

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»

КАФЕДРА ЭНЕРГОЭФФЕКТИВНЫХ РЕСУРСОСБЕРЕГАЮЩИХ
ПРОМЫШЛЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

На правах рукописи

Володин Алексей Михайлович

**ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ НА
ГИДРОДИНАМИКУ ПЕЧЕЙ С БАРБОТАЖНЫМ СЛОЕМ ТИПА
ПЕЧЕЙ ВАНЮКОВА И РОМЕЛТ С ЦЕЛЬЮ РАЗРАБОТКИ МЕТОДОВ
ПОВЫШЕНИЯ ИХ УДЕЛЬНОЙ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ**

Специальность 05.16.02 – Metallургия черных, цветных и редких металлов

**Диссертация
на соискание ученой степени кандидата технических наук**

Научный руководитель
д.т.н., проф. Сборщиков Г.С.

Москва – 2019

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	4
Глава 1. Состояние вопроса	12
1.1. Особенности процессов тепло- и массообмена в барботажном слое...	12
1.1.1 Внешняя задача тепломассообмена.....	13
1.1.2 Внутренняя задача теплообмена	18
1.2 Гидродинамика барботажного слоя.....	24
1.2.1 Анализ процесса перемешивания ванны расплава с позиции термодинамики.....	26
1.2.2 Анализ процесса перемешивания ванны расплава с позиции гидродинамики.....	34
1.3 Особенности работы печей Ванюкова и Ромелт.....	49
1.4 Обсуждение результатов анализа и постановка задачи исследования...	53
Глава 2. Математическая модель свободной конвекции в ваннах печей с барботажным слоем типа печи Ванюкова и Ромелт.....	57
2.1 Разработка математической модели.....	57
2.1.1 Система главных уравнений.....	57
2.1.2 Условия однозначности.....	60
2.2 Методика реализации математической модели.....	62
Глава 3. Исследование свободной конвекции в ваннах печей с барботаж- ным слоем типа печи Ванюкова и Ромелт, формируемой под действием гравитационных сил.....	64
3.1 Содержание исследования.....	64
3.2 Проверка адекватности модели.....	64
3.3 Кинематика барботажного слоя.....	67
3.3.1 Пузырьковый режим продувки.....	68
3.3.2 Струйный режим продувки.....	77
3.4 Перемешивание барботажного слоя за счет свободной конвекции.....	89
3.4.1 Методика исследования.....	89
3.4.2 Перемешивание ванны при пузырьковом режиме продувки....	89

3.4.3 Перемешивание ванны при струйном режиме продувки.....	102
Глава 4. Обсуждение результатов работы.....	116
4.1. Обоснование выбора основного механизма перемешивания ванны печи с барботажным слоем при боковой продувке	116
4.2. Отличие созданной математической модели от существующих мо- делей гидродинамики барботажного слоя	117
4.3. Особенности гравитационного перемешивания ванны с барботаж- ным слоем при боковой продувке	119
Заключение.....	130
Приложение 1. Акт внедрения результатов диссертационной работы ООО «ЭКОТЕПЛОМАШ».....	133
Список использованных источников.....	135

ВВЕДЕНИЕ

При научном прогнозировании путей развития технологического процесса или аппарата определяющее значение имеют критерии оценки перспективности данного объекта. С позиции общей теории печей перспективными являются технологический процесс или аппарат, обладающие минимальной удельной энергоемкостью по сравнению с другими, аналогичными рассматриваемому процессами или аппаратами. Соответственно, перспективным направлением развития существующего процесса или аппарата является такое направление, которое ведет к снижению его энергоемкости.

Энергоемкость понимается в данном случае более широко, чем энергетические затраты в рассматриваемой технологической операции. Энергоемкость процесса складывается из энергетических потенциалов всех исходных компонентов процесса и его продуктов. Под энергетическим потенциалом компонента подразумевается сумма его исходного энергетического потенциала и энергозатрат, необходимых для его доведения до конечного состояния.

Такой подход применим для любого процесса или аппарата независимо от их технологических особенностей. Однако в каждом конкретном случае требуется система критериев, позволяющих объективно оценить энергоемкость объекта и обеспечивающих независимость этой оценки от факторов, имеющих временный, конъюнктурный характер, таких как, например, затраты на топливо, электроэнергию, кислород и так далее. Такие оценки действующих и вновь создаваемых процессов и аппаратов для производства черных и цветных металлов, полученные в работах М.А. Глинкова, В.Т. Лисиенко, А.В. Ванюкова, В.И. Явойского, В.И. Баптизманского, Д.А. Диамидовского и др., свидетельствуют о перспективности процессов в барботажном слое и аппаратов, реализующих эти процессы.

Указанные процессы и печи, разработанные на их основе, широко распространены в настоящее время в металлургии: кислородные конвертеры и конвертеры с донной продувкой в черной металлургии, горизонтальные конвертеры, шлаковозгоночные печи и печи А.В. Ванюкова в цветной металлур-

гии. В перспективе предполагается еще большее их распространение в процессах плавления, подготовки сырья, обработки металла. Помимо металлургии они применяются в химической промышленности, энергетике, производстве строительных материалов и так далее.

Принципиальной особенностью процессов в барботажном слое, обеспечивающей высокие технико-экономические показатели, является возможность создания в слое предельных объемных тепловых нагрузок, а также предельной концентрации целевого компонента. В сочетании с большой реакционной поверхностью это предопределяет высокую удельную производительность печи по перерабатываемому сырью. Высокие температуры расплава и интенсивный барботаж газов сквозь него создают благоприятные условия для растворения тугоплавких составляющих флюсов, что влечет за собой, с одной стороны, образование бедных шлаков, а с другой – снижение удельного расхода флюсов и соответствующее уменьшение выхода шлаков, т.е. в конечном счете, снижение потерь металла с ними.

Продувка ванны боковой струей создает возможность наиболее полного использования механической энергии струи. Кроме того, становится возможной организация зоны высокоэффективного разделения шлаковой и металлической фаз, а также реализации как периодического, так и непрерывного режимов выпуска расплава из печи. Высокие объемные тепловые нагрузки и предельная равномерная по всему объему слоя концентрация целевых компонентов при заданной производительности создают условия для минимизации рабочего объема и размеров печи. Малые размеры делают печь с барботажным слоем малоинерционной и, следовательно, легкоуправляемой, что создает предпосылки для ее полной автоматизации и использования в автоматических поточных линиях. Процессы в барботажном слое предъявляют определенные требования к конструкции печей, в которых они протекают. Интенсивное перемешивание высокотемпературного расплава в барботажном слое, отвод из него газов при температуре равной температуре расплава, а также наличие в ряде случаев в надслоевом пространстве печи зоны дожигания горючих компонентов этих газов дела-

ет целесообразным выполнение ограждения рабочего пространства печи и ее газоходов в виде металлических принудительно охлаждаемых кессонов с огнеупорной набивкой на рабочей стороне. Это, в свою очередь, позволяет утилизировать теплоту, отводимую из рабочего пространства печи с охлаждающим кессоном теплоносителем, и составляющую $10\div 12\%$ ее теплового баланса. С другой стороны, применение металлических кессонов обеспечивает полную герметизацию печи и создает условия для реализации требований по экологической безопасности. Таким образом печь с барботажным слоем может рассматриваться как универсальный энерготехнологический плавильный агрегат.

В перспективе ее изготовление может быть организовано в заводских условиях с последующей сборкой на подготовленной рабочей площадке металлургического завода.

Одной из задач, решаемых при создании новых и совершенствовании существующих технологических процессов и аппаратов, является достижение предельных значений технико-экономических показателей их работы. Этим определяется актуальность представленной работы.

Фундаментальный вклад в разработку и внедрение в производство печей с барботажным слоем внесла группа ученых МИСиС, возглавлявшаяся А. В. Ванюковым и В. П. Быстрым [1]. Созданная ими печь ПЖВ для окислительной плавки концентрата цветных металлов, получившая официальное название «печь Ванюкова» (ПВ), внедрена в промышленное производство на ряде заводов России и не имеет себе равных в мире по основным показателям плавки.

Не менее значимым вкладом явилась разработка другой группой ученых МИСиС под руководством В.А. Роменца модификации печи Ванюкова для восстановительной плавки сырья и отходов производства черной и цветной металлургии. Печь и процесс получили название «Ромелт». Опытно-промышленный образец этой печи прошел всесторонние испытания на Новолипецком металлургическом комбинате [2].

В указанных монографиях обобщены исследования, посвященные в основном вопросам физхимии и технологии плавильных процессов, протекающих в печах с барботажным слоем при окислительной и восстановительной плавках, и изложенные в трех докторских и десяти кандидатских диссертациях. В каждой из них в определенной степени рассматриваются вопросы конструкции печи и теплообменных процессов в ее рабочем пространстве. Однако, при создании плавильного агрегата необходимо решить ряд специфических теплотехнических и теплофизических задач: разработки методики расчета конструкции печи и режима ее работы в зависимости от решаемой технологической задачи; разработки конструкции отдельных узлов, составляющих агрегат; выбора способов высокоэффективной теплогенерации, что особенно важно в тех случаях, когда в процессе плавки не используется обогащенное кислородом дутье; оптимизации энерготехнологического комбинирования в каждом конкретном случае и т.д.

Решением этих и других теплотехнических и теплофизических задач печей с барботажным слоем в МИСиС занимается группа исследователей под руководством Г.С. Сборщикова [74÷78, 85÷88].

К настоящему времени изучены возможные режимы подачи дутья в расплав через боковые заглубленные фурмы. Установлены численные значения параметров, определяющих режим истечения газов [4]. Выявлены причины возникновения вибраций корпуса печи с барботажным слоем [5], определены параметры этих вибраций и разработаны рекомендации по снижению их уровня [6]. Установлено, что равномерное распределение газа по сечению ванны печи не приводит к интенсификации процессов переноса в слое [7]. Экспериментально установлены численные значения безразмерных параметров, соответствующие максимальной интенсивности массообменных процессов, протекающих в ванне, в том числе межосевое расстояние соседних фурм и относительная высота расплава над продольной осью фурмы [8]. Установлено, что для печей прямоугольного сечения в фурменной зоне длина печи не оказывает заметного влияния на интенсивность теплообменных процессов в ванне, а ши-

рина – существенно влияет на этот показатель. Определена оптимальная ширина печи. Она зависит от режима продувки ванны [9].

Итогом этого цикла работ явилась разработанная и принятая многими проектными организациями методика конструктивного расчета печей с барботажным слоем, работающих как в автогенном, так и в неавтогенном режимах [3].

Материалы этих исследований составили содержание одной докторской и шести кандидатских диссертаций.

Целью данной работы является исследование влияния свободной конвекции на гидродинамику ванны печей Ванюкова и Ромелт для выяснения возможности использования этого механизма для повышения удельной производительности указанных печей.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Изучение особенностей процессов тепломассообмена в ванне печей Ванюкова и Ромелт и выявление роли гидродинамики в этих процессах.
2. Изучение влияния свободной конвекции на гидродинамику ванны указанных печей в сравнении с известными механизмами ее перемешивания.
3. Изучение возможностей управления работой печей путем воздействия на свободную конвекцию в ванне.
4. Разработка рекомендаций по оптимизации гидродинамического режима ванны печей Ванюкова и Ромелт.

Научная новизна результатов исследования:

1. Подтверждена гипотеза о решающем влиянии свободной конвекции на гидродинамику ванны печей с барботажным слоем типа печи Ванюкова или Ромелт.

Независимо от режима продувки средняя скорость перемешивания ванны за счет свободноконвективного движения имеет величину от 1 до 3 м/с, в то время как средняя скорость, генерируемая динамическим воздействием на ванну газового потока или всплывающих газовых пузырей – от 0,01 до 0,2 м/с.

2. Доказано, что перемешивание ванны происходит в основном за счет свободной конвекции расплава в фурменной зоне.

При пузырьковом режиме продувки удельная мощность перемешивания в вертикальной плоскости в фурменной зоне имеет порядок 2 кВт/т, а в зоне квазистационарного слоя для того же режима 0,3 кВт/т.

Для струйного режима эта величина составляет соответственно 46 кВт/т для фурменной зоны и 2 кВт/т для квазистационарного слоя.

3. Установлена анизотропия перемешивания ванны в вертикальном и продольном направлениях.

При пузырьковом режиме преобладает перемешивание в вертикальном направлении, при струйном режиме – в горизонтальном.

4. Впервые создана математическая модель гидродинамики барботажного слоя с учетом преобладающего влияния на нее гравитационных сил.

В представленной математической модели учтена неравномерность распределения газа по объему барботажного слоя. Это обстоятельство обуславливает возникновение переменного поля сил тяжести. Переменными также являются сила вязкого трения и сила давления.

Теоретическая и практическая значимость работы:

1. Созданная на основе физической и математической модели программа позволяет на компьютере анализировать гидродинамику ванны печей Ванюкова и Ромелт и вносить необходимые коррективы в режим продувки.

2. Установлено, что при работе печей на реализуемых в настоящее время режимах продувки вдуваемый в ванну газ, покидает ее в пределах узкого пристеночного слоя. Остальная часть ванны слабоподвижна и не участвует в обменных процессах. Форсирование продувки при работе в указанных режимах не приводит к интенсификации перемешивания ванны, а приводит к повышению уноса из слоя.

3. Показано, что после перехода на струйный режим продувки по мере его форсирования гидродинамика ванны приближается к режиму идеального смешения. Застойные зоны в объеме ванны сокращаются и исчезают. Одновре-

менно исчезают высокоскоростные вертикальные контуры циркуляции. У фурменной стенки образуются слабоподвижные зоны. Это приводит к сокращению уноса из слоя и снижению механического, химического и теплового воздействия ванны на стенку.

Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием фундаментальных законов природы при построении математической модели, большим числом итераций, реализуемых при получении каждого результата численного эксперимента, а также согласованием этих результатов с данными физических экспериментов других авторов.

Положения, выносимые на защиту:

1. Модель свободной конвекции.
2. Механизм перемешивания ванны печей с низким барботажным слоем.
3. Рекомендуемый режим продувки ванны через боковую фурму.

Модель показала вполне хорошее совпадение распределения расчетных эффективных значений локальной плотности ванны со значениями этой величины, определенными экспериментально Г.Т. Альмусиным. Кроме того, численные эксперименты с использованием рассматриваемой модели, подтвердили структуру барботажного слоя, предложенную энергетиками и состоящую из трех зон: фурменной, переходной и квазистационарного слоя. Наконец, средняя скорость циркуляции ванны при подаче в нее газа в доструйных режимах продувки ($Gn < 3$) оказалась равной 0,8 м/с, что в точности совпадает с экспериментальными данными В.Г. Здановской, рассчитавшей эту величину при изучении процесса массоотдачи в барботажном слое действующих печей цветной металлургии.

Материалы диссертации доложены и обсуждены на следующих конференциях:

1. Научно-практическая конференция «Творческое наследие Б.И. Китаева», 2009, г. Екатеринбург;

2. 64-е Дни науки студентов и молодых специалистов МИСиС: международные, межвузовские и институтские научно-технические конференции, 2009, г. Москва (НИТУ «МИСиС»);
3. VI Международная научно-практическая конференция «Энергоэффективные и ресурсосберегающие технологии в промышленности. Печные агрегаты. Экология», 15-20 октября, 2012, г. Москва (НИТУ «МИСиС»);
4. VII Международная научно-практическая конференция «Энергоэффективные и ресурсосберегающие технологии в промышленности. Печные агрегаты. Экология», 15-17 октября, 2014, г., Москва (НИТУ «МИСиС»);
5. VIII Международная научно-практическая конференция «Энергоэффективные и ресурсосберегающие технологии в промышленности. Печные агрегаты. Экология», 10-12 октября, 2016, г. Москва (НИТУ «МИСиС»);
6. IX Международная научно-практическая конференция «Энергоэффективные и ресурсосберегающие технологии в промышленности. Печные агрегаты. Экология», 12-14 декабря 2018, г. Москва (НИТУ «МИСиС»).

