

где L — оператор Лапласа. Из операционных формул (1.3) и первого равенства (1.4) следует:

$$(3.2) \quad L \left(b_0(s) - \frac{1}{2\pi} S''(s) \ln \frac{B}{2} \right) = - \frac{1}{p} [(\ln p + C) A_0(p)]$$

для правой части (3.2) необходимо найти обратное преобразование Лапласа. Используя формулу дифференцирования оригинала для $S'(s)$ и теорему умножения изображений, окончательно получим

$$(3.3) \quad b_0(s) = \frac{1}{2\pi} \left[S'(s) \ln \frac{B}{2} - S'(0) \ln s - \int_0^s S''(\sigma) \ln(s-\sigma) d\sigma \right]$$

Очевидно, что этой формулой нельзя пользоваться при $s \rightarrow 0$. При $R < r < 1$ получаем формулу для потенциала (1.10). Итак, показано, что функция Φ_0 является обобщением потенциала (1.4) на случай $S'(0) \neq 0$. Утверждение Лайтхилла о том, что переход от Φ к Φ_0 — от решения (1) к решению (2) — неверен, можно теперь уточнить по крайней мере для исследуемого класса тел. Переход от Φ к Φ_0 верен «почти везде», кроме непосредственной окрестности особенности если, под $b_0(s)$ к тому же подразумевать выражение (3.3), а не последнюю из формул (1.4). Автор благодарит Г. Г. Черного за постановку задачи.

Поступила 20 VII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Ward G. N. Supersonic flow past slender pointed bodies. Quart. J. Mech. Appl. Math., 1949, vol. 2, pt 1.
2. Lighthill M. J. Supersonic flow past slender bodies of revolution the slope of whose meridian section is discontinuous. Quart. J. Mech. Appl. Math., 1948, vol. 1, pt 1.
3. Ward G. N. Linearized theory of steady high-speed flow. Cambridge, Univ. Press., 1955.
4. Hayes W. D. Reversed flow theorems in supersonic aerodynamics. Proc. 7-th Intern. Congress Appl. Mech., 1948, vol. 2, pt 1.
5. Браун К. Э. Аэродинамика удлиненных тел при больших скоростях. В сб. Аэродинамика частей самолета при больших скоростях. М., Изд-во иностр. лит., 1959.
6. Васильченко В. И., Пригуло М. Ф. Высшие приближения к точному решению задачи обтекания тела вращения сверхзвуковым потоком газа. Тр. ЦАГИ, 1975, вып. 1666.

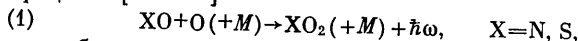
УДК 533.6.011+536.37

УСИЛЕНИЕ СВЕТА В РЕКОМБИНИРУЮЩИХ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПОТОКАХ

В. А. КОЧЕЛАП, Ю. А. КУКИВНЫЙ

(Киев)

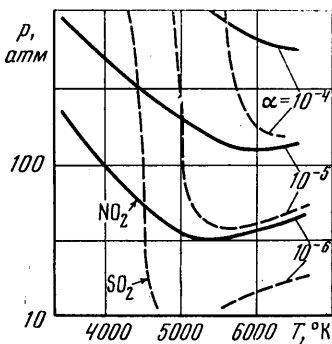
В последнее время возрастает интерес к проблеме создания мощных химических лазеров видимого диапазона. Обсуждается возможность решения этой задачи при использовании неравновесных реакций фоторекомбинации газофазных радикалов и атомов [1-3]. Для получения значительных неравновесных потоков последних может быть применена тепловая газодинамическая накачка: радикалы и атомы образуются из стабильных веществ при нагреве до нескольких тысяч градусов, затем при выпуске газа через сопло происходит резкое охлаждение и закалка газа. Инверсная населенность и достижимый коэффициент усиления света α при такой накачке были рассмотрены в [4-8] для случая одной реакции рекомбинации $A+A \rightarrow A_2$, $A=Cl, Br, O$. Процессы [2, 3, 7, 8]



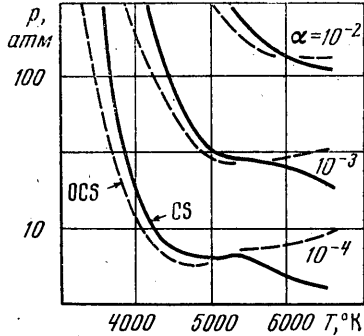
могут быть реализованы в потоке со многими параллельными реакциями. В [9] был предложен метод вычисления α для реакций (1), состоящий в том, что концентрации всех компонент в потоке перед началом охлаждения определялись из равновесного расчета, изменение же концентраций в процессе охлаждения оценивалось грубо. Указанная полукваликативная оценка α привела к низким его значениям [9], несмотря на большую запасенную мощность. В этой связи обещающим представляется коэффициент усиления при реакции рекомбинации атомов серы $A=S$.

В настоящей заметке предлагается получать рекомбинирующие атомы серы из газообразных серосодержащих соединений SO_2, H_2S, CS_2, OCS и приведен расчет соответствующего α при газодинамической накачке, а также аналогичный расчет

для процессов (1). Длины волн фотопереходов, выражения для α и критерия инверсной населенности в зависимости от температуры T и парциальных давлений реагентов приведены в [2, 7]. Особо отметим, что при получении этих характеристик существенно использованы экспериментальные данные по спонтанной хемилуминесценции обсуждаемых процессов. Профили состава и температуры в сопле рассчитаны согласно одномерной теории в приближении внезапного замораживания [10] в критическом сечении сопла: состав выше по потоку от этого сечения изменяется локально-равновесно, а ниже — постоянен. Помимо S , S_2 и исходного соединения



Фиг. 1



Фиг. 2

учитывались еще следующие компоненты: для H_2S-H , H_2 , HS ; CS_2-C , C_2 , C_3 , CS ; $OCS-CO$, разложение CO не учитывалось. Состав смеси, образующейся из XO_2 , был учтен аналогично [9].

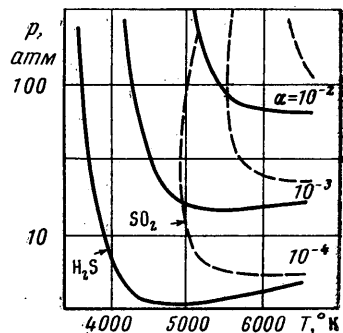
Была принята следующая схема численного расчета. Исходя из состояния потока в критическом сечении сопла определялись, с одной стороны, равновесные изэнтропические параметры торможения, а с другой — характеристики в области неравновесного потока. Это позволило упростить программу расчета α для данных параметров торможения. Определение состава в критическом сечении при заданных температуре (T) и давлении (P) проводилось итерацией системы двух уравнений для концентраций двух доминирующих компонент. Эти уравнения были получены из соотношений материального баланса путем исключения концентраций остальных компонент согласно уравнениям действующих масс [10]. В качестве доминирующих компонент выбирались те компоненты с наибольшей плотностью, концентрации которых связаны с атомарными концентрациями взаимоднозначно. Константы равновесия и другие термодинамические функции взяты из [11]. Далее расчет замороженного потока с эффективным γ [10] позволил определить сечение, в котором выполнен критерий инверсии населенностей. Коэффициент усиления в этом сечении принимает максимальное значение [4]. При определении параметров торможения P_0 и T_0 использовано соотношение

$$(2) \quad h_0 - T_0 s_0 = h - T_0 s + \frac{1}{2} c_f^2$$

где h — энтальпия, s — энтропия, c_f — замороженная скорость звука. Из левой части (2) выпадают концентрации всех компонент, кроме доминирующих, так что удается выразить P_0 через T_0 и две доминирующие концентрации, для которых и решалась система трех трансцендентных уравнений. В традиционной схеме расчета торможение — критическое сечение — неравновесная область потребовалось бы решать систему четырех уравнений.

Проведенные расчеты позволили на плоскости параметров торможения (P_0 , T_0) провести линии равного коэффициента усиления α (в $см^{-1}$). Эти линии представлены на фиг. 1–3, длины волн фотопереходов для $NO-O$ — 1050 нм, $SO-O$ — 435 нм, $S-S$ — 546 нм. Фиг. 1 соответствует фоторекомбинационным процессам (1). Полученные значения α оказались ниже, чем приведенные в [9]. Это связано с низкой величиной эффективного γ , приводящего к большим потерям плотности при охлаждении.

