

так как дополнительных упрощающих предположений при нахождении огибающей в этом случае не делается.

Таким образом, для расчета огибающих пучков, лежащих в меридиональных плоскостях, необходимо рассчитать шесть траекторий: две — для нахождения решений u и ω пара-

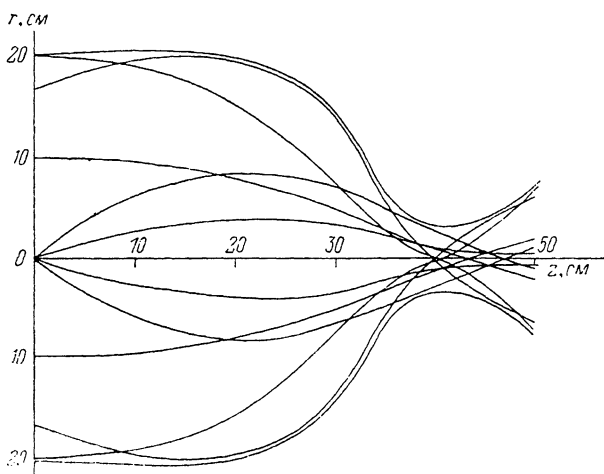


Рис. 3. Траектории и огибающие в катодной линзе, являющейся входной камерой ФЭУ с большим фотокатодом.

ксиального уравнения и четыре — для абберационных функций $B(z)$, $E(z)$, $F(z)$, $D(z)$. С помощью огибающих легко следить за токопрохождением пучка, определять трансмиссию системы. Знание огибающей упрощает нахождение кроссовера, который совпадает с ее минимумом. При использовании наиболее широко распространенных траекторных методов расчета для нахождения кроссовера и определения трансмиссии системы необходим расчет значительно большего количества траекторий.

Список литературы

- [1] Штеффен К. Оптика пучков высокой энергии. М.: Мир, 1969. 222 с.
- [2] Лоусон Дж. Физика пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1960. 438 с.
- [3] Шпак Е. В., Гаврилов Е. И. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 6. С. 1188—1193.
- [4] Гаврилов Е. И., Петров И. А., Шпак Е. В. // Матер. IX научно-техн. конф. по ЭЛГ и ФЭП «Электровакуумные и газоразрядные приборы». Л., 1982. С. 28—30.
- [5] Воробьев Ю. В. // ЖТФ. 1956. Т. 26. Вып. 10. С. 2269—2280.
- [6] Бошштедт Б. Е. // РИЭ. 1964. Т. 9. № 5. С. 844—850.
- [7] Власов А. Г., Шапиро Ю. А. Методы расчета эмиссионных электронно-оптических систем. Л.: Машинстроение, 1974. 183 с.
- [8] Фрейкман Б. Г. // Методы расчета электронно-оптических систем. Новосибирск, 1982. С. 154—155.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
31 августа 1988 г.

ОСОБЕННОСТИ РЕЛАКСАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ УДАРНЫХ ВОЛН В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗАХ НА ПРИМЕРЕ ТРИФТОРИОДМЕТАНА

А. П. Бедин

Одной из особенностей обтекания тел релаксирующими газами является возникновение при достижении телом некоторой критической скорости V_k так называемой релаксационной неустойчивости течения, выражающейся в турбулизации ударного слоя и невязкого следа,

а также в появлении и росте возмущений ранее гладкого фронта головной ударной волны (рис. 1). Возмущение головной ударной волны (УВ) и появление (хотя и редкое) непосредственно за ней и в области невязкого следа турбулентных пятен, окруженных «сферическими» ударными или звуковыми волнами, свидетельствуют о достаточно быстром локальном выделении энергии в ударном слое. Критическая скорость V_k зависит от рода газа, давления, а также формы и размеров тела. Материал тела и чистота обработки его поверхности не влияют на величину V_k . Проведенные оценки показали, что для каждого газа существуют минимальное давление и минимальная температура за ударной волной (соответственно $P_{1 \min}$ и $T_{1 \min}$), превышение которых приводит к возмущению ранее однородного течения. Минимальное давление реализуется на больших числах Маха, минимальная температура — на малых. Поскольку увеличение степени затупления тела обуславливает рост величины параметров P_1 и T_1 , то нетрудно предвидеть (что и наблюдается в эксперименте), что оно должно влечь за собой уменьшение критической скорости, а следовательно, и критического числа Маха M_k . Уменьшение размеров тела вызывает сдвиг числа M_k в сторону больших значений. Перечисленные факты свидетельствуют о том, что неустойчивость рассматриваемого типа связана с неравновесными физико-химическими процессами, протекающими в ударном слое. Согласно работе [1], она является одним из проявлений более общего явления аномальной релаксации в ударных волнах.