ГЛАВА 1. СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА

1.1 Особенности процессов тепло- и массообмена в барботажном слое

Обменные процессы в барботажном слое протекают в режиме конвекции и конвективной диффузии. При этом необходимо выделить две группы процессов: перенос теплоты и массы целевого компонента из одной зоны слоя в другую, этот процесс представляет собой внешнюю задачу тепломассобмена в барботажном слое, обмен теплотой и массой целевого компонента между контактирующими друг с другом фазами, внутреннюю задачу тепломассобмена.

При описании процессов первой группы используются дифференциальные уравнения [10]:

- для переноса теплоты – уравнение конвекции:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{w} \text{ grad } T = \frac{\lambda}{c\rho} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (1.1)$$

- для переноса массы целевого компонента – уравнение конвективной диффузии:

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} + \vec{w} \text{ grad } C_i = D_i \left(\frac{\partial^2 C_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C_i}{\partial z^2} \right) \quad (1.2)$$

При этом барботажный слой принимается за гомогенную псевдожидкость, имеющую параметры T ; $\vec{w}$; λ ; c ; ρ ; C_i и D_i .

При описании процессов межфазного переноса уравнениями (1.1) и (1.2) описывается перенос субстанций в пределах каждой из взаимодействующих фаз, а межфазный обмен описывается в граничных условиях в виде дифференциальных уравнений теплоотдачи или массоотдачи:

при переносе теплоты:

$$\lambda_c \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha (T_w - T_\infty) \quad (1.3)$$

при переносе массы целевого компонента при отсутствии химической реакции:

$$D_i^c \frac{\partial C_i}{\partial y} = \beta(C_{is} - C_{i\infty}) \quad (1.4)$$

при наличии химической реакции с участием целевого компонента:

$$D_i^c \frac{\partial C_i}{\partial y} = \beta(C_{is} - C_{i\infty}) + k_i C_i^n \quad (1.5)$$

В представленных уравнениях и далее через T и C_i обозначены температура и концентрация целевого компонента; через $\vec{w}$ – скорость, через λ , c и ρ – коэффициент теплопроводности, удельная теплоемкость и плотность; через D_i – коэффициент молекулярной диффузии целевого компонента в соответствующей среде; α – коэффициент теплоотдачи на межфазной границе; β – коэффициент массоотдачи на межфазной границе; k_i – константа скорости реакции с участием целевого компонента; n – порядок реакции. При этом используются индексы: ∂ – дискретная фаза; c – сплошная фаза; s – равновесная концентрация на межфазной границе; w – значение параметра на межфазной границе; ∞ – значение параметра за пределами соответствующего пограничного слоя. В работе используются размерности только системы СИ.

1.1.1 Внешняя задача тепломассобмена

Как отмечалось выше при решении внешней задачи тепло- и массообмена барботажный слой принимается, как гомогенная среда и процессы тепломассообмена в ее объеме описываются уравнениями (1.1) и (1.2).

Параметры λ ; c ; ρ ; D_i , входящие в эти уравнения, не являются физическими характеристиками сред, образующих барботажный слой. Они имеют эффективное значение, зависят от многих факторов, в частности, от концентрации фаз в слое, от интенсивности его перемешивания и т.д. Конвективный перенос теплоты и массы всегда осуществляется двумя механизмами, действующими одновременно – чисто конвективным и чисто молекулярным. При решении

конкретных задач важно установить какой из этих механизмов преобладает. Это позволяет существенно упростить решаемую задачу.

Выполним подобное исследование для плавильных печей с барботажным слоем. Будем рассматривать стационарный процесс переноса массы примеси целевого компонента в объеме барботажного слоя.

В этом случае первое слагаемое в левой части уравнения (1.2) обращается в нуль и уравнение принимает вид:

$$\vec{w} \text{ grad } C_i = D_i \nabla^2 C_i \quad (1.6)$$

Отношение порядков величин в левой и правой частях уравнения (6) дает следующий безразмерный комплекс, который называется диффузионным числом Пекле:

$$Pe' = \frac{O(\vec{w} \text{ grad } C_i)}{O(D_i \nabla^2 C_i)} = \frac{w \frac{C_i}{l_0}}{D_i \frac{C_i}{l_0^2}} = \frac{w \cdot l_0}{D_i}, \quad (1.7)$$

где l_0 – характерный размер зоны массообмена, м.

В числителе диффузионного числа Пекле стоят величины, характеризующие интенсивность чисто конвективного, а в знаменателе – чисто молекулярного переноса целевого компонента. Поэтому при $Pe' \gg 1$ чисто конвективный перенос превалирует над чисто молекулярным и последним можно пренебречь. И, наоборот, если $Pe' \ll 1$, то можно пренебречь чисто конвективным переносом и считать, что массоперенос осуществляется только за счет молекулярной диффузии.

Поделив диффузионное число Пекле на число Рейнольдса, получим значение критерия Шмидта

$$\frac{Pe'}{Re} = \frac{\frac{wl_0}{D_i}}{\frac{wl_0}{\nu}} = \frac{\nu}{D_i} = Sc. \quad (1.8)$$

Так как кинематический коэффициент вязкости шлаковых расплавов ν имеет величину порядка 10^{-6} м²/с, а значения коэффициента молекулярной диффузии большинства химических элементов в расплавах не превышает 10^{-9} м²/с, значения критерия Шмидта для этих расплавов много больше единицы. Согласно (1.8) $Pe' = Re \cdot Sc$, т. е. значение диффузионного числа Пекле для этих расплавов останется больше единицы при условии, что

$$10^{-3} \leq Re = \frac{w \cdot l_0}{\nu}, \quad (1.9)$$

где w – скорость потока в изучаемой точке объема ванны, м/с.

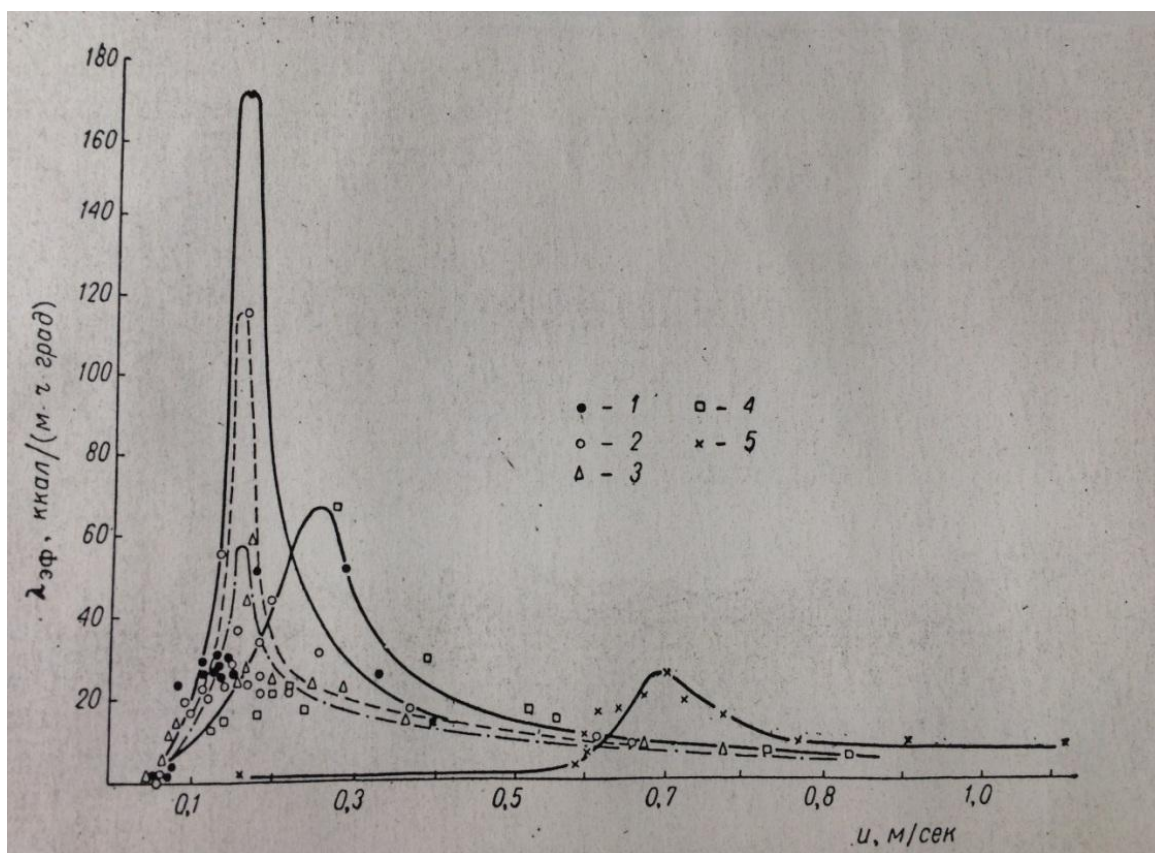
Таким образом, можно принять, что в ваннах печей с барботажным слоем при движении слоя со скоростью большей чем 1 мм/с перенос массы целевого компонента осуществляется в основном конвективным механизмом. Аналогичный результат можно получить при анализе процесса переноса теплоты в барботажном слое жидкого шлака.

При этом интенсивность переноса теплоты или массы в слое характеризуется значениями эффективных коэффициентов теплопроводности и молекулярной диффузии, которые решающим образом зависят от качества перемешивания барботажного слоя.

Исследования зависимости эффективного коэффициента теплопроводности от гидродинамики барботажного слоя наиболее обстоятельно проводились применительно к аппаратам с кипящим слоем [89].

Было установлено, что перенос теплоты и массы в кипящем слое в вертикальной и горизонтальной плоскостях происходит с разной интенсивностью. При увеличении приведенной скорости газа от U_k до $10U_k$ эффективный коэффициент теплопроводности кипящего слоя возрастал в вертикальном направлении от 1161 до 19739 Вт/м·К, а в поперечном направлении – от 29 до 197 Вт/м·К. При этом, как следует из графиков на рисунке 1, позаимствованного из [89], теплопроводность кипящего слоя сложным образом зависит от приведенной скорости газа.

Существует экстремальное для каждого конкретного случая значение скорости, начиная с которого, при дальнейшем увеличении приведённой скорости, теплопроводность слоя, как в продольном, так и в поперечном направлениях, уменьшается, приближаясь асимптотически к некоторому постоянному значению. При этом в любом случае теплопроводность кипящего слоя на порядки выше теплопроводности лучших металлических проводников и, тем более, теплопроводности плотного слоя.



1 – 100 мк; 2 – 153 мк; 3 – 233 мк; 4 – 315 мк; 5 – 477 мк

Рисунок 1.1 – Зависимость эффективной теплопроводности кипящего слоя от скорости потока при различных средних диаметрах зерен песка

Если вернуться к рассмотрению основного уравнения конвективной диффузии при стационарном режиме массопереноса (1.6), то в случае чисто конвективного переноса его правая часть обращается в нуль и уравнение приобретает вид

$$\vec{w} \text{ grad } C_i = 0. \quad (1.10)$$

Известно, что в печах с барботажным слоем в большей части объема концентрация целевого компонента, так же, как и температура, остаются величинами постоянными, т. е. в этих печах $\text{grad } C_i = 0$. Тогда возникает вопрос о механизме переноса массы и теплоты в ваннах печей с барботажным слоем. Такой механизм применительно к печам Ванюкова и Ромелт описан в работе [63].

Когда в слое перед выходным отверстием фурмы формируется устойчивая зона продувки, в ее двухфазном пограничном слое осуществляется интенсивный тепломассообмен между каплями или частичками шихты и газовым потоком, несущим эти частички. Попадая в пограничный слой, дисперсные частицы разгоняются в нем до скорости порядка десяти метров в секунду. Скорость газа в зоне продувки вблизи выхода из фурмы составляет сотни метров в секунду. Высокая относительная скорость фаз и высокая разность температур или концентраций целевого компонента у межфазной границы обеспечивают предельно возможную интенсивность межфазного тепломассообмена в фурменной зоне. Как показано в работе [75], максимальное значение безразмерного коэффициента массоотдачи (числа Шервуда) в зоне продувки печи Ванюкова достигает 43, тогда, как в целом по ванне – 6. Время пребывания каждой частицы в зоне продувки ограничено долями секунды. За это время она может подхватить небольшое количество теплоты или массы целевого компонента, которые разносит по всему объему слоя тем равномерней, чем интенсивней и равномерней осуществляется перемешивание слоя. В двухфазный пограничный слой непрерывно поступают новые частицы с пониженной температурой или концентрацией целевого компонента на поверхности.

Таким образом, в зоне продувки происходит непрерывное обновление поверхности межфазного обмена и поддерживается предельное значение движущей силы обменных процессов (ΔT или ΔC_i). Следовательно, конвективный перенос в барботажном слое связан не только с движением объемов расплава, но и с циркуляцией каждой из дисперсных частиц и отдельных капель в нем. В ка-

ком-то смысле роль дисперсных частиц в процессе тепломассопереноса в барботажном слое аналогична роли турбулентных молей в гомогенном потоке. В. Г. Здановская [7] показала, что интенсивность переноса массы целевого компонента в объеме барботажного слоя рассматриваемых печей зависит от режима продувки, конструкции фурменного пояса печи и всех тех параметров, которые определяют качество перемешивания ванны.

1.1.2 Внутренняя задача теплообмена

Физико-химические превращения шихты в объеме барботажного слоя связаны с процессами хемосорбции, сорбции и межфазного теплообмена, протекающими в системах «твердое - жидкость», «твердое - газ», «жидкость - жидкость», «жидкость - газ». Соответственно приемы интенсификации технологического процесса связаны с тем, в какой области, диффузионной или кинетической, протекает лимитирующая процесс реакция, а также с местом ее протекания – на межфазной границе, в объеме дисперсной частицы или в омывающем частицу потоке.

В работе [10] применительно к наиболее вероятным случаям межфазного обмена представлены решения задачи межфазного массообмена, выражающие плотность потока массы или поток массы целевого компонента, как функцию локальной скорости, локальной концентрации целевого компонента и его концентрации на поверхности дисперсной частицы, размеров дисперсной частицы, характера и места протекания химической реакции, значения константы ее скорости. Под терминами «локальная скорость» и «локальная концентрация целевого компонента» понимается скорость омывающего частицу потока и концентрация целевого компонента в нем в точках за пределами гидродинамического и диффузионного пограничных слоев соответственно. Эти величины называются скоростью и концентрацией на бесконечности.

Значительную сложность представляют решения задачи тепло- и массообмена между несущим потоком и каплями или газовыми пузырями, размеры

которых больше, чем 0,3 мм. В таких дисперсных частицах возникает движение жидкостей или газа в виде вихрей Хилла, которое существенным образом влияет на обменные процессы, обуславливая их нестационарность во времени.

В таблице 1.1 представлены результирующие формулы для расчета потоков массы целевого компонента в некоторых случаях межфазного массообмена.

Рассмотрим характерные для металлургии случаи хемосорбции в барботажном слое.

Лимитирующая процесс реакция протекает в омывающей частицу потоке. В этом случае массообмен носит нестационарный характер. Его параметры изменяются во времени. Сначала поток целевого компонента возрастает во времени, а затем начинает сокращаться, приближаясь к некоторому стационарному значению

Лимитирующая процесс реакция протекает на поверхности частицы. Характер массообмена зависит от значения константы скорости химической реакции. При $k \rightarrow \infty$ вся межфазная поверхность работает в диффузионном режиме массообмена, при $k \rightarrow 0$ вся поверхность работает в кинетическом режиме, а при конечном значении константы скорости химической реакции ($0 < k < \infty$) различные части поверхности частицы работают в различных режимах массообмена: в окрестностях первой критической точки (лобовая часть частицы) – в кинетическом, в окрестностях второй критической точки (кормовая часть частицы) – в диффузионном, остальная часть – в переходном. Чем больше константа скорости химической реакции, тем большая часть поверхности частицы работает в диффузионном режиме.

