text{ Mвт}$. Кривая 1 (фиг. 3) относится к параметрам, которыми обладает плазма через 300 μsec

после прохождения отраженной ударной волны. К этому моменту плазма остывает примерно на 2000° К. Заметим, что экспериментальные точки, соответствующие малым интенсивностям и представленные на графике с указанием пределов, являются средними из 7–8 опытов.

Из данных, приведенных на фиг. 3, следует, что имеет место нелинейное, т. е. зависящее от мощности, поглощение лазерного излучения. При увеличении мощности падающего лазерного луча примерно от $10^{-4} P_t$ наступает сначала некоторое «просветление» плазмы, а при дальнейшем увеличении мощности происходит постепенное увеличение поглощения примерно от 20 до 90%.



Фиг. 3



Фиг. 4

Для сравнения с полученными данными по нелинейному поглощению лазерного излучения в плазме были проведены дополнительные опыты на той же установке по пробою в ксеноне при комнатной температуре, но при той же плотности газа, что и за фронтом отраженной ударной волны. Эта плотность соответствует давлению холодного газа ~ 200 мм рт. ст. Результаты этих экспериментов также приведены на фиг. 3 (кривая 2). Прежде всего заметим, что полученное пороговое для пробоя значение интенсивности $I_i = 1.4 \cdot 10^5$ Мвт/см² хорошо согласуется с данными работы [3]. Кроме того, в отличие от опытов с плазмой, как следует из фиг. 3, порог в этом случае очень резкий. Так, если при $P_0 \approx P_t$ через область пробоя проходило всего 10% энергии падающего лазерного луча, то при $P_0 \approx 0.57 P_t$ ослабления света уже совсем не наблюдалось.

Интересно также отметить, что если при пробое в холодном ксеноне форма прошедшего импульса имеет характерный для пробоя в газах кругой задний фронт (фиг. 2, б), то в области «просветления» и в начальной области «потемнения» плазмы форма импульса, прошедшего через плазму, сохраняет в первом приближении форму начального импульса, отличаясь от него лишь по амплитуде (фиг. 2, а). При больших же интенсивностях света, соответствующих значительному потемнению плазмы, форма прошедшего импульса претерпевает некоторые изменения, при этом продолжительность его не-1колько сокращается, а максимум немного сдвигается к началу импульса.

Заметим, однако, что гигантский импульс по амплитуде был недостаточно стабильным. Поэтому при малых величинах поглощения, соответствующих интенсивностям, при которых наблюдается эффект просветления, точность методики оказалась недостаточной для получения надежных количественных данных. В связи с этим была проведена серия опытов по уточненной методике, которая позволила одновременно измерять форму начального и прошедшего через плазму импульса и, таким образом, избежать указанной неточности. Кроме того, с целью облегчения обработки результатов эти опыты проводились с длиннофокусной линзой ($f = 230$ мм), так что пучок света в пределах ударной трубы был почти параллельным, при этом средний диаметр пучка составлял приблизительно 1,5 мм. И наконец, для усиления эффекта зондирования плазмы лазерным импульсом осуществлялось в точке, расположенной ближе к фронту отраженной ударной волны, где поглощение было больше. Эта точка соответствовала времени 100 мксек после момента прохождения отраженной ударной волны мимо окон. К этому моменту плазма по оценкам успевает охладиться только на 1000° К. Результаты этой серии опытов представлены на фиг. 4. В отличие от первой серии здесь результаты отнесены к интенсивности, соответствующей среднему диаметру пучка, так как в этом случае просветление происходит не в точке фокуса, а почти на всей длине пучка. Это привело к некоторому смещению экспериментальной кривой в область меньших интенсивностей по сравнению с первой обработкой, приведенной в [2], где результаты были отнесены к интенсивности света в фокусе. Следовало бы также учесть уменьшение интенсивности света за счет поглощения его при прохождении через плазму, однако это вносит малую поправку.