Фиг. 2, 3 соответствуют процессу $S+S$. Видно, что реакция рекомбинации атомов серы действительно оказалась очень интересной, причем в случае



Фиг. 3

CS_2 и OCS можно ожидать дальнейшего увеличения α при введении инертного наполнителя и улучшении γ . Результаты этих расчетов приводят к выводу, что для процессов S+S применение тепловой накачки с последующим адиабатическим охлаждением в сверхзвуковом сопле позволяет достичь значительных коэффициентов усиления, порядка $10^{-2} \div 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Для иллюстрации величины запасенной в потоке энергии, которую в принципе можно перевести в излучение [°], приведем следующую верхнюю оценку. При параметрах торможения $P_0 = 30 \text{ атм}$, $T_0 = 5000^\circ \text{ К}$ для OCS , когда достижимо усиление 10^{-3} см^{-1} , поток через сопло длиной 20 см и высотой критического сечения 0.5 мм, т. е. площадью критического сечения 1 см^2 , запасает энергию 1.4 кдж/г при мощности 0.2 Мвт.

Авторы благодарят С. А. Лосева за многократные обсуждения, в результате которых появилась эта работа.

Поступила 23 XI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Пекар С. И. Химические лазеры высокого давления и стимулированные светом химические реакции. Докл. АН СССР, 1969, т. 187, № 3, стр. 555–557.
2. Кукибный Ю. А., Кочелав В. А., Пекар С. И. О некоторых хемилюминесцентных реакциях в газах и возможности их использования в химических лазерах на электронных фотопереходах. Квантовая электроника, 1974, т. 1, № 2.
3. Башкин А. С., Игошин В. И., Никитин А. И., Оравский А. Н. Химические лазеры. Итоги науки и техники, Сер. Радиотехника, т. 8, М., ВИНТИ, 1975.
4. Кочелав В. А., Кукибный Ю. А. О газодинамических фоторекомбинационных лазерах. Квантовая электроника, 1975, т. 2, № 7.
5. Башкин А. С., Оравский А. Н. К вопросу о создании рекомбинационных лазеров непрерывного действия. Квантовая электроника, 1976, т. 3, № 1.
6. Волков А. Ю., Демин А. И., Кудрявцев Е. М., Соболев Н. Н. Исследование возможности создания рекомбинационного газодинамического O_2 -лазера. ЖЭТФ, 1976, т. 70, № 2.
7. Измайлов И. А., Кочелав В. А., Кукибный Ю. А. О коэффициенте усиления света при фоторекомбинационных процессах. Укр. физ. ж., 1976, т. 21, № 3.
8. Фонтэн Б., Форестье Б. О возможности использования процессов рекомбинации трех тел для получения мощной непрерывной лазерной генерации в видимом диапазоне. Квантовая электроника, 1976, т. 3, № 4.
9. Кочелав В. А., Кукибный Ю. А. Тепловая накачка фоторекомбинационных лазеров. В кн. «Квантовая электроника», вып. 10, Киев, «Наукова думка», 1976.
10. Кларк Дж., Макчесни М. Динамика реальных газов. М., «Мир», 1967.
11. Термодинамические свойства индивидуальных веществ, т. 2, М., Изд-во АН СССР, 1962.

УДК 533.6.011.72

НОРМАЛЬНАЯ СИЛА ПЛОСКОГО ТРЕУГОЛЬНОГО КРЫЛА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

В. И. ЛАПЫГИН

(Москва)

На основании обработки результатов численных расчетов для режима обтекания с головной ударной волной, присоединенной к передним кромкам, получена зависимость коэффициента нормальной силы наветренной стороны плоского треугольного крыла от параметра $K = \sqrt{M^2 - 1} \sin \alpha$ в широком диапазоне изменения углов атаки, стреловидности и чисел Маха.

Обтекание плоской треугольной пластинки сверхзвуковым потоком газа рассматривалось многими авторами как аналитически [1–4], так и с использованием численных методов [5–6]. Отличительной чертой аналитических методов является их малая универсальность, т. е. они применимы только при достаточно жестких ограничениях на диапазон изменения определяющих параметров задачи, например числа Маха, величины угла атаки и пр. Численные методы более универсальны, но их применение связано с существенными затратами времени ЭВМ.

При проведении инженерных расчетов желательно иметь простые зависимости для определения характеристик крыла. По-видимому, наиболее удобным является представление этих характеристик в форме законов подобия.

При гиперзвуковом обтекании тонких тел условия подобия будут соблюдены, если значения двух параметров ($M\alpha$ и $\alpha/\text{ctg } \chi$) будут одинаковы [7]. Здесь M – число Маха, α – угол атаки, χ – угол стреловидности.

Для режима обтекания с образованием ударной волны, присоединенной к передним кромкам, известны два решения, где нормальная сила, возникающая на на-