Лимитирующая процесс реакция протекает внутри дисперсной частицы (в пузырьке газа или в капле). В этом случае целевой компонент, передаваемый от окружающей среды на поверхность частицы, вступает в химическую реакцию с растворенным в частице реагентом. Предполагается, что константа скорости реакции настолько велика, что область внутри дисперсной частицы, где протекает реакция, сводиться к узкому фронту, который делит объем частицы на две части. В первой из них, расположенной между поверхностью частицы и

фронтом реакции, содержится только целевой компонент, а во второй, расположенной внутри частицы за фронтом реакции, только реагент. В начальный момент фронт реакции совпадает с поверхностью частицы, а затем продвигается вглубь ее объема. Полученная при этом математическая модель при конечном и бесконечном значениях константы скорости реакции весьма сложна и решается только с помощью численных методов.

В случае массообмена в условиях отсутствия химической реакции также возможны три режима протекания процессов адсорбции: основное сопротивление массопереносу сосредоточено в омывающем потоке у поверхности частицы; основное сопротивление массопереносу сосредоточено на поверхности частицы, основное сопротивление массопереносу сосредоточено внутри частицы.

В первом случае плотность потока массы целевого компонента от омывающей среды на поверхность частицы или наоборот зависит от разности концентраций целевого компонента в омывающей среде и на поверхности частицы. В точке набегания среды на частицу (в первой критической точке) плотность потока массы целевого компонента имеет максимальное значение. Эта величина убывает вдоль поверхности частицы и имеет минимальное значение во второй критической точке на корме частицы. Поток массы целевого компонента зависит от скорости омывающего потока в степени 1,33.

Таблица 1.1 – Межфазный массообмен в бинарных системах, кг/с

Тип двухфазной системы	Наличие химической реакции	Определяющий фактор массообмена	Формула потока массы	Примечание
Твердая частица в сплошной среде	Реакция отсутствует	Сопротивление в диффузионном пограничном слое	$\dot{M}_l = 7,9 D_i^{2/3} w_\infty^{1/3} r_0^{4/3} C_{i\infty}$	
	Реакция отсутствует	Концентрация целевого компонента на поверхности частицы	$\dot{M}_l = 7,9 D_i^{2/3} w_\infty^{1/3} r_0^{4/3} (C_{in} - C_{i\infty})$	

Тип двухфазной системы	Наличие химической реакции	Определяющий фактор массообмена	Формула потока массы	Примечание
	Реакция отсутствует	$10^2 \leq Re \leq 10^4$	$\dot{M}_l = 8,1 r_0 D_i (C_{iH} - C_{i\infty})^3 \sqrt{Sc} \sqrt{Re}$	
	Химическая реакция протекает на поверхности частицы	$k_i \rightarrow 0$	$\dot{M}_l = 7,9 D_i^{2/3} w_\infty^{1/3} r_0^{4/3} (C_{iH} - C_{i\infty})$	
		$k_i \rightarrow \infty$	$\dot{M}_l = 7,9 D_i^{2/3} w_\infty^{1/3} r_0^{4/3} C_{i\infty}$	
Две несмешиваемые жидкости	Реакция отсутствует	Сопротивление в наружном диффузионном пограничном слое $t \rightarrow 0$ $t \rightarrow \infty$	$\dot{M}_l^c = 4\pi r_0^2 \frac{(C_{i0}^c - h C_{i\infty}^c)}{(h + \sqrt{\frac{D_i^c}{D_i^\partial}})} \sqrt{\frac{D_i^c}{\pi}}$ $\dot{M}_l^c = 4\pi r_0^2 D_i^c \left(\frac{C_{i0}^c}{h} - C_{i\infty}^c \right) \sqrt{\frac{Pe_*^c}{2\pi}}$	h – константа равновесия целевого компонента на межфазной границе
	Реакция отсутствует	Перенос целевого компонента в объеме капли	$\dot{M}_l^\partial = 32\pi r_0^2 \sin^2 \theta D_i^\partial \frac{\partial C_i^\partial}{\partial \xi}$	$\xi = \frac{y}{r_0}$ – безразмерная координата
	Химическая реакция протекает в несущем потоке	$t \ll \frac{r_0^2}{D_i^c Pe_*^c}$	$\dot{M}_l = 4\pi r_0^2 \sqrt{D_i^c} Re^{-k_i t} \left[\left(\frac{C_{i0}^\partial}{h} - C_{i0}^c \right) \frac{1}{\sqrt{\pi t}} + \frac{C_{i0}^\partial}{h} \sqrt{k_i} e^{-k_i t} \cdot \operatorname{erf} \sqrt{k_i t} \right]$	$Pe_*' = \frac{\mu_*}{1 + \mu_*} Pe'$, $\mu_* = \frac{\mu^c}{\mu^\partial}$, k_i – константа скорости реакции, erf – функция ошибок: $\operatorname{erf} \sqrt{k_i t} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{k_i t}} e^{-t^2} dt$
		$t \gg \frac{r_0^2}{D_i^c Pe_*^c}$	$\dot{M}_l = 4\pi r_0^2 D_i^c \sqrt{Pe_*^c} \left[\frac{C_{i0}^\partial}{h} \sqrt{k_i \frac{r_0^2}{D_i^c Pe_*^c}} \cdot \operatorname{erf} \sqrt{k_i \frac{r_0^2}{D_i^c Pe_*^c}} + \frac{1}{\sqrt{6\pi}} \frac{\sqrt{2 - 3 \cos \theta + 3 \cos^3 \theta}}{\sqrt{3} \sin^2 \theta} \cdot \left(\frac{C_{i0}^\partial}{h} e^{-k_i \frac{r_0^2}{D_i^c Pe_*^c}} - C_{i0}^c e^{-k_i t} \right) \right]$	
	Химическая реакция протекает в капле	$\xi < 1$	$\frac{\partial}{\partial \xi} \left[p(\xi) \frac{\partial C_1^\partial}{\partial \xi} \right] = \frac{r_0^2}{16 D_1^\partial} g(\xi) \frac{\partial C_1^\partial}{\partial t}$	$\xi = \frac{y}{r_0}$ – безразмерная координата, $p(\xi)$ и $p(\xi)$ – табулированные величины при $0 \leq \xi \leq 1$, C_1 и C_2 – концентрации целевого компо-
		$\xi > 1$	$\frac{\partial}{\partial \xi} \left[p(\xi) \frac{\partial C_2^\partial}{\partial \xi} \right] = \frac{r_0^2}{16 D_2^\partial} g(\xi) \frac{\partial C_2^\partial}{\partial t}$	

Тип двухфазной системы	Наличие химической реакции	Определяющий фактор массообмена	Формула потока массы	Примечание
				нента и реагента внутри капли
Газовый пузырь в потоке вязкой жидкости	Реакция отсутствует	Сопротивление массопереносу сосредоточено внутри пузыря $d_0 \leq 0,3$ мм	Модель Ньюмена $(\bar{\Phi}_i^\partial)^H = 1 - \frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp(-\pi^2 n^2 F_0^\partial)$	$F_0^\partial = \frac{D_i^\partial \cdot t}{r_0^2}$ – число Фурье, безразмерное время, $\bar{\Phi}_i^\partial = \frac{C_i^\partial - C_{i0}^\partial}{C_{is}^\partial - C_{i0}^\partial}$ – средняя безразмерная концентрация целевого компонента в пузыре
		$d_0 > 0,3$ мм	Модель Кронига-Бринк $(\bar{\Phi}_i^\partial)^{К-Б} = 1 - \frac{3}{8} \sum_{n=1}^{\infty} B_n \exp(\lambda_n F_0^\partial)$ B_n и λ_n – табулированные величины	
		Сопротивление массопереносу сосредоточено в омывающем потоке вязкой жидкости при $t > \frac{r_0^2}{D_i^\partial}$	$\dot{M}_i = \frac{\sqrt{\pi} r_0 h}{3} D_i^\partial \left(\frac{D_i^\partial}{D_i^c} \right)^{3/2} \cdot (C_{i0}^\partial - h C_{i0}^c) \frac{r_0^2}{D_i^\partial t}$	
		при $t < \frac{r_0^2}{D_i^\partial}$	$\dot{M}_i = 8 \frac{\sqrt{\pi} r_0^2 D_i^c (C_{i0}^\partial - h C_{i0}^c)}{\left(h + \frac{D_i^c}{D_i^\partial} \right) \sqrt{t}}$	
	Химическая реакция протекает в омывающей жидкости	при $t < \frac{r_0^2}{D_i^c \cdot Pe^{rc}}$	$\dot{M} = 4\pi r_0^2 \sqrt{D_i^c} Re^{-kt} \left[\left(\frac{C_{i0}^\partial}{h} - C_{i0}^c \right) \frac{1}{\sqrt{\pi t}} + \frac{C_{i0}^\partial}{h} \sqrt{k} \exp(kt) \cdot \operatorname{erf} \sqrt{kt} \right]$	где $\overline{Pe^{rc}} = \frac{2U_\infty r_0}{D_i^c}$, h – константа равновесия на межфазной границе, при $Re < 1$ $\overline{Pe^{rc}} = \frac{2W_\infty r_0}{D_i^c}$, при $Re > 1$ $\overline{Pe^{rc}} = 3 \frac{2W_\infty r_0}{D_i^c}$
		при $t > \frac{r_0^2}{D_i^c \cdot Pe^{rc}}$	$\dot{M} = 4\pi r_0^2 D_i^c \left(\frac{\overline{Pe^{rc}}}{2} \right)^{1/3} \left[\frac{C_{i0}^\partial}{h} \left(k \frac{2r_0^2}{D_i^c \overline{Pe^{rc}}} \right) \operatorname{erf} \sqrt{k \frac{2r_0^2}{D_i^c \overline{Pe^{rc}}} + \frac{1}{2\pi^{1/3}}} \cdot \frac{\sqrt{3} \sin^2 \theta}{\sqrt{2-3 \cos \theta + 3 \cos^3 \theta}} \cdot \left(\frac{C_{i0}^\partial}{h} \exp \left(-k \frac{2r_0^2}{D_i^c \overline{Pe^{rc}}} \right) - C_{i0}^c \exp(-kt) \right) \right]$	

Тип двухфазной системы	Наличие химической реакции	Определяющий фактор массообмена	Формула потока массы	Примечание
	Химическая реакция протекает в пузыре	при $Pe'^c \rightarrow 0$	$\frac{\bar{c}_i^\partial - c_{i0}^\partial}{c_{is}^\partial - c_{i0}^\partial} = \frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{k + \frac{\pi^2 n^2 D_i^\partial}{r_0^2}}{n^2 \left(\frac{\pi^2 n^2 D_i^\partial}{r_0^2} \right)} \right) \cdot \exp \frac{-(k + \frac{\pi^2 n^2 D_i^\partial}{r_0^2})t}{n^2 \frac{\pi^2 n^2 D_i^\partial}{r_0^2}}$	
		при $Pe'^c \rightarrow \infty$	$C_i^\partial(\xi, t) = 1,32 C_{i0}^\partial (0,83\xi + 0,4\xi^2) \cdot \left[k + 1,67 \frac{16D_i^\partial}{r_0^2} \cdot \exp \left(-t \left(k + 1,67 \frac{16D_i^\partial}{r_0^2} \right) \right) \right] \cdot \frac{1}{k + 1,67 \frac{16D_i^\partial}{r_0^2}} + 0,73 C_{i0}^\partial \cdot (4,23\xi - 5,62\xi^2) \left[k + 9,8 \frac{16D_i^\partial}{r_0^2} \exp \left(-t \left(k + 9,8 \frac{16D_i^\partial}{r_0^2} \right) \right) \right] \frac{1}{k + 9,8 \frac{16D_i^\partial}{r_0^2}}$	где $\xi = \frac{y}{r_0}$ – безразмерная координата

Если основное сопротивление массопереносу сосредоточено на поверхности частицы, то плотность потока массы целевого компонента определяется разностью концентрации насыщения, имеющей место на поверхности частицы, и концентрации целевого компонента в невозмущенном потоке.

Анализ процессов тепломассообмена свидетельствует о доминирующем влиянии на них гидродинамики ванны.

С позиции внешней задачи высокая теплопроводность и высокий коэффициент переноса массы обеспечиваются за счет интенсивного перемешивания. Это выравнивает по объему ванны концентрацию целевого компонента и температуру расплава, приближая работу ванны к работе аппарата идеального

смешения, при этом основным механизмом переноса теплоты и массы становится перемешивание. С позиции внутренней задачи во всех рассмотренных случаях межфазного массообмена при наличии и отсутствии химической реакции интенсивность массообмена явно или косвенно пропорциональна скорости омывающей среды в заданной точке ванны в степени большей единицы. В связи с изложенным для решения поставленной задачи необходимо научиться управлять процессом перемешивания барботажного слоя и создать инструменты для определения локальных значений скорости ванны.

1.2 Гидродинамика барботажного слоя

Приступая к анализу литературы по гидродинамике барботажного слоя необходимо определить круг вопросов, анализируемых в этой весьма обширной области знаний. В данной работе в качестве многофазной принята система «газ-жидкость». Для этой системы анализировались работы, посвященные изучению перемешивания ванны и динамике взаимодействия газа с ванной при его движении через расплав.

Формы совместного движения газа и жидкости в металлургии исключительно многообразны и охватывают все состояния от движения двух сплошных параллельных потоков, взаимодействующих по одной непрерывной границе раздела, до движения пены, в которой обе фазы образуют сложную и неустойчивую структуру.

Во всех случаях на поверхности раздела фаз возникают силовые, тепловые и массообменные взаимодействия. Эти взаимодействия сказываются на изменениях полей скоростей, давлений, температур и концентраций при переходе от одной точки пространства к другой, отделенной от первой поверхностью раздела фаз. На границах раздела фаз возникают скачки давления, температуры, концентрации, вектора скорости течения, плотности. В связи с этим, хотя обе фазы можно считать практически несжимаемыми, газожидкостная система ведет себя как сжимаемая жидкость.

Изучению механики газожидкостных систем посвящено много работ в металлургии, химической технологии, энергетике. Тем не менее проблема далеко не решена. Это связано со значительными трудностями теоретического и экспериментального исследования в общем случае неустановившихся, нестационарных и неравновесных многофазных систем.

Практически отсутствуют экспериментальные данные о полях скоростей и турбулентных характеристиках движений различных газожидкостных систем. Экспериментальные исследования затрудняются тем, что обычные средства диагностики, такие как трубка Пито, термоанемометры, оптические методы, неприемлемы в этих условиях. В последнее время обнадеживающие результаты дает применение кондуктометрических и электродиффузионных методов диагностики [90].

Теоретические исследования рассматриваемой системы возможны пока только для частных случаев и требуют принятия существенных упрощающих допущений. При этом наиболее принципиальным допущением, принятым во всех без исключения работах, рассматриваемых в настоящем обзоре, является то, что все взаимодействия, имеющие место в двухфазной системе любой сложности, описываются теми же уравнениями, что и для системы с одной поверхностью раздела фаз [11].

Только такое серьезное допущение дает возможность при описании теплофизических процессов в барботажном слое использовать разработанный аппарат дифференциального и интегрального исчислений.

подавляющая часть работ по гидродинамике барботажного слоя в металлургии посвящена изучению процесса его перемешивания. Для изучения этого вопроса применяется два подхода – энергетический и гидродинамический. Хронологически первые работы были выполнены с применением энергетического подхода.

1.2.1 Анализ процесса перемешивания ванны расплава с позиции термодинамики

В 1936 г. появился перевод книги Шенка Г. [13], в которой он определяет работу перемешивания, как работу, совершаемую газовым пузырьком, всплывающим со дна ванны расплава на ее поверхность.

Г. Шенк предположил, что пузыри в момент их образования, не обладают начальной кинетической энергией, не обладают они энергией также и при выходе из ванны. Исходя из этого автор заключает, что мощность, затрачиваемая на приведение расплава в движение, равна мощности, приобретаемой пузырьками при расширении в процессе всплытия. Эту модель с некоторыми усложнениями использовал В.С. Кочо [14]. В модели В.С. Кочо приняты следующие допущения:

1. мощность потока пузырьков определяется как сумма мощностей отдельных пузырьков;
2. пузырьки, образующиеся внутри ванны, не обладают начальной кинетической энергией;
3. отсутствует влияние силы поверхностного натяжения;
4. расширение газа в пузырьках происходит без изменения температуры;
5. изменение объема пузырей по высоте ванны происходит по линейному закону.

Как и в работе Г. Шенка в работах В.С. Кочо процесс движения и эволюции пузырей в ванне расплава описывается с позиции термодинамики обратимых процессов. Модель В.С. Кочо несколько уточнил С. В. Левин [15]. Он принял, что изменение объема пузырька происходит не по линейному закону, а в зависимости от разности давления выделения и парциального давления оксида углерода в пузырьке. Кроме того, С. В. Левин учел, что для каждой конструкции ванны существует расчетная длина пути всплывающего пузырька. Исследования других авторов [16÷19] также внесли определенные уточнения в модель перемешивания ванны В.С. Кочо. Однако, физическая сущность модели

осталась без изменения. Дополненная М.Я. Меджибожским [20], эта модель в пределах термодинамики обратимых процессов наиболее корректно определяет работу, совершаемую всплывающими к поверхности ванны пузырьками:

$$A_{\text{пер.}} = A_{\text{пол}} = - \int_1^2 V dp, \quad (1.11)$$

где V – объем газовых пузырьков, проходящих через слой расплава, м³;

p – статическое давление в объеме слоя, Па.

Рассматривая ту же проблему М.А. Глинка изучил перемешивание ванны в наиболее общем виде. Его первая статья, посвященная этой теме, появилась в 1946 г. Окончательная точка зрения автора на процессы перемешивания ванны мартеновской печи изложена в его последней монографии [12]. В ней отмечается, что в ванне имеет место несколько механизмов перемешивания, протекающих одновременно: гравитационное, механическое, пневматическое и электрическое. Решая задачу о гравитационном перемешивании ванны мартеновской печи М.А. Глинка приходит к выводу, что средняя скорость гравитационного перемешивания ванны этой печи не может превышать значение 10⁻³ м/с и определяет этот механизм, как малозначительный для работы печи. Анализируя механическое перемешивание, автор отмечает два побудителя этого процесса: загрузку твердых материалов в ванну и вращение или покачивание печи в процессе плавки (конвертеры Кол-До и Ротор). По мнению автора перемешивание ванны загружаемым материалом невозможно и в этом случае можно говорить только о локальном эффекте перемешивания.

Пневматическое перемешивание автор представляет, как наиболее важный способ перемешивания. К нему он относит «все случаи перемешивания ванны под действием газовой фазы, вводимой извне или образующейся внутри ванны, как продукт технологических реакций». В качестве источников энергии пневматического перемешивания М.А. Глинка отмечает:

1. гравитационное поле Земли;
2. изменение энтальпии жидкой ванны;

3. механическую энергию струй газа, вводимых в жидкую ванну.

Очевидно, в печи все эти источники действуют совместно.

Перемешивание ванны за счет гравитационного поля Земли автор отклоняет на основании отмеченных выше доводов. Рассматривая перемешивание ванны за счет изменения ее энтальпии, М.А. Глишков тщательно анализирует процессы взаимодействия жидкой ванны с пузырьками газа с использованием уравнения В.С. Кочо.

В результате расчета перемешивания ванны мартеновской печи потоком газовых пузырей, равномерно распределенных по сечению ванны, автор получил для мощности, затрачиваемой на перемешивание, следующие значения:

- для 100 т печи – 0,124 кВт/т;
- для 400 т печи – 0,164 кВт/т;
- для 900 т печи – 0,195 кВт/т.

Увеличение удельной мощности работы перемешивания по мере возрастания массы расплава в печи автор объясняет соответствующим возрастанием глубины ванны и, следовательно, пути всплывания газовых пузырьков в ней.

Аналогичные расчеты применительно к конвертерной ванне выполнил В.И. Баптизманский [16]. При расходе дутья $0,35 \text{ м}^3/\text{т}\cdot\text{с}$ мощность перемешивания за счет пузырей азота составила 50 кВт/т, а пузырей оксида углерода – 14 кВт/т.

По сравнению с данными прямых экспериментов [19] результаты расчетов М.А. Глишкова завышены на порядок, а В.И. Баптизманского – на три порядка. Еще в большей степени не соответствуют экспериментальным данным результаты расчетов мощности перемешивания ванны расплава пузырьками газа, представленные в работе [43].

Приведенные данные подтверждают справедливость утверждения о том, что процесс перемешивания в аппаратах с барботажным слоем нельзя рассматривать с позиций термодинамики обратимых процессов. С позиции термодинамики необратимых процессов он наиболее полно и последовательно проанализирован в цикле работ А. А. Варенцова с соавторами [21÷35].

Авторы отмечают, что результатом перемешивания является гомогенизация расплава, всегда связанная с движением, друг относительно друга микро- и макрочастиц вещества, т. е. с молекулярным и молярным движением. Такое движение соответствует неравновесному состоянию и вызывает в объеме вязкой среды работу сил внутреннего трения, связанную с ростом энтропии. Исходя из этого сформулировано понятие работы перемешивания. Это положительное энергетическое воздействие, способствующее возникновению и поддержанию в системе энергии внутреннего макродвижения в противовес энергии диссипации.

В случае термодинамически равновесного процесса работа перемешивания равна нулю, а процесс обратим и не может быть связан с молярным движением расплава, имеющим диссипативный характер.

Необратимый процесс требует необратимых затрат энергии при протекании как в прямом, так и в обратном направлениях, а работа перемешивания эквивалентна именно этим необратимым затратам, пропорциональным степени неравновесности процесса.

Согласно изложенному сформулированы основные признаки работы перемешивания:

1. Работа перемешивания совершается только в неравновесном процессе взаимодействия системы с окружением.
2. Работа перемешивания всегда положительна, т.к. она способствует увеличению энергии системы.

Эти признаки являются следствием необратимости процессов перемешивания, связанных с диссипацией кинетической энергии перемешивания среды.

Элементарную работу перемешивания можно выразить следующим образом:

$$dA_{\text{пер}} = \sum_i dA_i - \sum_j dE_{n,j} - dE_{\text{кин}} + pdV, \quad (1.12)$$

где $dA_{\text{пер}}$ – работа перемешивания;

$\sum_i dA_i$ – сумма всех работ, совершаемых на границах системы;

$\sum_j dE_{n,j}$ – j -й вид потенциальной энергии системы;

$E_{\text{кин}}$ – кинетическая энергия поступательного и вращательного движений системы.

Исходя из (1.12) работа перемешивания ванны расплава может совершаться в следующих случаях:

- а) всплывание газового пузырька;
- б) всплывание или погружение произвольного тела;
- в) движение расплава под действием напряжений, возникающих в зоне внедрения газовой струи;
- г) воздействие мощности на валу механической мешалки.

К последним процессам авторы относят также перемешивание при свободной конвекции.

Перемешивание газовыми пузырями

При сравнении различных способов перемешивания необходимо, помимо величины затрачиваемой работы, учитывать диссипативные свойства сравниваемых процессов, зависящие от структуры течения. Например, процессы с мелкомасштабной структурой течения менее эффективны вследствие своей высокой диссипативности, т. е. при равной мощности перемешивания дают меньший перемешивающий эффект. Управляя структурой течения, можно управлять диссипативными свойствами ванны. Так, увеличение размера вихревых структур течения в 1,7 раза, дает эффект, эквивалентный восьмикратному увеличению мощности перемешивания и обеспечивает при этом двукратное увеличение эффективного коэффициента диффузии целевого компонента в расплаве [35].

Перемешивание расплава всплывающим газовым пузырем с позиции термодинамики необратимых процессов происходит за счет работы, совершае-

мой силой гидродинамического сопротивления расплава всплывающему пузырьку.

Этот вывод вполне понятен физически: сопротивление связано с передвижением присоединенной массы и с образованием вихрей в следе за пузырьком. Эта же сила через касательные напряжения перемешивает газ в пузырьке. Ее вклад в энергобаланс как пузырька, так и расплава всегда положителен вследствие необратимости процессов перемешивания. Если учесть, что вклад касательных напряжений в общее сопротивление пренебрежимо мал [36], то работа перемешивания самого расплава практически равна работе силы гидравлического сопротивления, но не работе силы Архимеда и не работе равновесного расширения (изотермического или изобарического) пузырька, как следует из теории термодинамики обратимых процессов.

При исследовании процесса перемешивания расплава газовыми струями с позиции термодинамики необратимых процессов уравнение работы струи записывается с учетом того обстоятельства, что, в отличие от потока пузырей, газовые струи дополнительно перемещают расплав за счет своей кинетической энергии, которая быстро убывает:

$$A_{\text{пер}} = e_{\text{стр}} + A_{\text{в}}, \quad (1.13)$$

где $e_{\text{стр}} = \frac{1}{2} w_0^2$ – удельная кинетическая энергия газовой струи на входе в расплав, Вт/кг вдуваемого газа;

$A_{\text{в}} = - \int_1^2 V dp$ – удельная работа выталкивающей силы, действующей на газовый поток в расплаве.

Кинетический эквивалент необратимых потерь удельной энергии струи или ее удельного импульса ($\frac{\text{Н} \cdot \text{с}}{\text{кг}} = \frac{\text{м}}{\text{с}}$) равен [25]:

$$K_{\text{пер}} = \sqrt{2A_{\text{пер}}}, \quad (1.14)$$

Эти потери связаны с преодолением силы сопротивления расплава:

$$F = m_{\Gamma} K_{\text{пер}} = J_{\text{стр}} \sqrt{\frac{A_{\text{пер}}}{e_{\text{стр}}}}, \quad (1.15)$$

где $J_{\text{стр}}$ – начальный секундный импульс струи.

Сила сопротивления (1.15) обусловлена «трением» газового потока о колеблющуюся поверхность газового канала в жидкости, а также переходом в расплав порций газа и сопротивлением вовлеченных в газовую фазу порций расплава (капель), разгоняемых потоком и вновь внедряющихся в жидкость.

Интегральное значение силы сопротивления вдоль поверхности S составляет:

$$F = \int_S \tau dS, \quad (1.16)$$

где τ – эффективный коэффициент напряжения трения, Н/м².

Работу перемешивания расплава представляют в виде суммы трех слагаемых:

$$A_{\text{пер}} = A_{\tau} + A_{\text{пул}} + A_{\text{кап}}, \quad (1.17)$$

где A_{τ} и $A_{\text{пул}}$ – удельные (на 1 кг газа) работы циркуляционного и пульсационного перемешивания расплава;

$A_{\text{кап}}$ – удельная работа разгона вовлеченных в поток капель.

Экспериментальные данные показывают, что скорость движения расплава в зоне вдува струи на 2-3 порядка меньше скорости истечения газа из сопла [39]÷[42]. Положив значение скорости циркуляции расплава в зоне ввода газа 5 м/с, получили из (1.17), что из всей работы перемешивания, которая соизмерима с начальной энергией струи, расплаву сообщается лишь несколько процентов. Подавляющая же часть суммарной энергии расходуется на пульсации газа. Этот результат косвенно подтверждается результатом аналитического решения задачи о подавлении неустойчивости Релея-Тейлора для системы «струя газа -

расплав» [4]. Расчетом установлено, что с увеличением импульса струи удельная работа перемешивания убывает.

На интенсивность перемешивания ванны существенное влияние оказывает также расположение газового сопла относительно спокойной поверхности ванны расплава. Наибольшая мощность перемешивания при постоянном импульсе газа на выходе из сопла имеет место при расположении фурмы горизонтально под уровнем расплава [43].

А.А. Варенцовым выполнен расчет процесса перемешивания расплава в ванне 250-тонного кислородного конвертера струей кислорода подаваемого в расплав через вертикальную фурму, расположенную сверху и снабженную шестью соплами, установленными под углом 45° к продольной оси фурмы. плотность расплава принята равной 3000 кг/м^3 , глубина ванны равна ее радиусу: $h_v = r_v = 2,98 \text{ м}$, радиус реакционной зоны $r_p = 0,75 \text{ м}$; интенсивность продувки $2,6 \text{ м}^3/(\text{т} \cdot \text{мин})$; суммарный импульс всех струй 6790 Н ; суммарная мощность струй 1473810 Вт . Средняя скорость движения ванны в реакционной зоне составила $1,18 \text{ м/с}$, а мощность перемешивания ванны $1,18 \cdot 6790 = 8012 \text{ Вт}$ или $32 \text{ Вт/т}_{\text{расплава}}$. Это составляет чуть более $0,5\%$ от суммарной мощности струй.

В работе [44] на основании расчета перемешивания аналогичной ванны газовыми пузырями, выполненного на основании термодинамики обратимых процессов, удельная мощность перемешивания, обусловленная всплытием пузырьков CO , достигает 1000 Вт/т , т. е. на два порядка больше мощности перемешивания газовыми струями. Столь разительное несоответствие расчетных значений мощностей перемешивания объясняется неучётом в термодинамике обратимых процессов диссипации энергии за счет действия сил трения. Эти силы в жидкости зависят от структуры течения среды, окружающей газовый поток или газовый пузырек. Чем меньше масштаб турбулентных пульсаций или амплитуда колебаний межфазной границы в потоке, тем более диссипативным является движение. Пузырьковый барботаж по сравнению со струйным имеет более мелкомасштабную структуру турбулентности и, следовательно, он более

энергозатратен. Увеличение масштаба турбулентных пульсаций всего в 6 раз выравнивает значения энергии перемешивания струями и пузырями [24].

В расчетах А.А. Варенцова средняя скорость расплава в целом по ванне – 0,117 м/с [35].

Представленные материалы исследований гидродинамики барботажного слоя с использованием энергетического подхода позволяют сделать вывод о том, что применение при этом модели термодинамики обратных процессов с современной точки зрения не корректно. С позиции термодинамики необратимых процессов пневматическое перемешивание ванны не эффективно. Кроме того, энергетический подход к описанию гидродинамики ванны не позволяет определить локальные значения скорости ванны, т. е. оценить интенсивность тепломассообменных процессов в локальных зонах объема ванны. В любом случае термодинамический подход позволяет получать только интегральные характеристики гидродинамики ванны.

1.2.2 Анализ процесса перемешивания ванны расплава с позиции гидродинамики

Физическая модель перемешивания в данном случае представляется следующим образом. Газ, вдуваемый в ванну расплава сверху, снизу или сбоку, обладает определенным импульсом, который передается окружающей среде в соответствии с законом сохранения импульса. Кроме первоначального импульса образующийся газожидкостный поток подвергается действию выталкивающей силы, что также способствует вовлечению в поток окружающего расплава.

В кислородном конвертере при продувке сверху струя кислорода образует лунку. Распространяясь по поверхности лунки, газообразные продукты реакции вовлекают расплав в спутное движение, которое принимается единственным источником механической энергии, перемешивающей расплав в ванне. При разработке методики расчета полей скоростей расплава в ванне принимается, что весь газ сосредоточен в лунке, размеры которой, а также скорость газа

и расплава на ее поверхности не меняются в процессе продувки. Остаются постоянными также физические свойства и масса расплава, а также его уровень в ванне. Это позволяет для решения основной задачи МЖГ – определения поля скоростей расплава, как функции координат, применить уравнения стационарного осесимметричного движения.