Как видно из графиков, при малых интенсивностях (мощностях) света отношение прошедшей мощности к падающей не зависит от интенсивности света, что свидетельствует о постоянстве коэффициента поглощения плазмы. Таким образом, при малых интенсивностях поглощение «линейно». Однако при некоторых не слишком малых интенсивностях поглощение оказывается несколько меньшим, и, следовательно, плазма более прозрачна — происходит просветление плазмы. При еще больших интенсивностях прозрачность быстро уменьшается и поглощение становится значительно больше линейного. При мощности больше $10^{-2} P_i$ возникли трудности в проведении экспериментов с длиннофокусной линзой, связанные с разрушением окон под действием лазерного импульса.

Для того чтобы убедиться, что свет в опытах с плазмой именно поглощался, была измерена интенсивность отраженного назад света. Измерения показали, что отражается или рассеивается на плазме лишь очень малая доля энергии, равная примерно 10^{-3} . Кроме того, исследовалось дополнительное излучение плазмы, связанное с воздействием лазерного излучения. Одна из осциллограмм представлена для иллюстрации на фиг. 2, *в*. На осциллограмме зарегистрирован лазерный импульс в начале развертки и излучение плазмы в области 5000 Å. Период повторения меток времени равен 50 мсек. Эти эксперименты показали, что время высыпчивания плазмы, обусловленное воздействием лазерного импульса, составляет примерно 1.5 мсек, причем интересно отметить, что время релаксации излучения в опытах с плазмой было примерно вдвое короче, чем для плазмы пробоя.

3. Физические причины явления. Как следует из приведенного выше экспериментального материала, в различных диапазонах световых интенсивностей наблюдаются два противоположных эффекта: просветление, т. е. уменьшение поглощательной способности плазмы, и потемнение или увеличение поглощения. Оба этих эффекта связаны с воздействием поглощаемого света на плазму, которое приводит к изменению состояния плазмы, причем состояние это становится неравновесным.

Имеются два основных механизма поглощения света в частично-ионизованном газе: фотоионизация и процесс, обратный тормозному излучению, который для краткости называют тормозным поглощением.

Коэффициент фотоионизационного поглощения κ_Φ складывается из парциальных коэффициентов, соответствующих вкладу атомов, которые находятся в различных возбужденных состояниях, но с энергиями связи, меньшими чем $h\nu = 1,78$ эв:

$$\kappa_\Phi \sim \sum N_n \sigma_n$$

где N_n — число атомов в см^3 , пребывающих на n -м энергетическом уровне, а σ_n — соответствующее эффективное сечение фотоэффекта.

Коэффициент тормозного поглощения пропорционален числу столкновений между электронами и ионами и обратно пропорционален корню из электронной температуры

$$\kappa_T \sim N_e^2 T^{-1/2}$$

Здесь N_e — электронная плотность, T — электронная температура. Полный коэффициент истинного поглощения представляет собой сумму $\kappa = \kappa_\Phi + \kappa_T$. Наряду с актами поглощения происходят процессы вынужденного испускания световых квантов той же величины и направления, что и в лазерном импульсе, которое проявляется как некоторое уменьшение регистрирующего поглощения.

Рассмотрим сначала, как происходит просветление плазмы. В результате поглощения лазерного света электронный газ нагревается и его температура возрастает. Как показывают оценки, заметное нагревание происходит как раз при тех интенсивностях, при которых начинается просветление.

Повышение температуры способствует ионизации возбужденных атомов при столкновениях с электронами, которая происходит очень быстро, при температурах $10\ 000^\circ\text{K}$ за времена порядка 10^{-11} сек, очень малые по сравнению с длительностью лазерного импульса. Повышение температуры ведет и к одновременному ускорению актов возбуждения атомов из основного состояния при электронных ударах. Однако процесс возбуждения (и ионизации) атомов из основного состояния идет значительно медленнее, чем ионизация возбужденных атомов, так как требует гораздо большей затраты энергии. В обычных (равновесных) условиях этот второй процесс все равно протекает достаточно быстро, что и ведет к повышению заселенности верхних состояний атомов. Иное дело в опытах с короткими лазерными импульсами. За время импульса процессы возбуждения атомов из основного состояния не успевают происходить, и в результате преимущественного действия быстрого процесса ионизации возбужденных атомов заселенность верхних уровней падает. Уменьшается она не беспредельно, так как одновременно с ионизацией идут столь же быстро протекающие обратные процессы захвата электронов ионами на верхние уровни при тройных столкновениях с уча-

тием электронов в качестве третьих частиц. Устанавливается новое квазиравновесное состояние, в котором имеется приближенное равновесие между свободными электронами и возбужденными атомами, но нет равновесия между возбужденными и невозбужденными атомами. В этом новом состоянии концентрация возбужденных атомов, которые и являются главными поглотителями света, становится меньше начальной, что и приводит к уменьшению поглощения света.