В баллистическом эксперименте релаксационная неустойчивость ударных волн (РНУВ) наблюдалась в CCl_4 , CF_4 , CHCl_3 , C_6H_6 , C_6H_{12} , CCl_2F_2 , $\text{C}_2\text{Cl}_2\text{F}_4$, SF_6 [1-4]. Этот список следует дополнить CF_3J , рассматриваемым в данной работе, и CO_2 , РНУВ в котором зафиксирована нами, но наблюдаемый эффект не был стабильным.

Эксперименты в CF_3J проведены в герметизированной баллистической установке [5] при температуре $T=291$ К и давлении $P \leq 6 \times 10^4$ Па. В качестве моделей были использованы стальные шары от шарикоподшипников диаметром $d=20$ мм. В процессе экспериментов, проводившихся в диапазоне чисел $M=4-15$, получены фотографии летящих шаров простым теньевым или теплеровским (без ножа) методами. Теплеровский метод применялся при числах $M > 9$, чтобы избежать засветки фотопленок от свечения газа в ударном слое.

По фотографиям определены области существования РНУВ по числу M и давлению P в невозмущенном потоке и выявлена нейтральная кривая, разграничивающая область возмущенного течения от невозмущенного (рис. 2). На рис. 2 приведена также зависимость максимальной величины пульсации головной ударной волны δ на режиме РНУВ от числа M . Светлыми точками на графике отмечены области устойчивого течения, характеризуемого отсутствием возмущений как ударной волны, так и течения в ударном слое или невязком следе. Судя по данному графику, на начальном этапе РНУВ имеет место возмущение течения в ударном слое (невязком следе) при отсутствии возмущений ударной волны ($\delta=0$). Такой режим РНУВ существует при относительно низких числах M в узком их интервале ($\Delta M \sim 0.3$ при $M \sim 4$, $P \geq 0.04$ МПа и $\Delta M \sim 0$ при $M \sim 6.5$, $P=0.2$ МПа). За пределами этого интервала рост числа M приводит к быстрому подъему амплитуды пульсаций УВ от 0 до максимума, величина которого зависит от давления P , и последующему медленному спаду ее до значения

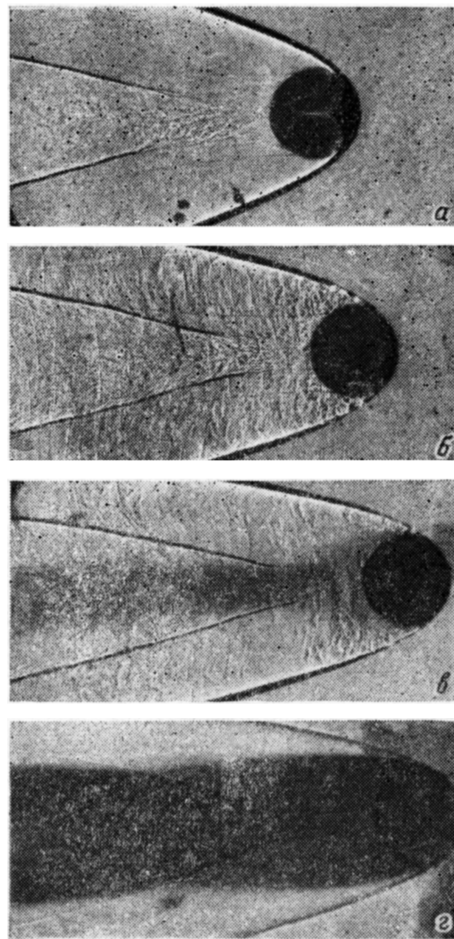
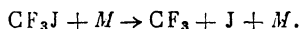


Рис. 1. Обтекание сферы $d=20$ мм потоком CF_3J на режиме РНУВ при $P=0.04$ МПа и различных M .