Для решения задачи необходимо задать профиль лунки и методику расчета турбулентной вязкости. В [45] профиль лунки составлен из сочетания дуг окружности и эллипса. Для определения коэффициента турбулентной вязкости В.П. Ковалем и С. П. Михайловым предложена полуэмпирическая формула:

$$Re_T = \lg \left[Re \left(\frac{d_l \delta}{R^2} \right)^2 \right], \quad (1.18)$$

где d_l – диаметр лунки в характерном сечении,

$Re = \frac{\bar{w} 2R}{\nu}$, в котором $\bar{w}$ – скорость расплава в характерном сечении лунки,

осредненная по толщине увлекаемого слоя расплава δ , $\bar{w} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta w \, dn$;

R – радиус ванны;

$Re_T = \frac{\bar{w} R}{\nu_T}$ – турбулентный аналог числа Рейнольдса.

В работе [46] предложен вариант уточнения изложенной модели.

На рисунках 1.2 и 1.3 представлены схемы ванны конвертера и пояснение к выбору формы лунки.

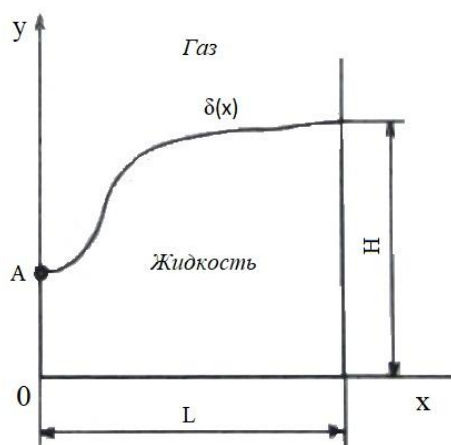


Рисунок 1.2 – Схема ванны конвертера и выбор системы координат

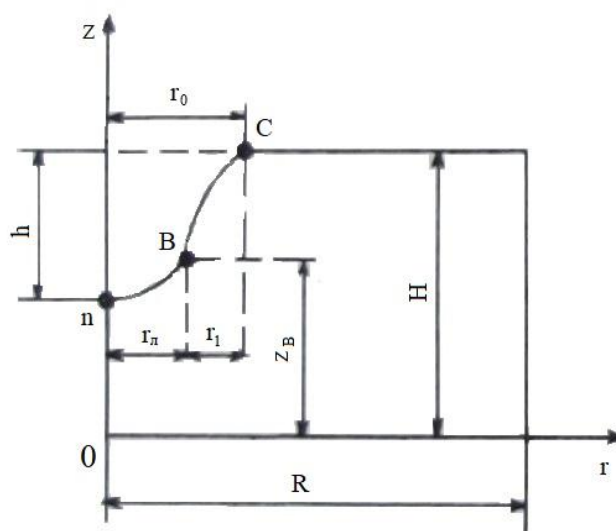


Рисунок 1.3 – К определению формы лунки кислородного конвертера

Расчет скорости расплава вблизи от границы лунки показывает, что она близка к значению 0,6 м/с [45]. Эта величина согласуется с экспериментальными данными, опубликованными Е. Д. Хмелевской, 0,7÷0,9 м/с [47]. К сожалению, не удалось обнаружить работы по определению средних по ванне скоростей циркуляции расплава. По данным В.И. Явойского [44] в результате пересчета скорости движения расплава с модели на образец, средняя скорость циркуляции металла в конвертере составляет около 0,4 м/с. Эта цифра кажется нам завышенной по порядку величин. Согласно принятой физической модели продувки расплава в ванне скорость определяется величиной импульса, передаваемого от газа расплаву на поверхности лунки. В связи с этим средняя скорость движения расплава, обусловленная механическим воздействием на него газовой струи, не может по порядку величин равняться скорости расплава на поверхности лунки, которая, согласно эксперименту, составляет 0,7÷0,9 м/с. Таким образом, наиболее вероятное значение средней скорости расплава в рассматриваемом движении должно иметь порядок не более 10^{-2} м/с.

В связи с интенсивным развитием методов внепечного рафинирования металла появилось много работ, посвященных изучению гидродинамики расплава в ковше при продувке его газами ([48]÷[61] и др.)

Продувка может осуществляться либо через пористый наконечник, одетый на газовую трубку, либо через фурму с соплом на выходе.

При подаче газа через пористый наконечник на его поверхности происходит формирование пузырьков с последующим их отрывом и всплыванием в жидкости (рис. 1.4). Принимается, что газ в виде пузырей всплывает непосредственно у среза фурмы, создавая восходящий поток расплава. Расчет поля скоростей в ковше производится по известной расходной характеристике пористого наконечника.

При подаче газа через фурму с соплом выделяют образующуюся в расплаве каверну с характерными размерами l и d и зону дробления каверны на отдельные пузыри, всплывающие в расплаве.

Остальной объем расплава принимается свободным от газа, а движение расплава под действием всплывающего газа – стационарным и осесимметричным.

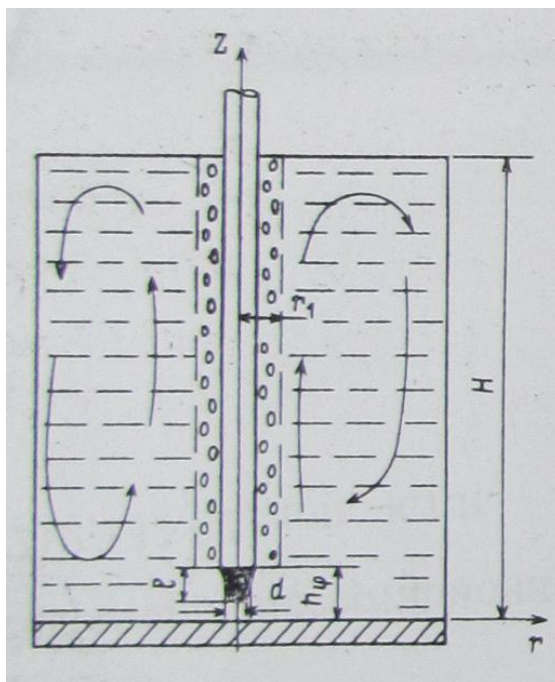


Рисунок 1.4 – Схема ковша и выбор системы координат

В работах [48,49] задача о движении расплава в ковше при продувке его инертным газом решается в нестационарной постановке. Кроме того, взаимо-

действие потока газовых пузырьков с расплавом описывается с помощью источникового члена.

При определении источниковых членов полагали, что, попадая в расплав (через сопло или пористую пробку), газ дробиться на пузырьки одинакового радиуса R_0 и это происходит в области объемом V . Тогда в точках, принадлежащих области V , $F_N = q/(\rho_g \frac{4}{3}\pi R_0^3) \cdot V$, здесь q – массовый расход газа; ρ_g – плотность газа. В точках, не принадлежащих V , $F_N = 0$. Источниковый член F_N описывает интенсивность образования дисперсной газовой фазы в единице объема.

Взаимодействие жидкой и газовой фаз описывали источниковым членом вида

$$F_V = g \left(1 + \frac{\rho}{\rho_g} \right) + \frac{3}{8} f \alpha \frac{(v_g - v_f)^2}{R}, \quad (1.19)$$

где g – ускорение свободного падения;

f – коэффициент гидравлического сопротивления пузыря;

$\rho = \rho_f(1 - \alpha)$ – плотность газожидкостной смеси;

$\alpha = 4/3\pi R^3 N$ – коэффициент газосодержания.

Первое слагаемое в (1.19) учитывает действие архимедовых сил, второе слагаемое описывает взаимодействие движущихся пузырьков газа с жидкостью – трение о жидкость.

Введя источниковый член F_V в исходное уравнение, авторы исключили из рассмотрения кинематический коэффициент турбулентной вязкости, что в известной мере упростило решение задачи. В то же время требуются дополнительные сведения по поводу закономерностей изменения α , а также формы и размеров области формирования газожидкостного потока V .

Численное моделирование течения проводилось В.О. Хорошиловым для 350-тонного сталеразливочного ковша [50]. В расчетах использовались условия внепечной обработки стали в ККЦ №2 ЗСМЗ: интенсивность продувки $q_r = 0,0055 \div 0,022$ м³/с (20÷80 м³/ч); глубина погружения фурмы $H_\phi = 2,1 \div 3,3$ м;

уровень металла в ковше $H = 4,20$ м; радиус ковша (средний) $R = 1,975$ м; начальный радиус пузырьков газовой фазы $r_{п}^0 = 1,65 \cdot 10^{-2}$ м. Физические характеристики жидкой стали задавались следующими: $\rho = 7000$ кг/м³; кинематический коэффициент вязкости $\nu_T = 0,74 \cdot 10^{-6}$ м²/с.

В результате численных экспериментов для различных условий продувки получены нестационарные и установившиеся поля скоростей течения металла в ковше. Некоторые из этих результатов в графической форме представлены на рисунках 1.5 и 1.6.

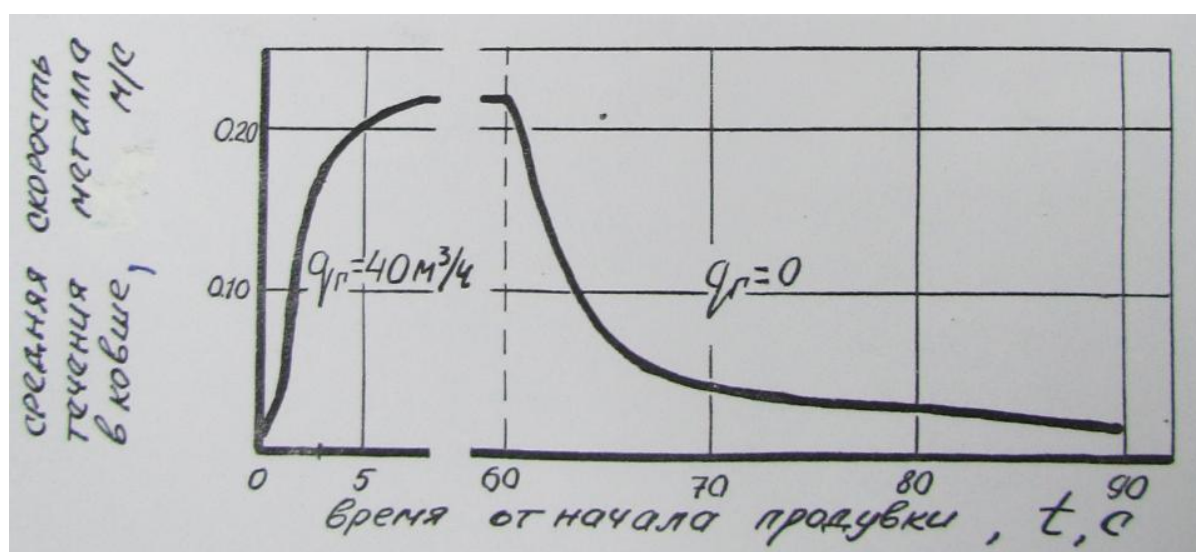
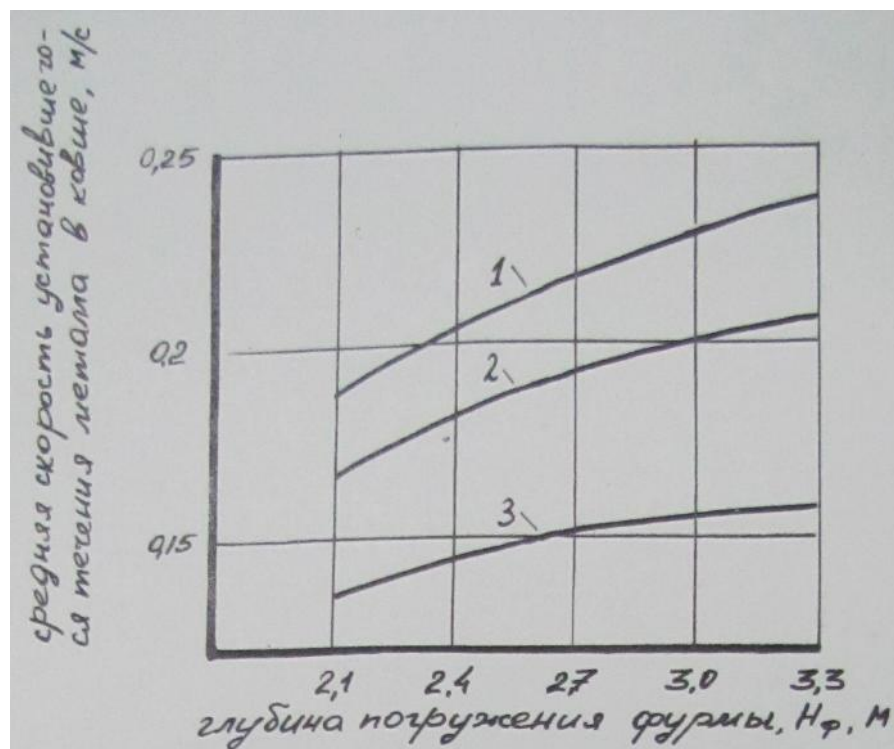


Рисунок 1.5 – Средняя скорость течения металла в ковше во время продувки ($0 < t < 60$ с) и после ее окончания, $t \geq 60$ с, при $H_{\phi} = 3,3$ м



1 – 60 нм³/ч; 2 – 40 нм³/ч; 3 – 20 нм³/ч

Рисунок 1.6 – Зависимость средней скорости течения металла в объеме ковша от глубины погружения фурмы, H_f , для интенсивной продувки

Как следует из рисунка 1.5, средняя скорость металла в ковше после начала продувки быстро набирает почти постоянную предельную скорость (примерно 0,2 м/с), которая столь же резко падает после прекращения продувки. На рисунке 1.6 представлена зависимость средней скорости металла в ковше от интенсивности продувки и от глубины погружения фурмы под уровень расплава. Как следует из графиков оба аргумента очень заметно влияют на скорость циркуляции металла в ковше. Причем, если факт повышения скорости металла при увеличении интенсивности продувки понятен, то повышение скорости при увеличении высоты слоя металла над выходным отверстием фурмы – не столь очевиден. На наш взгляд он свидетельствует о наличии в механизме пневматического перемешивания ванны расплава фактора, в явном виде не учтенного в рассматриваемой модели.

В работе [51] задача о перемешивании решается с применением модели Сполдинга. Схема взаимодействия расплава с газом по Дж. Зекеле и др. представлена на рисунке 1.7.

Рассматривается случай ввода газового потока через отверстие в днище ковша на оси симметрии. Двухфазная область (жидкость + газовые пузыри) расширяется по мере подъема столба газовых пузырей по закону сводной затопленной струи.

Плотность среды задается следующим образом: $\rho = \rho_f$ при $r > r_k$, где r_k – радиус сечения конуса при заданном значении z , и $\rho = \bar{\alpha}\rho_g + (1-\bar{\alpha})\rho_f$ при $r < r_k$.

Здесь $\bar{\alpha}$ – средняя объемная доля газа в двухфазной области, определяется из баланса массы газа с учетом дрейфового потока:

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{2\pi} \frac{Q_g - \pi \cdot r_0 \bar{\alpha} (1 - \bar{\alpha})}{\int_0^r r u_z dr}, \quad (1.20)$$

где Q_g – объемный расход газа,

r_0 – диаметр отверстия газового сопла.