Исчезновению возбужденных атомов способствует и процесс фотоэлектрического поглощения световых квантов. В самом начале области просветления он играет второстепенную роль. Однако при дальнейшем увеличении интенсивности света роль его становится значительной. Заметим, что наряду с фотоионизацией под действием света быстро протекает процесс вынужденной фоторекомбинации, при котором в поле лазерного света происходит захват электронов ионами с испусканием квантов тех же частот и направлений.

При больших интенсивностях начинается другой эффект — потемнение плазмы. В этой области интенсивностей света электронный газ нагревается весьма сильно, что способствует росту скорости возбуждения (и ионизации) атомов из основного состояния. Это приводит к нарастанию степени ионизации и плотности свободных электронов и в результате к увеличению поглощательной способности плазмы.

Интересно, что в отличие от случая пробоя холодного газа, когда поглощения сначала просто нет, а потом оно нарастает очень резко при росте интенсивности света (см. кривую 2 на фиг. 3), в случае плазмы поглощательная способность нарастает постепенно. Это различие можно объяснить на основе представлений о лавинообразном механизме пробоя холодного газа.

Нелинейные эффекты при поглощении света плазмой могут существенно изменить экранировку лазерного излучения ионизованными парами при облучении твердых мишеней. Их необходимо также учитывать в тех методах лазерной диагностики плазмы, в которых используется интенсивное излучение, так как при больших интенсивностях свет существенно воздействует на плазму и меняет ее состояние.

Авторы благодарят В. А. Масюкова и А. Э. Абалиева за участие в проведении опытов.

Поступила 18 VIII 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Генералов Н. А., Козлов Г. И., Райзэр Ю. П. Эффект сильного увеличения поглощательной способности частично ионизованного газа при больших интенсивностях света. Письма ЖЭТФ, 1968, т. 8, вып. 3.
2. Генералов Н. А., Козлов Г. И., Райзэр Ю. П. Эффект «просветления» плазмы под действием лазерных импульсов. ЖЭТФ, 1969, т. 56, вып. 3.
3. Tominson R. G., Damon E. K., Buscheger H. T. The breakdown of noble and atmospheric gases by ruby and neodymium laser pulses. Phys. Quantum Electronics. Conf. Proc., New. York, Mc Graw — Hill, 1966.

ОБ ИЗМЕРЕНИИ КОНЦЕНТРАЦИИ АТОМАРНЫХ ЧАСТИЦ КИСЛОРОДА В ДИССОЦИИРОВАННЫХ ГАЗАХ

C. Ж. Токтомушев

(Фрунзе)

В сообщении [1] были описаны эффекты взаимодействия атомарного кислорода с химическими детекторами. Степень покречения химического детектора (измеряемая фотоэлектрическим методом) позволяла судить об относительных содержаниях концентрации О в среде. В данной работе излагаются результаты экспериментов по исследованию возможности применения химических детекторов для измерения абсолютной концентрации атомарных частиц кислорода в диссоциированных газах.

В экспериментах использовалась установка, описанная в работах [1,2]. Атомарный кислород получался с помощью безэлектродного высокочастотного разряда. Расположение измерительной системы для измерения степени покречения химических детекторов позволяло в отличие от экспериментов [1,2] непрерывно регистрировать изменение степени прозрачности их во время экспериментов; схема представлена на фиг. 1: свет от стабилизированного источника освещения 1, проходя через химический детектор 4, установленный на торце разрядной трубки, попадает на фотосопротивление 5 ФСК-1: