

ности их сравнимы по величине. Это можно объяснить тем, что величина отклика зависит как от качества перехода, характеризующегося величиной V_c , так и от степени согласования перехода с СВЧ трактом, которая зависит от величины сопротивления перехода и конструкции детекторной камеры.

Подробное исследование характеристик переходов данного типа с нормальными сопротивлениями свыше 30 Ом было проведено для девяти переходов. При небольших отличиях в форме ВАХ и отклика, обусловленных различием в величине нормального сопротивления, все переходы имели высокую вольт-ваттную чувствительность порядка $8 \cdot 10^4 \div 2 \cdot 10^5$ В/Вт на частоте 38 ГГц и $(1 \div 2) \cdot 10^4$ В/Вт на частоте 75 ГГц и низкий уровень шума $\sigma_{ш} = (0.5 \div 1.0)$ нВ/Гц^{1/2} в рабочей точке, который в 3—5 раз превышает теоретическое значение шума, следующее из резистивной модели. Уровень шума точечных джозефсоновских контактов превышал теоретическое значение на один-полтора порядка.

Наилучшие значения наименьшей обнаружимой мощности, таким образом, составляли $NEP = 2 \cdot 10^{-15}$ Вт/Гц^{1/2} на частоте 38 ГГц и $NEP = 2 \cdot 10^{-14}$ Вт/Гц^{1/2} на частоте 75 ГГц. Динамический диапазон, как и у точечных контактов, порядка 30—35 дБ.

При работе в радиометрическом режиме калибровка радиометров осуществлялась по внешним эталонам излучения — черным телам, выполненным из специальной резины и устанавливаемым перед облучателями. Использовались два эталона, один из них имел температуру окружающего воздуха, другой охлаждался жидким азотом. В процессе лабораторных испытаний была получена флуктуационная чувствительность $\delta T = 0.004 \div 0.006$ К на 8-мм макете радиометра и $\delta T = 0.03 \div 0.05$ К на 4-мм макете радиометра при постоянной времени выходного фильтра $\tau = 1$ с.

Входные полосы радиометров оценивались согласно методу, описанному в [5], и составляли 20—25 % от основной частоты.

Так как в процессе хранения и многократных изменений температуры от комнатной до гелиевой тонкопленочные джозефсоновские переходы не изменяют своих параметров, радиометры на их основе имеют высокую чувствительность и стабильные по времени характеристики, т. е. являются весьма перспективными для применения в радиоастрономии.

Авторы благодарны В. В. Мигулину за постоянное внимание к работе.

Литература

- [1] Антюх Е. В., Дивин Ю. Я., Заболотный В. Ф. и др. Астрон. журн., 1979, т. 56, № 1, с. 216—218.
- [2] Кисляков А. Г., Куликов В. А., Матвеев Л. В., Чернышев В. И. Письма в астрон. журн., 1982, т. 8, № 4, с. 253—256.
- [3] Гудков А. Л., Лихарев К. К., Махов В. И. Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 23, с. 1423—1428.
- [4] Завалиев В. П., Лихарев К. К. РИЭ, 1978, т. 23, № 5, с. 1061—1071.
- [5] Harifuss H. J., Gundlach K. H., Schmidt V. V. J. Appl. Phys., 1981, v. 52, N 9, p. 5411—5413.

Институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения
радиоволн АН СССР
Троицк Московской обл.

Поступило в Редакцию
5 мая 1987 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 6, 1988

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В ХЛОРИДНЫХ ГАЗОТРАНСПОРТНЫХ РЕАКТОРАХ

А. Д. Быховский, Ю. В. Жилев, И. П. Ипатова, А. Ю. Куликов, Ю. Н. Макаров

Перспективным подходом, позволяющим исследовать процессы роста слоев, является математическое моделирование. В настоящее время оно успешно применяется для изучения роста слоев кремния [1], арсенида галлия в МОС-гидридной системе [2, 3]. Несмотря на то что хлоридная система достаточно глубоко изучена экспериментально и достигнуто качественное понимание протекающих в ней процессов, пока нет математической модели, адекватно описывающей рост слоев арсенида галлия с учетом взаимодействия газового потока и подложки.

В настоящей работе предлагаются математическая модель и численные алгоритмы, позволяющие исследовать газодинамические процессы в хлоридных газотранспортных реакторах, а также модель роста пленок арсенида галлия с учетом обеднения газовой смеси в объеме реактора для случая, когда массоперенос в газовом потоке является лимитирующей стадией роста (диффузионный режим роста).

Течения газовых смесей описываются полными уравнениями Навье—Стокса для многокомпонентной среды. Эта система включает уравнения сохранения массы, импульса и энергии, а также уравнение состояния среды [4].

В газопитаксиальном реакторе ввиду малости относительных концентраций активных реагентов в водороде влияние физико-химических процессов в объеме и на поверхности растущего слоя на газодинамику течения незначительно. Это позволяет отдельно рассчитывать течение смеси в реакторе, а затем на основе стационарных полей газодинамических параметров исследовать стационарный или нестационарный массоперенос реагентов [5, 6].

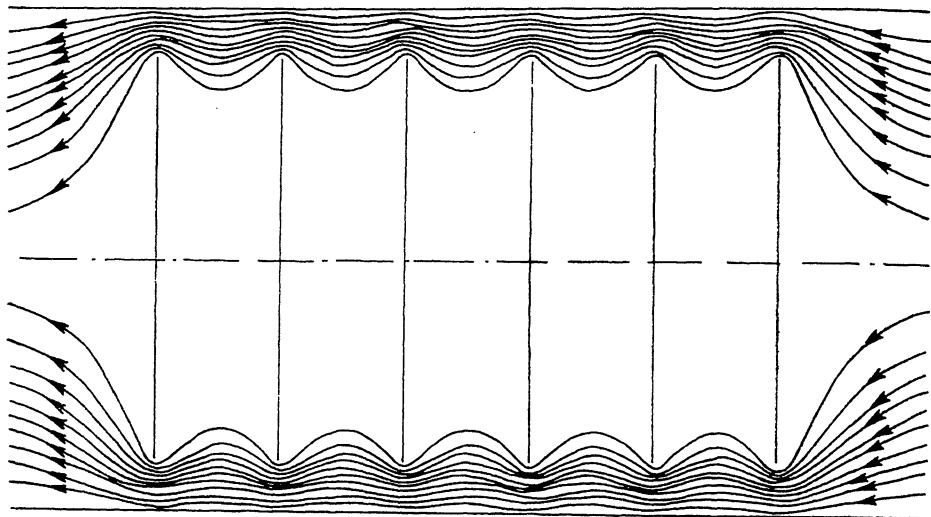


Рис. 1. Линии тока в цилиндрическом реакторе.

В эпитаксиальных реакторах скорость газа V_0 гораздо меньше скорости звука a_0 . Поэтому малым параметром является число Маха

$$M_0 = V_0/a_0 \ll 1.$$

Кроме того, создаваемые в реакторах хлоридной системы перепады температуры малы, т. е. параметр относительного перегрева

$$\varepsilon_T = (T_1 - T_2)/T_0 \ll 1,$$

где T_1 , T_2 — максимальная и минимальная температуры в реакторе; $T_0 = (T_1 + T_2)/2$. Раскладывая все переменные в системе уравнений Навье—Стокса в ряд по M_0 и ε_T и отбрасывая члены второго порядка малости, мы получим систему уравнений для описания медленных слабонеизотермических течений газа, которая называется обычно приближением Буссинеска

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} = \nabla p' - \frac{\varepsilon_T}{\text{Fr}} \boldsymbol{\theta} \cdot \mathbf{j} + \frac{1}{\text{Re}} \Delta \mathbf{V}, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{\theta}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \boldsymbol{\theta} = \frac{1}{\text{Pr Re}} \Delta \boldsymbol{\theta}. \quad (3)$$

Здесь \mathbf{V} , p' — вектор скорости и избыточное давление; $\boldsymbol{\theta} = (T - T_0)/(T_1 - T_2)$ — относительная температура; \mathbf{j} — единичный вектор с направлением силы тяжести,

$$\text{Re} = \rho_0 V_0 L_0 / \mu_0, \quad \text{Fr} = V_0^2 / g L_0, \quad \text{Pr} = \mu_0 c_p / \lambda_0$$

— числа Рейнольдса, Фруда, Прандтля; L_0 — характерный линейный масштаб (в данном случае — высота канала); ρ_0 , μ_0 , λ_0 — плотность, коэффициенты динамической вязкости и

теплопроводности смеси при температуре T_0 ; g — ускорение свободного падения; c_p — удельная теплоемкость смеси при постоянном давлении.

Для численного решения системы (1)–(3) использовалась разностная схема, основанная на модификации Чорина—Херга МАС-метода [7]. Неявная аппроксимация уравнений (1) и (3) с помощью метода переменных направлений, а также использование схемы 3-го порядка точности для аппроксимации конвективных членов в уравнениях (1) и (3) позволили построить экономичный численный алгоритм [8].

Для рассматриваемого класса течений существенной оказывается роль вязких эффектов, препятствующих возникновению вихревых конвективных структур ($Re \sim 1$), а также эффектов теплопроводности ($RePr \sim 1$), способствующих выравниванию температуры поперек канала. Например, для реактора прямоугольного сечения с шириной $d \gg L_0$, для которого расчет можно вести в двумерном приближении, продольная составляющая скорости

$$V_x = V_{ox} \left[1 - \frac{1}{6} (1 - 2y) \right],$$

где $V_{ox} = 6y(1-y)$ — профиль Пуазейля в канале плоского сечения; y — координата поперек канала; $\gamma = (Re/12L_x)(\epsilon_r/Pr)$; L_x — отношение длины канала к его высоте L_0 . Хотя величина

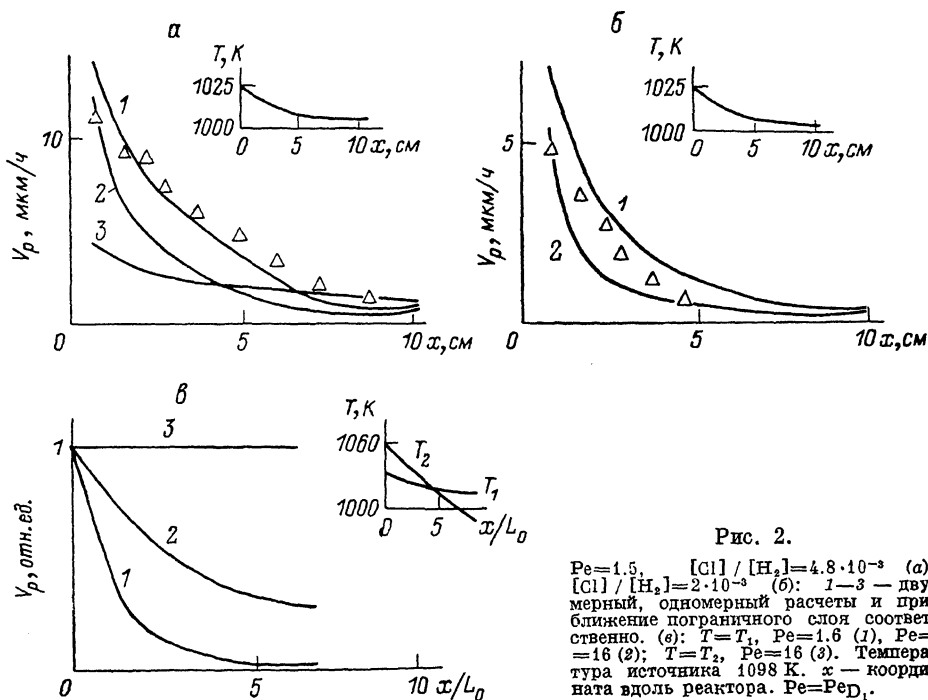


Рис. 2.

$Re = 1.5$, $[Cl] / [H_2] = 4.8 \cdot 10^{-3}$ (а), $[Cl] / [H_2] = 2 \cdot 10^{-3}$ (б); 1–3 — двумерный, одномерный расчеты и приближение пограничного слоя соответственно. (в): $T = T_1$, $Re = 1.6$ (1), $Re = 16$ (2); $T = T_2$, $Re = 16$ (3). Температура источника 1098 К. x — координата вдоль реактора. $Re = Re_{D_1}$.

архимедовых сил значительна ($\epsilon_r/Pr \sim 1$), отклонение V_x от профиля Пуазейля V_{ox} мало из-за малости γ .