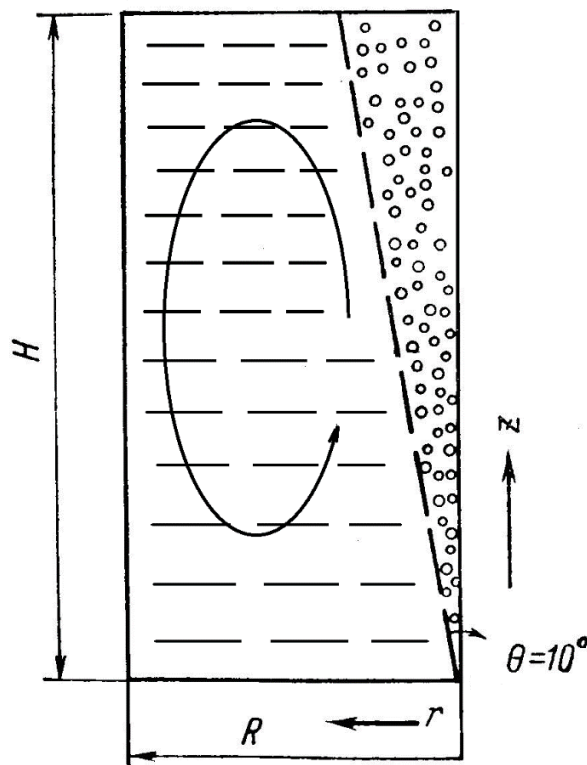


Рисунок 1.7 – Схема гидродинамики ковша по Дж. Зекели

Для определения динамического коэффициента турбулентной вязкости жидкости μ' используется k-ε-модель, в которой постулируется следующее соотношение:

$$\mu' = C_0 \frac{\rho_\varepsilon k^2}{\varepsilon}, \quad (1.21)$$

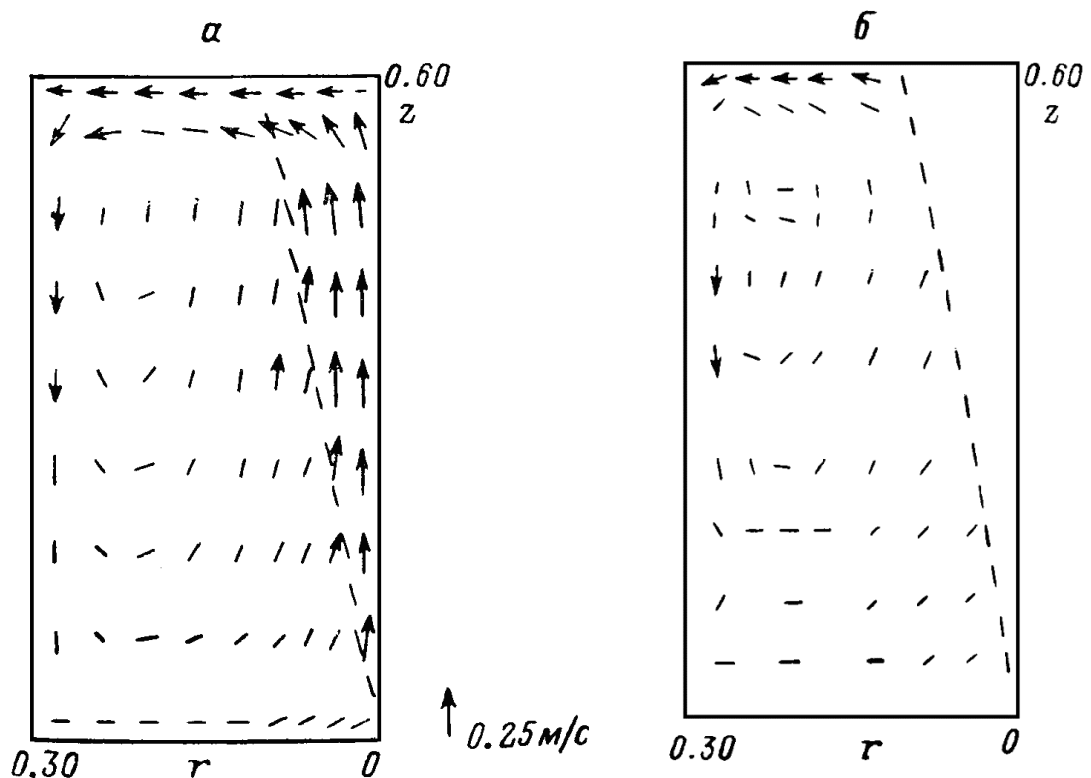
где k – кинетическая энергия турбулентных пульсаций;

ε – скорость диссипации кинетической энергии этих пульсаций;

C_0 – константа.

Пространственное распределение величин k и ε определяются из решения уравнений закона сохранения энергии.

На рисунке 1.8 представлены результаты численного расчета поля скоростей (а) в сопоставлении с результатами экспериментального определения этой величины (б) [59].

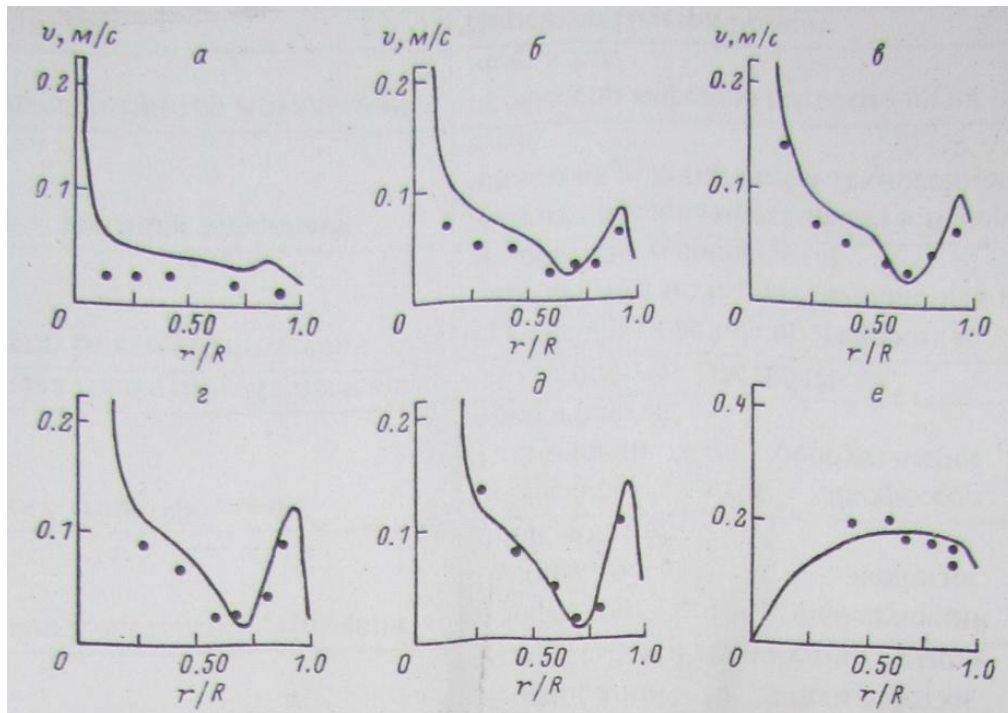


а – теоретический; б – экспериментальный

Рисунок 1.8 – Профили скорости течения газожидкостной смеси ($v_{0p}=1,6$ м/с)

Видно, что совпадение экспериментальных и теоретических результатов довольно хорошее. Использование к-ε-модели приводит к лучшему совпадению теоретических результатов с экспериментальными, чем процедура расчета, в которой значение эффективного коэффициента вязкости считается постоянным.

Сравнение теоретических и экспериментальных зависимостей средней скорости от радиальной координаты для различных сечений ковша представлено на рисунке 1.9 [61]. Видно, что наиболее удовлетворительным является совпадение результатов вдали от отверстия ($z = 0$) и от верхней границы жидкости ($z = H$). Расхождение результатов вблизи этих точек ($z = 0, z = H$) объясняется упрощающими допущениями о величине средней скорости в этих точках.

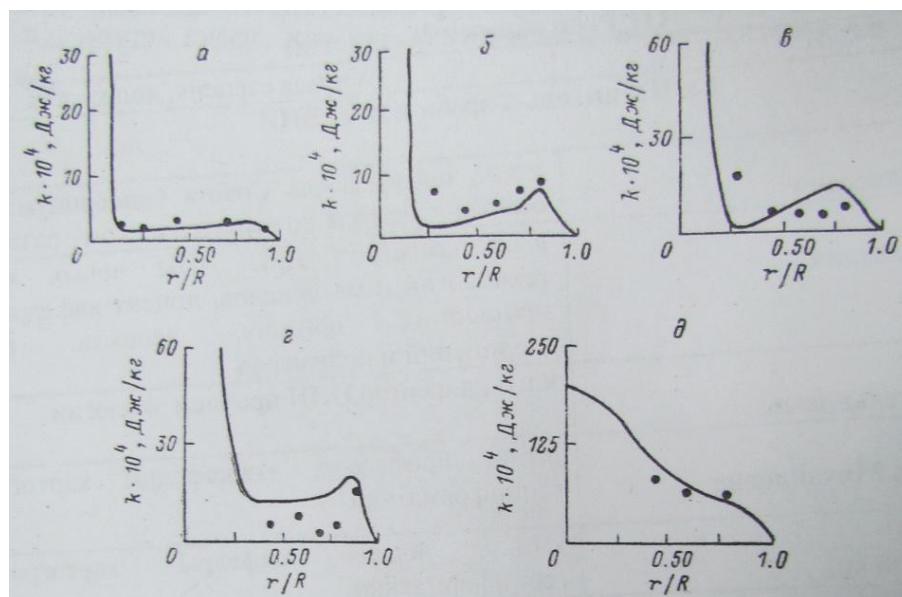


$a - z/H = 0,1$; $b - z/H = 0,3$; $в - z/H = 0,4$; $г - z/H = 0,56$; $д - z/H = 0,68$; $e - z/H = 0,98$.

Точками показаны экспериментальные данные [60]

Рисунок 1.9 – Зависимость средней скорости течения смеси от радиальной переменной ($v_{0p} = 16,2$ м/с)

На рисунке 1.10 показаны зависимости кинетической энергии турбулентных пульсаций от радиальной координаты. Как видно из рисунка, теоретические и экспериментальные значения k отличаются почти в два раза.



$a - z/H = 0,1$; $б - z/H = 0,3$; $в - z/H = 0,4$; $г - z/H = 0,56$; $д - z/H = 0,68$; $e - z/H = 0,98$

Точками показаны экспериментальные данные [61]

Рисунок 1.10 – Изменение кинетической энергии турбулентных пульсаций по сечению ковша ($v_{0p} = 16,2$ м/с)

Таким образом, количественная зависимость кинетической энергии турбулентных пульсаций от радиальной координаты, полученная в рамках k-ε-модели, не подтверждается экспериментальными данными. В связи с этим не целесообразно задавать изменение динамического коэффициента турбулентной вязкости в уравнениях движения двухфазных потоков формулой (1.21).

При продувке ванны через боковую фурму, установленную под уровнем барботажного слоя, газ распределяется в объеме ванны по-разному. Наиболее неравномерное распределение газа имеет место в фурменной зоне – области барботажного слоя, расположенной вокруг продольных осей боковых фурм. Над фурменной зоной располагается переходной слой, в пределах которого происходит выравнивание концентраций газа по объему ванны и стабилизация этой величины во времени. Над переходным слоем располагается зона квазистационарного слоя. в этой зоне концентрация газа близка к удерживающей способности слоя (40% от общего объема квазистационарного слоя) и практически постоянна по объему [63].

Такое разделение барботажного слоя по зонам было предложено энергетиками при рассмотрении процессов, происходящих в барабанах-сепараторах паровых котлов с естественной циркуляцией [62].

Первые значимые работы по изучению структуры фурменной зоны технологических аппаратов появились в начале прошлого века и были посвящены печам с кипящим слоем [64]÷[66]. А. С. Васильев с соавторами изучал на физической модели механизм истечения газа из боковой фурмы в псевдоожиженный слой. Исследователи качественно описали возможные режимы истечения газа. Ими было установлено, что возможно два принципиально отличающихся друг от друга режима истечения газа – пузырьковый и струйный. Между этими режимами существует большое количество переходных режимов. К сожалению, авторы не установили условия перехода одного режима истечения в другой. Н. А. Шахова предложила модель структуры зоны продувки, формирующейся перед выходным отверстием фурмы в барботажном слое при струйном режиме продувки. В основу модели Шаховой положена полуэмпирическая теория Прандтля о гидродинамическом пограничном слое. Ею совместно с Г.А. Минаевым была разработана методика расчета этой зоны. В методике используется понятие двухфазного пограничного слоя [65, 66]. В указанных работах, так же, как и в ряде других [69]÷[73], эволюция газового потока в фурменной зоне барботажного слоя рассматривается с позиций гидродинамики свободной затопленной струи. Все перечисленные работы не дают ответа на основной вопрос – каким образом возможно получить под уровнем тяжелой жидкости устойчивую газовую полость, расположенную горизонтально у выходного отверстия фурмы и не отрывающуюся от носика фурмы. Возможность существования такого режима продувки показана в работе [64].

Поставленная задача была решена аналитически Г.С. Сборщиковым [5, 67] с использованием теории конвективной устойчивости несжимаемой жидкости [82]. В настоящее время теория конвективной устойчивости несжимаемой жидкости широко используется при решении задач, связанных со свободноконвективным движением ([79]÷[81] и др.)

Уравнение динамического равновесия на границе раздела системы «горизонтальный газовый поток – несжимаемая жидкость», полученное Г.С. Сборщиковым, имеет вид [67]:

$$(\rho_{\text{ж}} + \rho_{\text{г}}) \frac{\partial^2 l(t)}{\partial t^2} + k^2(\mu_{\text{ж}} + \mu_{\text{г}}) \frac{\partial l(t)}{\partial t} + k[g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{г}}) + \sigma k^2 + (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{г}})b \cos \omega t]l(t) = 0. \quad (1.22)$$

Оно выражает баланс сил, действующих на колеблющуюся устойчивую горизонтальную границу раздела фаз системы «газ – жидкость».

На основании уравнения (1.22) и соответствующих условий однозначности были получены безразмерные комплексы и сформулированы условия физического моделирования процессов продувки металлургического расплава газом через боковую фурму [84].

Критериями подобия в этом процессе являются

– *критерий Глинкова*

$$Gn = \frac{\rho_{\text{г}} w_0^2}{\rho_{\text{ж}} g h_{\text{ж}}}, \quad (1.23)$$

где $\rho_{\text{г}}$ и $\rho_{\text{ж}}$ – плотность газа на входе в ванну и плотность жидкой фазы ванны, кг/м³;

w_0 – скорость газа на выходе из фурмы, м/с;

$h_{\text{ж}}$ – высота столба жидкости над продольной осью горизонтальной фурмы при отсутствии продувки, м;

g – ускорение силы тяжести, м/с².

Физический смысл критерия Глинкова – мера отношения динамического давления газа на входе в ванну к статическому давлению, создаваемому ванной на выходе из фурмы. При выводе комплекса принято, что статическое давление газа над барботажным слоем и на выходе из фурмы равны по порядку величин.

– *модифицированный критерий Архимеда* [62]

$$Ar_{\text{ж}} = \frac{\sigma^{3/2} \rho_{\text{ж}}}{\mu_{\text{ж}}^2 g^{1/2} (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{г}})^{1/2}}, \quad (1.24)$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м;

$\mu_{\text{ж}}$ – динамический коэффициент вязкости жидкости, Па·с.

Физический смысл модифицированного критерия Архимеда – характеристика выталкивающей силы, действующей на пузырь или газовую полость со стороны окружающей жидкости с учетом физических свойств жидкости и газа. Помимо двух критериев подобия комплексного типа получено пять критериев подобия параметрического типа:

– *относительные размеры печи:*

$L_1 = \frac{l_1}{d_0}$ – относительная длина печи (l_1 – длина печи, м; d_0 – диаметр выходного отверстия фурмы, м);

$L_2 = \frac{l_2}{d_0}$ – относительная ширина печи (l_2 – ширина печи, м);

$H = \frac{h_{\text{ж}}}{d_0}$ – относительная высота слоя ($h_{\text{ж}}$ – высота слоя жидкости над осью фурмы, м);

$A = \frac{l_{\text{ф}}}{d_0}$ – относительная межосевое расстояние между соседними фурмами ($l_{\text{ф}}$ – межосевое расстояние фурм, м).