а — 4.6, б — 6.9, в — 8.2, г — 11.1.

$\delta=0$ при $M \sim 10-12$. При числе $M \geq 8.5$ и давлении $P=0.01-0.04$ МПа в следе за сферой появляется область затемнения, диаметр которой при увеличении числа M заметно растет, достигая при $M \sim 12$ величины $\sim 1.7d$ (в окрестности ближнего следа) (рис. 1). Потемнение связано с поглощением света свободным иодом, образующимся в результате реакции термической диссоциации трифторидметана



Иод обнаруживался не только косвенно по фотографиям, но и непосредственно по осадку на стенках барокамеры установки.

При $M \sim 9.5$ ($P=0.04$ МПа) газ в ударном слое начинал светиться, что приводило к появлению вуали или засветке фотопленок при использовании простого теневого метода

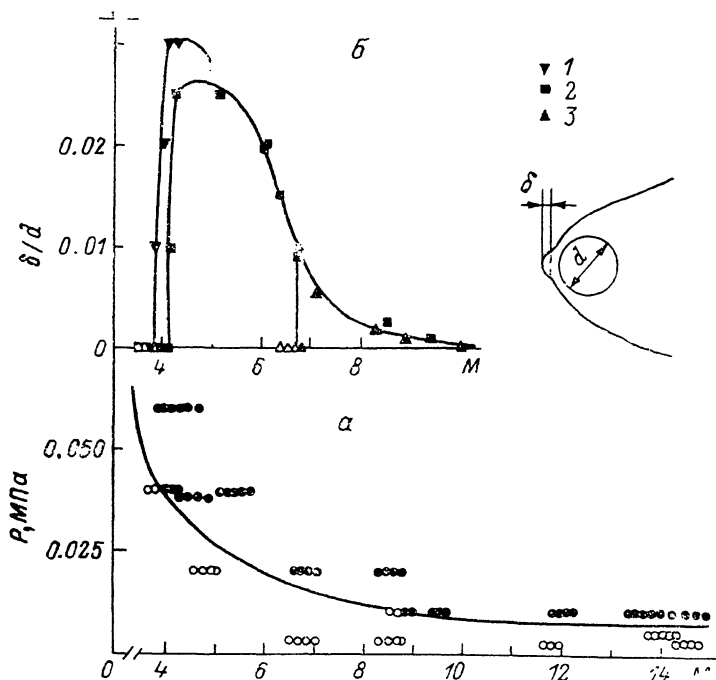


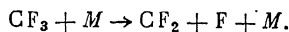
Рис. 2. Нейтральная кривая n (а) и максимальная амплитуда пульсаций головной ударной волны (б) в CF_3J для шара $d=20$ мм.

Светлые точки — течение устойчиво, темные — неустойчиво. P , МПа: 1 — 0.06, 2 — 0.04, 3 — 0.02.

фотографирования (при меньших давлениях засветка пленок наблюдалась при более высоких числах M). Таким образом, оба процесса (заметная диссоциация и заметное свечение) развиваются уже после того, как РНУВ идет на убыль (рис. 2), т. е. РНУВ возникает на ранних стадиях диссоциации и связана с особенностями колебательного возбуждения молекул.

Доля энергии, идущая на возбуждение пульсаций ударной волны, может быть грубо оценена по формуле $\Delta e/e = 2k(\delta_0/d)$, где e — удельная энергия газа, $k=1-3$, δ_0 — среднеквадратичная величина пульсации УВ ($\delta_0=1/3\delta$). Оценки по данным рис. 2 дают величину $\Delta e/e|_{\max} = 2-6\%$. Это означает рост коэффициента сопротивления на такую же величину. Прямые измерения коэффициента сопротивления сферы на режиме РНУВ в CF_2Cl_2 показали его увеличение до $\sim 4\%$ [4].