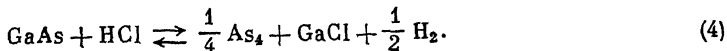
Следовательно, для задач о течении газовых смесей в хлоридных газотранспортных системах можно использовать модель несжимаемой жидкости

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \cdot \nabla V = -\nabla p' + \frac{1}{Re} \Delta V,$$

$$\nabla V = 0.$$

В качестве примера на рис. 1 показана картина течения в цилиндрическом реакторе с расположенными перпендикулярно потоку шестью подложками. В таком реакторе скорости газа в пространстве между подложками почти на два порядка меньше, чем на входе. Из-за значительной роли вязких эффектов заметных вихревых образований не возникает.

Рост слоев GaAs в хлоридной системе происходит на основе газотранспортной реакции



Отсюда видно, что в диффузионных режимах роста необходимо рассматривать массоперенос трех компонент: 1) GaCl, 2) As₄, 3) HCl:

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla c_i = \frac{1}{\text{Pe}_{D_i}} \Delta c_i, \quad i = 1, 2, 3, \quad (5)$$

где диффузионное число Пекле $\text{Pe}_{D_i} = V_0 L_0 / D_{oi}$; D_{oi} — коэффициент диффузии i -го реагента при температуре T_0 .

Систему уравнений сохранения компонентов (5) необходимо дополнить граничными условиями. На стенках реактора предполагается отсутствие осаждения

$$I_i = -D_{oi} \partial c_i / \partial n = 0,$$

где n — координата в направлении нормали к стенке. На поверхности GaAs

$$I_1 = -I_3, \quad I_1 = 4I_2, \quad \frac{c_{W_1} (c_{W_2})^{1/4}}{c_{W_3}} = K(T). \quad (6)$$

Здесь $K(T)$ — константа равновесия реакции (4), а последнее соотношение в (6) — условие локального равновесия в реакции, $c_{W_i} = c_i$ ($n \rightarrow 0$) — концентрация компонент в газе у поверхности GaAs.

Для плоского реактора при условии $L_x \gg 1$ можно построить одномерную модель. Чтобы удовлетворить граничным условиям для концентрации, возьмем

$$c_i(y) = c_{W_i} + \frac{3}{2} (\bar{c}_i - c_{W_i}) y (2 - y),$$

$$\text{где } \bar{c}_i = \int_0^1 c_i dy.$$

Тогда для стационарных процессов получим систему относительно \bar{c}_i

$$\frac{d\bar{c}_i}{dx} = \frac{1}{\text{Pe}_{D_i}} \left[\frac{d^2 \bar{c}_i}{dx^2} + 3(c_{W_i} - \bar{c}_i) \right]. \quad (7)$$

В (7) мы пренебрегли зависимостью скорости газа от y : численный эксперимент показал, что возникающая при этом погрешность не превышает 5%.

Сопоставление с экспериментом для грани {100}, разориентированной на 3° к {110} показывает (рис. 2, а, б), что (5) в целом адекватно описывает рост, а существенно более простая система (7) дает приемлемые по точности результаты. Дальнейшее упрощение модели представляется неоправданным. Например, использование в [9, 10] идеи выделения «стоячего» пограничного слоя толщиной δ позволяет достаточно просто найти скорость роста (рис. 2, а). Видно, что расчет приводит к заметным погрешностям. Это является следствием того, что для рассматриваемых течений $\delta/L_0 \sim 1/\sqrt{\text{Re}} \sim 1$.

Было исследовано влияние скорости потока и градиента температуры в зоне осаждения на зависимость скорости роста от продольной координаты (рис. 2, в). Увеличение скорости потока и градиента температуры уменьшает неоднородность скорости роста.

Описанный выше подход использовался и для исследования роста в цилиндрическом реакторе. На рис. 3 приведены зависимости скорости роста от радиуса для шести подложек (номер кривой соответствует номеру подложки). Видно, что скорость роста на первой подложке, доставка реагентов к которой осуществляется в основном конвективным образом, максимальна. Перенос же реагентов в пространство между подложками осуществляется диффузией, поэтому скорости роста на 3–6 подложках отличаются мало, а пленки однородны по толщине.