$M = \frac{w_0}{a}$ – относительная скорость истечения газа из фурмы, критерий Маха, где a – скорость звука в газе на выходе из фурмы, м/с.

В.Г. Здановская на лабораторной модели определила оптимальные значения критериев подобия для аппаратов с барботажным слоем и прямоугольным сечением в фурменной зоне [7, 74]

В качестве функции отклика использовалось значение относительного коэффициента массоотдачи от твердого шарика, помещенного в барботажный слой, к омывающей его жидкости.

$$K = \frac{\beta}{\beta_0},$$

где β – актуальное значение коэффициента массоотдачи, м/с;

β_0 – значение коэффициента массоотдачи в той же точке при отсутствии продувки, м/с.

С помощью многофакторного эксперимента методом движения по градиенту (метод Бокса-Уинстона) В.Г. Здановской были установлены следующие значения безразмерных комплексов; обеспечивающие максимальное значение К:

$$Gn = 50; H = 11; A = 22; M \leq 0,90$$

Ею же было установлено, что в ванне печи Ванюкова при работе с производительностью, достигнутой на НГМК, средняя скорость перемешивания должна быть порядка 1 м/с [74].

Г.Т. Альмусин на той же установке исследовал распределение газа в барботажном слое при различных режимах продувки [9, 68]. В работе был применен кондуктометрический метод для определения локального истинного газосодержания. Метод основан на регистрации изменения диэлектрической проницаемости контролируемой среды в измерительном объеме датчика в зависимости от содержания в нем газа. Им же изучена структура фурменной зоны и остального объема слоя. При $Gn < 1$ истечение происходит в пузырьковом режиме. При этом газ формирует перед выходным отверстием газоподводящей фурмы, которые отрываются от носика выходного отверстия фурмы. Над фурменной зоной располагается переходный слой, верхняя граница которого находится на уровне 4-х калибров выходного отверстия фурмы над продольной осью фурмы. В пределах переходного слоя происходит выравнивание концентрации газа по объему ванны и стабилизация этой величины во времени. Над переходным слоем располагается зона квазистационарного слоя. Сквозь квазистационарный слой поднимаются газожидкостные потоки, с которыми из слоя удаляется избыточное по отношению к удерживающей способности количество газа. Толщина зоны квазистационарного слоя зависит от общей высоты барботажного слоя.

При $1 < Gn < 3$ имеет место переходный режим истечения.

Обработка экспериментальных данных в пределах изменения критериев подобия $4 < H < 19$; $2,7 < Gn < 52,6$ дала возможность получить следующие формулы для расчета характерных размеров зоны продувки [67]:

– безразмерной длины газовой струи

$$\frac{l_{\text{стр}}}{d_0} = 0,5Gn^{0,44}H^{0,37}, \quad (1.25)$$

– безразмерной длины зоны продувки

$$\frac{l_{\text{п}}}{d_0} = 5,44(Gn \cdot H)^{0,24}, \quad (1.26)$$

– безразмерного радиуса зоны продувки

$$\frac{r_{\text{п}}}{d_0} = 2,42Gn^{0,18}, \quad (1.27)$$

где $l_{\text{стр}}$ – длин газовой струи;

$l_{\text{п}}$ и $r_{\text{п}}$ – длина и радиус зоны продувки соответственно.

Согласно формуле (1.25) длина газовой струи в исследованном интервале изменения критерия Gn практически линейно зависит от скорости газа на выходе из фурмы и по степенному закону – от отношения плотностей газовой и жидкой фаз.

Обобщая материалы, представленные в данном параграфе, необходимо отметить, что, несмотря на то что, гидродинамический подход позволил выявить много особенностей гидродинамики процесса продувки ванны расплава газовым током, решить ключевые вопросы, т.е. определить скорость циркуляции расплава в каждой точке объема ванны и мощность перемешивания, а самое главное, источник, затрачивающий эту мощность, пока не удастся. Однако можно считать доказанным, что основным источником, вызывающим наблюдаемое на практике движение ванны, не может быть импульс, переданный газовым потоком расплаву в процессе динамического взаимодействия с ним.

1.3 Особенности работы печей Ванюкова и Ромелт

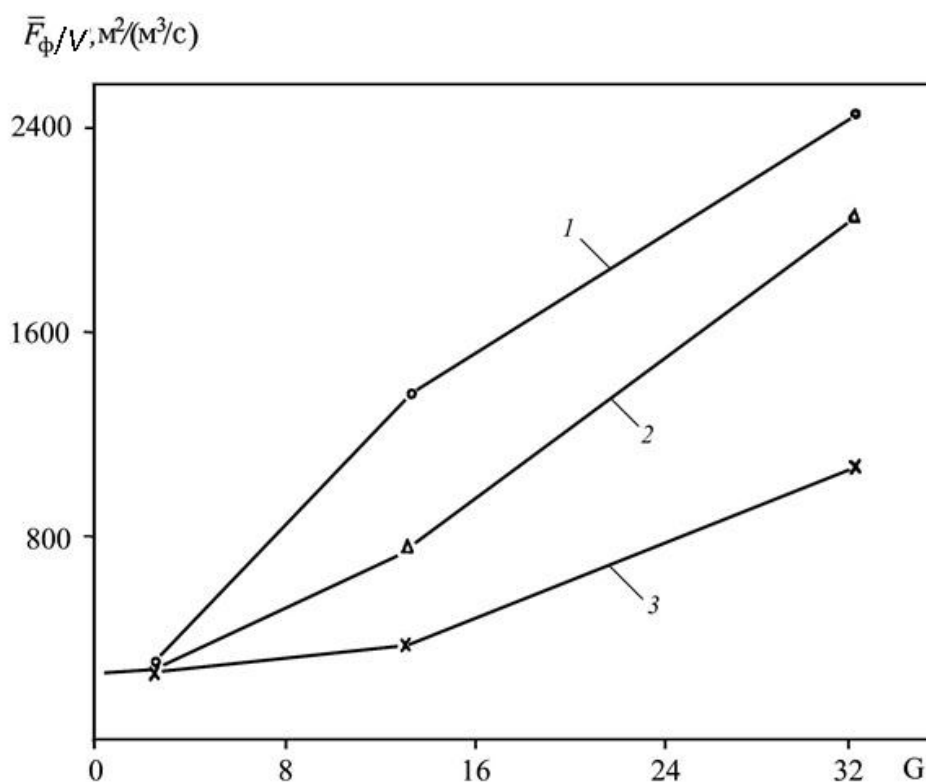
В печи Ванюкова [1] сульфидный медный концентрат перерабатывается в медный полупродукт – штейн. Это окислительный процесс, протекающий с выделением теплоты.

Концентрат, обладающий более высокой плотностью, загружается в шлаковый расплав, составляющий барботажный слой и обладающий меньшей плотностью, сверху. Источником теплоты являются сера и сульфид железа, входящие в состав концентрата. Содержание процесса плавки заключается в выжигании (окислении) сульфида железа. Окислителем является кислород, подаваемый в расплав через фурмы, расположенные на боковых стенках под уровнем расплава. Таким образом, производительность печи в данном случае зависит от величины межфазной поверхности системы «газ-расплав» от степени равномерности распределения концентрата и кислорода по объему ванны, а также от уровня концентрации кислорода в ванне и значения температуры в ней. Последним определяется скорость химических реакций и физические свойства, в частности, вязкость расплава. Равномерность распределения концентрата по объему ванны обеспечивается качеством ее перемешивания. Степень равномерности распределения кислорода и величина его удельной поверхности в объеме ванны зависят, прежде всего, от режима продувки и от качества перемешивания.

В работе Х.К. Стоименова [91,92] изучена зависимость величины удельной межфазной поверхности, формируемой в барботажном слое при боковой продувке, от режима продувки, схемы расположения фурм в фурменной зоне печи и высоты слоя расплава над продольными осями фурм. На рисунках 1.11 и 1.12, графически представлены результаты этих исследований. Из графиков видно, что при пузырьковом режиме истечения величина межфазной поверхности не зависит ни от значения критерия Глинкова, ни от схемы расположения фурм, ни от высоты слоя, ни от ширины рабочего пространства печи. После перехода на струйный режим продувки эта величина зависит от значения критерия Глинкова в тем большей степени, чем выше слой расплава над фурмой и чем шире печь. Ширина печи сказывается на процессе формирования межфазной поверхности пока она меньше двух длин зоны продувки. Для более широких печей такая зависимость отсутствует. Из рисунка 1.12 видно, что для одинаковых режимов продувки при соосном расположении фурм на противопо-

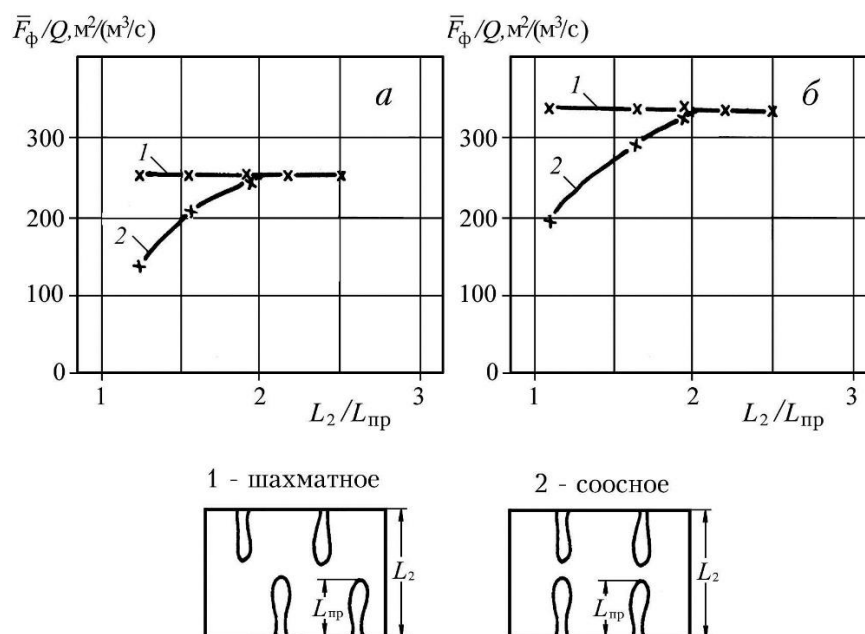
ложных стенах печи, удельная межфазная поверхность больше, чем при шахматном.

В печи Ромелт [2] в барботажном слое осуществляется восстановительная плавка. Это эндотермический процесс. Источником теплоты и восстановителем оксидов железа является углерод угля, загружаемого в барботажный слой вместе с шихтой сверху. Однако, так как плотность угля меньше плотности расплава, уголь не может самостоятельно погрузиться в расплав. В связи с этим в ванне печи Ромелт степень равномерности распределения восстановителя и источника теплоты зависит не только от качества перемешивания ванны, но и от способа ввода угля в слой. Эксплуатация пилотной установки на НЛМК, а также исследования на моделях показали, что реализуемый в настоящее время гидродинамический режим не обеспечивает возможность использования всего объема барботажного слоя для осуществления технологического процесса. Восстановление оксидов железа и горение угля происходит, в основном, в относительно небольшом слое, расположенном в верхней части ванны и насыщенном углем. Нехватка теплоты в ванне компенсируется за счет теплоты частиц уноса, возвращающихся в ванну из надслоевого пространства, где организовано дожигание продуктов неполного сгорания угля.



1 – $H_0=27$, 2 – $H_0=19$, 3 – $H_0=11$; $d_0=0,01$ м.

Рисунок 1.11 – Зависимость величины удельной поверхности раздела фаз от режима продувки и высоты слоя



$d_0=0,01$ м; $H_0=11$; $n=4$; $A=18,6$; $Gn=0,61$ (а); $Gn=13,3$ (б)

Рисунок 1.12 – Зависимость удельной поверхности раздела фаз от поперечного размера печи и схемы расположения фурм

Таким образом, для достижения высокой производительности на печи Ромелт недостаточно обеспечить интенсивное перемешивание расплава во всем объеме ванны. Необходимо, кроме того, насытить ванну достаточным количеством угля, что можно осуществить, например, изменив способ загрузки угля в печь. Часть необходимого количества угля или весь уголь можно вдувать в расплав через фурмы с кислородным дутьем, используя при этом технологию, применяемую в доменном производстве [97].

1.4 Обсуждение результатов анализа и постановка задачи исследования

Рассматриваемые плавильные печи относятся к категории аппаратов с барботажным слоем, в которую входят все типы конвертеров, шлаковозгоночные печи, печи кипящего слоя и т. д. Перечисленные аппараты обладают большими возможностями с точки зрения повышения удельной производительности по перерабатываемому сырью. Связано это с тем, что переработка сырья происходит в барботажном слое расплава, который, в связи со своей высокой плотностью, является высокопотенциальным носителем теплоты и массы целевого компонента. Его возможности по скорости переноса теплоты и массы определяются не физическими свойствами расплава, а интенсивностью перемешивания ванны. Пределом форсирования работы печи по этому параметру является режим идеального смешения. Анализ работы действующих печей показывает, что ни одна из них, кроме печей кипящего слоя, не достигает этого режима.

В процессах межфазного тепломассообмена в барботажном слое независимо от того, какие обменные процессы, хемосорбция, просто сорбция или теплообмен, являются основным содержанием технологического процесса и какой из элементарных процессов передачи является лимитирующим в межфазном обмене, скорость результирующего процесса зависит от скорости расплава в данной точке ванны в степени большей единицы. Таким образом, не только равномерное распределение температуры и концентрации целевого компонента по объему барботажного слоя, но и абсолютное значение скорости расплава в

каждой точке этого объема оказывает существенное влияние на производительность печи.

Сказанным определяется большое внимание, уделяемое гидродинамике рассматриваемой категории печей. Но, несмотря на обширную библиографию, изучаемая проблема далека от окончательного решения.

Из перечисленных М.А. Глинковым механизмов перемешивания ванны, которые действуют, очевидно, совместно, исследовался до настоящего времени только пневматический механизм. При этом использовались два принципиально различных подхода: энергетический и гидродинамический. Среди работ с энергетическим подходом наиболее корректно, как нам кажется, выполнены работы А.А. Варенцова с соавторами. Базируясь на теории термодинамики необратимых процессов, авторы показали, что даже при струйной продувке ванны удельная мощность перемешивания расплава газовой струей не может превышать 32 Вт/т расплава. При этом средняя скорость движения расплава в реакционной зоне составила 1,2 м/с, а средняя по ванне скорость расплава составляет величину порядка 10^{-2} м/с.

Наибольшее внимание среди работ, базирующихся на динамике взаимодействия газового потока с ванной, привлекают работы Г. Зекели с соавторами и Г. Н. Абрамовича с соавторами. Различие в подходе к изучаемой проблеме в этих работах заключается в том, что первая группа исследователей использует детерминированный подход при составлении математической модели изучаемого объекта, а вторая – интегральный. Г. Зекели изучал подъем газожидкостного потока к поверхности ванны, а Г.Н. Абрамович – шлейф ракеты, запущенной из-под воды.

По данным Г. Зекеле средняя скорость ванны при ее продувке снизу не превышает 0,1 м/с, а максимальная – 0,25 м/с.

В работах Г.Н. Абрамовича приводятся данные расчета скорости газожидкостного потока на его внешней границе, которая рассматривается, как свободная. Предельное значение этой величины 0,5 м/с.

Данные численного моделирования гидродинамики рафинировочного ковша, выполненные В.О. Хорошиловым, на основе теории пневматического перемешивания ванны, показывают, что пиковое значение осредненной скорости не превышает значение 0,23 м/с. Е.Д. Хмелевская определяла на модели скорость расплава на границе лунки кислородного конвертера. По ее сведениям, эта величина составляет $0,7 \div 0,9$ м/с. Очевидно, осреднённое по ванне значение скорости при этом должно быть существенно меньше.