При $M \sim 12-15$ РНУВ практически исчезает, однако при $M \sim 20$, судя по данным дополнительной серии экспериментов, проведенных автором совместно с И. П. Явором на гиперзвуковой баллистической установке [6] в диапазоне давлений $P=0.002-0.025$ МПа, она возобновляется. На этот раз ее возникновение связано с возбуждением колебаний и диссоциацией радикала CF_3 , идущей по схеме:



- [1] Мишин Г. И., Бедин А. П., Ющенкова Н. И. и др. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 11. С. 2315—2324.
- [2] Struth W. // Proc. of 6th Intern. Congress on High-Speed Photography. Haarlem: Tjeenk Willink, 1963. P. 443—449.
- [3] Барышиков А. С., Бедин А. П., Масленников В. Г., Мишин Г. И. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 5. С. 281—284.
- [4] Бедин А. П., Мишин Г. И., Скворцов Г. Е. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. Вып. 10. С. 613—618.
- [5] Мишин Г. И., Менде Н. П. // Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений. М.; Л.: Наука, 1967. С. 163—168.
- [6] Басаргин И. В., Менде Н. П., Мишин Г. И. и др. // Физико-газодинамические баллистические исследования. Л.: Наука, 1980. С. 171—179.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
5 августа 1988 г.

05; 06; 09

Журнал технической физики, т. 59, в. 8, 1989

ПРЕЛОМЛЕНИЕ ПРЯМЫХ ОБЪЕМНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН

А. В. Гусев, В. В. Данилов, П. С. Костюк, В. И. Мижитюк, А. Ю. Письменный, Б. Т. Семен

В [1] теоретически и экспериментально исследовалось преломление поверхностных магнитостатических волн (МСВ), распространяющихся в ферритовых пленках при касательном намагничивании, на границе скачкообразного изменения толщины магнитной пленки. Нами рассматривалось преломление объемных магнитостатических волн с прямым характером дисперсии (ПОМСВ), распространяющихся в эпитаксиальной гранатовой структуре, намагниченной перпендикулярно ее плоскости, металлической призмой, а также на границе скачкообразного изменения толщины магнитной пленки.

Дисперсионное уравнение для нулевой моды ПОМСВ, распространяющейся в неметаллизированном слое толщиной S (слой ферритовый), имеет вид

$$KS = \frac{2}{\sqrt{-\mu}} \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{-\mu}}, \quad (1)$$

K — волновой вектор, μ — диагональная компонента тензора высокочастотной магнитной проницаемости феррита.

Тогда коэффициент преломления на границе раздела областей с граничными толщинами S_1 и S_2 равен

$$n = \frac{S_1}{S_2} \quad (2)$$

и не зависит от частоты сигнала и величины подмагничивающего поля.

Для нулевой моды ПОМСВ, распространяющейся в ферритовом слое, металлизированном с одной стороны, дисперсионное соотношение имеет вид, аналогичный (1), отличающийся лишь на постоянный множитель.

Коэффициент преломления на границе неметаллизированной и металлизированной с одной стороны области для нулевой моды ПОМСВ всегда равен 2, так же как и в случае со скачком толщины, не зависит от частоты и подмагничивающего поля. Такая зависимость может появляться в структурах металл—диэлектрик—феррит—металл (МДФМ) и металл—диэлектрик—феррит—диэлектрик (МДФД), что можно показать, решив численно-дисперсионные уравнения для этих структур,

$$\begin{aligned} \sqrt{-\mu} \operatorname{tg} (K \sqrt{-\mu} S) + \operatorname{tg} [K (L - S)] = 0, \\ \operatorname{tg} [K (L - S)] [\operatorname{tg} (K \sqrt{-\mu} S) + \sqrt{-\mu}] + \mu \operatorname{tg} (K \sqrt{-\mu} S) + \sqrt{-\mu} = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где L — толщина диэлектрика.