

Протонная оболочка		Нейтронная оболочка	
Конфигурация	Энергия, Мэв		
$1g_{9/2}^{-1}2f_{7/2}$	11,4	$1h_{11/2}^{-1}1i_{11/2}$	13,5
$1g_{9/2}^{-1}1h_{9/2}$	12,3	$1h_{11/2}^{-1}2g_{9/2}$	12,7
$1h_{11/2}^{-1}1i_{11/2}$	13,7	$1i_{13/2}^{-1}2h_{11/2}$	11,8
$1h_{11/2}^{-1}2g_{9/2}$	12,7	$1i_{13/2}^{-1}1j_{13/2}$	14,5

ству не изменилось. Во всяком случае об интерпретации полной ширины кривой поглощения в духе идей, высказанных в работе [2], по-видимому, не может быть и речи.

Интересно отметить, что, несмотря на несколько факторов, которые не учитывались в этом расчете (взаимодействие с фононами, распад частично-дырочных состояний на две частицы — две дырки), расчеты по-прежнему удовлетворительно интерпретируют «двугорбый» характер кривой поглощения  $\gamma$ -квантов на  $Pb^{208}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Балашов В. В., Чернов В. М. ЖЭТФ, 43, 227, 1962.
2. Миндал А. Б., Зарецкий Д. Ф., Лужников А. А. Nucl. Phys., 66, 193, 1965.
3. Danos M., Greiner W. Phys. Rev., 138, 876, 4B, 1965.
4. Живописцев Ф. А., Московкин В. М., Юдин Н. П. «Изв. АН СССР», сер. физич., 30, № 2, 306, 1966.
5. Балашов В. В., Шевченко В. Г., Юдин Н. П. ЖЭТФ, 41, 1923, 1961.
6. Коротких В. Л., Московкин В. М., Юдин Н. П. «Изв. АН СССР», сер. физич., 30, № 2, 319, 1966.
7. Gillet V., Griin A. M., Sanderson E. A. Phys. Lett., 11, 44, 1964.

Поступила в редакцию  
7. 5 1966 г.

НИИЯФ

УДК 533.1 : 535.854

И. В. СКОКОВ, А. И. АКИМОВ, Г. И. КРОМСКИЙ

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОФИЛЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Исследование явлений в газообразных средах с низкой плотностью, имитирующих условия верхних слоев атмосферы и космоса, связано с рядом трудностей, вызванных малыми изменениями показателя преломления и его градиентов. Это требует применения методов диагностики, обладающих высокой чувствительностью и большой разрешающей силой. К числу таких методов относится предложенный Ф. А. Королевым [1] метод многолучевой интерферометрии, основанный на многократном прохождении светового зонда через исследуемую оптическую неоднородность. С помощью этого метода удалось визуализировать обтекание различных моделей потоком разреженного газа и определить значение плотности около них [2].

В настоящей заметке сообщается об использовании многолучевого интерферометра для изучения структуры ударной волны, образованной в результате обтекания модели (диск диаметром 10 мм) сверхзвуковым потоком разреженного газа с числом Маха  $M \approx 4$ , числом Рейнольдса (рассчитанным по параметрам газа за скачком и радиусу диска)  $Re_2 = 50$ , температурой торможения  $T_0 = 300^\circ K$ . Важность изучения профиля ударной волны определится большим объемом информации об исследуемом по-

токе, которую можно получить путем анализа структуры ударного слоя (механизм взаимодействия модели и потока, геометрия фронта ударной волны, толщина пограничного слоя, плотность вокруг модели, отход ударной волны от тела и т. д.). При реализации метода исследуемая модель и обтекающий ее поток газа располагаются между зеркалами эталона Фабри—Перо, освещаемого коллимированным пучком света от точечного монохроматического источника света (ртутная лампа низкого давления); равномерно освещенное поле интерференции регистрируется с помощью приемной части (объектив с фокусным расстоянием 300 мм и фотоаппарат «Зенит») [2]. Полученный негатив с картиной обтекания обрабатывается фотометрическим способом с учетом осесимметричного распределения плотности.

На рис. 1 приведено распределение плотности в ударной волне вдоль линии торможения в окрестности передней критической точки. Для условий эксперимента толщина ударной волны имеет конечное значение ( $\sim 0,8$  мм), приблизительно равное четырем длинам свободного пробега частиц набегающего потока. Кривая более полого в части, обращенной к набегающему потоку. На графике отчетливо заметна зона с постоянной плотностью за скачком; отношение плотностей в набегающем потоке и за ударной волной хорошо согласуется (в пределах 10%) с соотношениями Рэнкина—Гюгонно. Относительная величина отхода ударной волны несколько больше, чем для случая континуального течения (0,52 и 0,44 соответственно). Течение газа за ударной волной близко к континуальному, поэтому можно толщину пограничного слоя вычислять по формулам ламинарного потока для сплошной среды [3].

Впервые полученные интерферометрическим методом экспериментальные данные по структуре ударной волны в разреженном газе находятся в хорошем соответствии с экспериментальными результатами А. В. Иванова [4], полученными с помощью метода рассеивания электронов.

Отметим в заключение, что наряду с профилем плотности метод многолучевой интерферометрии позволяет определять поля плотностей около модели и в свободном потоке, геометрию ударной волны и целый ряд других газодинамических параметров.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Королев Ф. А., Кромский Г. И., Скоков И. В. «Изв. вузов», физика, № 5, 1963.
2. Королев Ф. А., Акимов А. И., Кромский Г. И., Скоков И. В. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 1965.
3. Авдудевский В. С., Копятевич Р. М. «Изв. АН СССР», механика и машиностроение, № 1, 1960.
4. Иванов А. В. ДАН СССР, 161, № 2, 1965.

Поступила в редакцию  
16. 7 1966 г.

Кафедра  
оптики

УДК 530.145 : 539.124

В. Ч. ЖУКОВСКИЙ, Ю. А. КОРОВИН, В. Р. ХАЛИЛОВ.

## ИНДУЦИРОВАННЫЕ ПЕРЕХОДЫ СВЕЯЩЕГОСЯ ЭЛЕКТРОНА ПОД ВЛИЯНИЕМ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ВНЕШНЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Если внешняя электромагнитная волна линейно поляризована и распространяется под углом  $\Theta$  к направлению магнитного поля  $\vec{H}$ , то вероятность вынужденного перехода из состояния с энергией  $E_n$  в состояние  $E_n'$  задается формулой

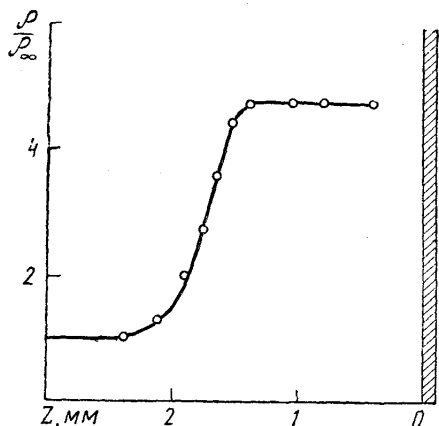


Рис. 1. Профиль ударной волны.  $\rho/\rho_\infty$  — отношение текущего значения плотности к плотности набегающего потока,  $z$  — координата по оси потока