Литература

- [1] Wahl G. Thin Solid Films, 1977, v. 40, p. 13–26.
- [2] Kusumoto Y., Hayashi T., Komiya S. Jap. J. Appl. Phys., 1985, v. 24, p. 620–625.
- [3] Жмакин А. И., Ипатова И. П., Макаров Ю. Н. и др. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 8, с. 506–509.

- [4] Лойцянский Л. Г. *Механика жидкости и газа*. М.: Наука, 1978. 736 с.
- [5] Быховский А. Д., Жиляев Ю. В., Ипатова И. П. и др. Тез. докл. VII конф. по процессам роста и синтеза полупроводниковых кристаллов и пленок. Новосибирск, 1986, с. 240—241.
- [6] Быховский А. Д., Жиляев Ю. В., Ипатова И. П. и др. Препринт ФТИ № 1102. Л., 1987. 31 с.
- [7] Hirt C. W., Cook J. L. *J. Comput. Phys.*, 1972, v. 10, p. 324—340.
- [8] Жмакин А. И., Макаров Ю. Н. ДАН СССР, 1985, т. 280, № 4, с. 827—830.
- [9] Деорянкин В. Ф., Телегин А. А. В сб.: *Процессы роста и синтеза полупроводниковых кристаллов и пленок*. Новосибирск: Наука, 1975, с. 170—175.
- [10] Hong J. C., Lee H. H. *J. Electrochem. Soc.*, 1985, v. 132, p. 427—432.

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

Поступило в Редакцию
8 мая 1987 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 6, 1988

ДИСПЕРСИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ДВУХСЛОЙНОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЕ

И. Л. Березин, А. В. Вашковский, А. В. Вороненко, Л. А. Красножен, Ю. М. Яковлев

Многослойные структуры из ферромагнитных слоев, разделенных диэлектрическими слоями, исследованы теоретически довольно подробно [1—4]. Многослойные структуры привлекают внимание в связи с большими возможностями по созданию устройств с заданной дисперсионной характеристикой, чем один ферромагнитный слой с металлическим экраном. В многослойной структуре можно управлять дисперсией спиновой волны не только изменением величины зазора между слоями, но и величины разницы намагниченностей насыщения слоев. Несмотря на множество теоретических работ, экспериментальные исследования многослойных структур не проводились из-за трудностей получения их.

Ниже приводятся экспериментальные данные по исследованию дисперсионных характеристик магнитоэлектрических волн (МСВ), распространяющихся в двухслойной структуре, полученной методом жидкофазной эпитаксии. Первый магнитный слой — чистый монокристаллический железоиттриевый гранат (ЖИГ) с намагниченностью насыщения $4\pi M_1 = 17500$ Гс и толщиной 15,7 мкм — был выращен на подложке галлий-гадолинивого граната. Второй монокристаллический слой — легированный ЖИГ с меньшей намагниченностью насыщения и толщиной 7,7 мкм — был выращен на первом. Диаметр структуры 60 мм.

Предполагалось, что второй слой, отличаясь от первого намагниченностью насыщения, будет определять вид дисперсионных кривых. Однако, как показал эксперимент, более существенный вклад в дисперсионные характеристики внесло поле анизотропии.

Измерения проводились на панорамном измерителе КСВ и затуханий в диапазоне 2—4 ГГц методом подвижного зонда при поле подмагничивания 600 Э. При использовании этого метода необходимо учитывать, что в двухслойной структуре на фиксированной частоте могут одновременно возбуждаться две волны с различными волновыми числами, распространяющиеся в одну сторону. Поэтому для правильного определения значений волновых чисел следует производить гармонический Фурье-анализ экспериментальных зависимостей (в использованном методе измеряются зависимости амплитуды сигнала на приемной антенне от расстояния между передающей и приемной антеннами). Однако, как было установлено с помощью такого анализа, в исследуемой двухслойной структуре на заданных частотах возбуждалась и принималась только одна волна. По-видимому, это связано с тем, что у второй волны было очень большое волновое число, и она не возбуждалась передающей антенной, ширина которой была 15 мкм, что обеспечивало возбуждение МСВ с максимальными волновыми числами не более 4200 см^{-1} .

На рисунке показаны дисперсионные характеристики исследованной двухслойной структуры. Как видим, удалось уверенно наблюдать две ветви дисперсионной характеристики, соответствующие возбуждению так называемым внешней и внутренней поверхностным МСВ [3, 4].