Вместе с тем, по данным В.Г. Здановской, изучавшей процесс массообмена в печах с барботажным слоем при боковой продувке ванны, средняя скорость циркуляции ванны при работе с проектной удельной производительностью не может быть меньше 0,8 м/с.

Анализ представленных данных показывает, что механическое взаимодействие газа с ванной не может обеспечивать наблюдаемую на практике интенсивность перемешивания. На это обстоятельство обращали внимание еще Г.П. Иванцов и З.М. Курочкина [94].

Следовательно, помимо рассмотренных механизмов должен действовать еще один, обеспечивающий наблюдаемую интенсивность перемешивания ванны. Применительно к печам Ванюкова и Ромелт, у которых продувочные фурмы располагаются так, что в фурменной зоне печи образуется область с неравномерным распределением газа, таким механизмом может быть свободная конвекция. Исходя из этого, задача настоящей работы была сформулирована следующим образом.

Исследовать влияние свободной конвекции на структуру и гидродинамику барботажного слоя в печах типа печей Ванюкова и Ромелт. На основании полученных данных выяснить возможность повышения удельной производительности указанных печей путем регулирования свободноконвективного движения.

С этой целью:

– разработать математическую модель гидродинамики ванны при наличии в ней переменного поля силы тяжести;

- с помощью созданной модели исследовать гидродинамику ванны при различных режимах продувки;
- разработать рекомендации по форсированию технологических процессов в печах Ванюкова и Ромелт.

ГЛАВА 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ В ВАННАХ ПЕЧЕЙ С БАРБОТАЖНЫМ СЛОЕМ ТИПА ПЕЧИ ВАНЮКОВА И РОМЕЛТ

2.1 Разработка математической модели

При формулировании математической модели приняли следующие допущения:

1. Ванна печи рассматривается, как бинарная изотермическая смесь газа с жидкостью.
2. В состоянии покоя распределение давления в ванне подчиняется закону гидростатики.
3. Плотность бинарной смеси является функцией концентрации газа и определяется с помощью формулы (2.3).
4. Эффективный кинематический коэффициент вязкости определяется как частное от деления эффективного динамического коэффициента вязкости на плотность бинарной смеси. При этом эффективный динамический коэффициент вязкости определяется по формуле (2.4).

Последние два допущения позволяют определять, как функцию координат и времени только локальное газосодержание, а скорость, эффективная плотность и эффективный кинематический коэффициент вязкости в каждой точке пространства изменяются во времени лишь в связи с изменением газосодержания.

2.1.1 Система главных уравнений

В основу модели положена теория конвективной устойчивости несжимаемой жидкости [82]. При этом ванна представлена в виде жидкости с переменными физическими свойствами, плотностью и вязкостью.

Перемешивание ванны происходит за счет возникновения свободноконвективного движения, обусловленного переменным полем силы тяжести, а также за счет силы инерции газожидкостного потока, образующегося в ванне при продувке.

Уравнения гидродинамики ванны имеют вид:

- закон сохранения импульса (уравнение Навье-Стокса)

$$\frac{\partial \vec{w}}{\partial t} + (\vec{w} \nabla) \vec{w} = \vec{g} - \frac{1}{\rho_{\text{эф}}} \text{grad } p + \nu_{\text{эф}} \nabla^2 \vec{w}. \quad (2.1)$$

- закон сохранения массы (уравнение неразрывности)

$$\frac{\partial \rho_{\text{эф}}}{\partial t} + \text{div} (\rho_{\text{эф}} \vec{w}) = 0, \quad (2.2)$$

где $\rho_{\text{эф}}$ – эффективная плотность бинарной смеси, кг/м³.

$$\rho_{\text{эф}} = \rho_{\text{г}} \cdot \varphi + \rho_{\text{ж}} \cdot (1 - \varphi), \quad (2.3)$$

где φ – локальное истинное газосодержание, доли от единицы;

$\nu_{\text{эф}} = \frac{\mu_{\text{эф}}}{\rho_{\text{эф}}}$ – эффективный кинематический коэффициент вязкости бинарной смеси, м²/с;

$\mu_{\text{эф}}$ – эффективный динамический коэффициент вязкости бинарной смеси, Па·с.

В соответствии с аддитивностью течения компонентов рассматриваемой бинарной смеси эффективный динамический коэффициент вязкости смеси определяем по формуле [10]:

$$\frac{1}{\mu_{\text{эф}}} = \frac{\varphi}{\mu_{\text{г}}} + \frac{1 - \varphi}{\mu_{\text{ж}}}. \quad (2.4)$$

К уравнениям (32) и (33) необходимо добавить уравнение закона сохранения массы газа [82]:

$$\rho_{\text{г}} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \rho_{\text{г}} \vec{w} \text{grad } \varphi = -\text{div } \vec{j}, \quad (2.5)$$

где $\vec{j}$ – плотность диффузионного потока газа, кг/(м²·с), выражается уравнением:

$$\vec{j} = -\rho_{\text{г}} D_{\text{г}} \text{grad } \varphi, \quad (2.6)$$

где $D_{\text{г}}$ – коэффициент молекулярной диффузии газа в жидкости, м²/с.

Уравнения (2.1), (2.2) и (2.5) вместе с формулами (2.3), (2.4) и уравнением (2.6) дают полную систему главных уравнений гидродинамики бинарной смеси в «полужесткой» постановке [10]. Из представленной системы уравнений получили математическую модель свободной конвекции, возникающей в ванне.

Ранее отмечалось, что в большей части слоя, за пределами фурменной зоны, плотность меняется незначительно. В связи с этим введем некоторое среднее значение плотности ρ_0 , относительно которого изменяется локальное значение эффективной плотности. Исходя из формулы (2.3) и учитывая, что даже в системе вода–воздух плотность жидкой фазы в 10^3 раза больше плотности газа, а в металлургических ваннах это соотношение еще больше, получаем в первом приближении

$$\rho_0 \approx 0,6\rho_{\text{ж}}. \quad (2.7)$$

В пределах допущения Буссинеска изменение эффективной плотности можно описать уравнением [82]:

$$\rho_{\text{эф}} = \rho_0(1 - \beta\varphi), \quad (2.8)$$

где $\beta = -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho_{\text{эф}}}{\partial \varphi} \right)$ определяет зависимость эффективной плотности от концентрации газовой фазы.

Подставляя (2.8) в уравнение Навье-Стокса (2.1) получим уравнение свободноконвективного движения

$$\frac{\partial \vec{w}}{\partial t} + (\vec{w} \nabla) \vec{w} = \vec{g} \beta \varphi - \frac{1}{\rho_0} \text{grad } p + \nu_{\text{эф}} \nabla^2 \vec{w}, \quad (2.9)$$

где p – давление, отсчитываемое от статического, соответствующего средней плотности ρ_0 , Па.

Преобразуем далее уравнение диффузии (2.5). Для этого подставим в него выражение плотности потока массы газа (2.6) и получим окончательно:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \vec{w} \text{grad } \varphi = D_r \nabla^2 \varphi. \quad (2.10)$$

Уравнения (2.2), (2.9) и (2.10) описывают свободную конвекцию в барботажном слое.

В развернутом виде система главных уравнений имеет вид:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= k_x \beta \varphi - \frac{1}{\rho_{\text{эф}}} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu_{\text{эф}} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \\
\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} &= k_y \beta \varphi - \frac{1}{\rho_{\text{эф}}} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu_{\text{эф}} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \\
\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= g \beta \varphi - \frac{1}{\rho_{\text{эф}}} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu_{\text{эф}} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \\
\frac{\partial \rho_{\text{эф}}}{\partial t} + u \frac{\partial \rho_{\text{эф}}}{\partial x} + v \frac{\partial \rho_{\text{эф}}}{\partial y} + w \frac{\partial \rho_{\text{эф}}}{\partial z} + \frac{\partial(\rho_{\text{эф}} u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_{\text{эф}} v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho_{\text{эф}} w)}{\partial z} &= 0 \\
\frac{\partial \varphi}{\partial t} + u \frac{\partial \varphi}{\partial x} + v \frac{\partial \varphi}{\partial y} + w \frac{\partial \varphi}{\partial z} &= D_r \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right)
\end{aligned}$$

Для конкретизации задачи сформулировали условия однозначности.

2.1.2 Условия однозначности

Представляем рабочее пространство печи в форме параллелепипеда, на боковой стенке которого установлена горизонтальная фурма. Помещаем начало прямоугольной системы координат в центр выходного отверстия сопла фурмы. Ось ОХ направляем по продольной оси фурмы. Ось ОУ направляем по поперечной оси выходного отверстия сопла фурмы. Ось ОZ – по вертикальной оси выходного отверстия сопла фурмы. В качестве фурменной плоскости принимаем горизонтальную плоскость, на которой располагается продольная ось фурмы.

а. Геометрические условия однозначности

– Безразмерные координаты

$$X = \frac{x}{d_0}; Y = \frac{y}{d_0}; Z = \frac{z}{d_0},$$

где $0 \leq x \leq l_2$; $-l_1 \leq y \leq l_1$; $-h_{\text{п.з.}} \leq z \leq h_{\text{ж}}$;

l_1 – длина боковой стенки, м;

l_2 – длина торцевой стенки, м;

$h_{\text{п.з.}}$ – глубина подфурменной зоны, м;

$h_{\text{ж}}$ – высота слоя спокойной жидкости над продольной осью фурмы, м.

– Безразмерная высота слоя спокойной жидкости над продольной осью фурмы

$$H = \frac{h_{\text{ж}}}{d_0}$$

– Безразмерная длина и ширина рабочего пространства печи в фурменной зоне

$$L_1 = \frac{l_1}{d_0} \text{ и } L_2 = \frac{l_2}{d_0}.$$

б. Физические условия однозначности

– Физические свойства жидкости: $\rho_{\text{ж}}$; $\mu_{\text{ж}}$.

– Физические свойства газа: $\rho_{\text{г}}$; $\mu_{\text{г}}$.

– Ускорение силы тяжести: g .

в. Начальные условия однозначности

при $t = 0$ $\varphi = 0$, $u = 0$

при $t > 0$ и $x \geq 0$; $y \leq \pm d_0/2$; $z \leq \pm d_0/2$

$$\varphi = \varphi_0 \exp \left[-16,4r_0^2 \left(\frac{a_2 x}{l_{\text{стр}}} \right) \right] \exp \left[- \left(\frac{a_1 x}{l_{3.\text{п.}}} \right)^n \right] \quad (2.11)$$

$$u = u_0 \exp[-16,4r_0^2] \exp \left[- \left(\frac{a_1 x}{l_{3.\text{п.}}} \right)^n \right] \quad (2.12)$$

Формулы (2.11) и (2.12) получены путем обработки экспериментальных данных Г.Т. Альмусина [92] с учетом начального участка газовой струи в зоне продувки.

В формулах φ_0 – начальное распределение газа на выходе из фурмы с учетом пограничного слоя. Значение u_0 – скорости газа на выходе из сопла фурмы, задается через значение критерия Глинкова:

$$u_0 = \sqrt{\frac{Gn \cdot \rho_{\text{ж}} \cdot g \cdot h_{\text{ж}}}{\rho_{\text{г}}}}$$

Коэффициенты a_1 , a_2 и n определяются по данным Г.Т.Альмусина в зависимости от значения критерия Глинкова.

г. Граничные условия однозначности

$$\text{при } x = y = z = 0 \quad \begin{cases} u = u_0; v = w = 0 \\ \varphi = \varphi_0 \end{cases} \quad (2.13)$$

$$\text{при } y = z = 0 \quad \begin{cases} u = f_1(x, y, x) \\ \varphi = f_2(x, y, x) \\ v = w = 0 \end{cases} \quad (2.14)$$

$$\text{при } y = z = 0 \quad \begin{cases} u = v = w = \varphi = 0 \\ x = l_2 \end{cases} \quad (2.15)$$

$$\text{при } 0 \leq x \leq l_2 \quad \begin{cases} u = v = w = \varphi = 0 \\ x = \pm l_1 \end{cases} \quad (2.16)$$

$$\text{при } z = h_{\text{ж}} \quad w = \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0 \quad (2.17)$$

$$\text{при } z = h_{\text{п.з.}} \quad w = u = v = \varphi = 0. \quad (2.18)$$

Выражение (2.18) описывает состояние ванны на подине печи.

$$\text{при } Gn \geq 3; 0 \leq x \leq l_2; z = y = \frac{d_0}{2}$$

$$\begin{aligned} (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{г}}) \frac{\partial^2 l(t)}{\partial t^2} + k^2 (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{г}}) \frac{\partial l(t)}{\partial t} \\ + k[g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{г}}) + \sigma k^2 + (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{г}})b \cdot \cos \omega t]l(t) = 0 \end{aligned} \quad (2.19)$$

Выражение (2.19) описывает взаимодействие газового потока с окружающей жидкостью на поверхности каверны, образующейся при струйном режиме продувки перед выходным отверстием фурмы.

2.2 Методика реализации математической модели*

Система главных уравнений в совокупности с условиями однозначности представляет собой замкнутую математическую модель процесса свободной конвекции, возникающей в ванне прямоугольного сечения при вдувании в жидкость газа через горизонтальную фурму, установленную под уровнем жидкости.

Задача решается численно с использованием метода расщепления, в котором дифференциальные операторы в системе главных уравнений разбиваются

на два конечно-разностных оператора. В первом операторе на каждом шаге по времени учитываются только процессы конвекции и диффузии и вычисляются вспомогательные скорости без учета силы давления. Эти скорости используются при численном решении второго оператора. Далее с помощью итерационной процедуры определяется поле давления, а затем – поля окончательных значений скоростей.

Общая схема численного интегрирования состоит из нескольких последовательно выполняемых процедур:

- расчет поля концентраций газа,
- расчет эффективных значений плотности и вязкости бинарной смеси,
- расчет вспомогательных скоростей,
- расчет давления,
- расчет поля окончательных значений скоростей,
- расчет осредненных характеристик перемешивания.

Разработанная программа получила государственную аккредитацию. Свидетельство № 2016663532 от 12.12.2016 года.

* В разработке программы реализации математической модели принимали участие д.ф-м.н. Н.Ф. Вельтищев и д.т.н проф. С.А. Крупенников.

ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ В ВАННАХ ПЕЧЕЙ С БАРБОТАЖНЫМ СЛОЕМ ТИПА ПЕЧИ ВАНЮКОВА И РОМЕЛТ, ФОРМИРУЕМОЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ГРАВИТАЦИОННЫХ СИЛ

3.1 Содержание исследования

Исследование структуры барботажного слоя, полей скоростей в нем, определение средних значений скорости ванны, локальных и средних значений удельной мощности перемешивания ванны под влиянием свободной конвекции проводились для различных режимов продувки и для двух значений высоты слоя жидкости над осью боковой фурмы. Расчеты выполнялись для системы «вода-воздух». Это было связано с тем, что имеющиеся результаты лабораторных исследований гидродинамики и массообмена на физических моделях, подтвержденные в ходе опытно-промышленных испытаний на печах Усть-Каменогорского свинцово-цинкового комбината, которые проводились с использованием в качестве рабочих сред воды и воздуха, использовались в данной работе для проверки адекватности созданной модели. В дальнейшем все расчеты были повторены для системы воздух – металлический расплав при температуре 1450 °С.

В ходе численных экспериментов реализовывались два режима продувки:

- пузырьковый $0,18 \leq Gn \leq 1$;
- струйный $3 \leq Gn \leq 13,3$.

Каждый режим реализовывали для двух значений высоты слоя: $H=11$ и $H=19$.

3.2 Проверка адекватности модели

Проверку адекватности математической модели выполняли путем сравнения расчетных значений эффективной плотности слоя в фурменной плоско-

сти и на выходе из него, а также распределения газа по объему слоя с соответствующими экспериментальными данными Г.Т. Альмусина [93].

Результаты представлены на рисунках 3.1÷3.3 и свидетельствуют о хорошем согласовании результатов расчетов с экспериментальными данными.

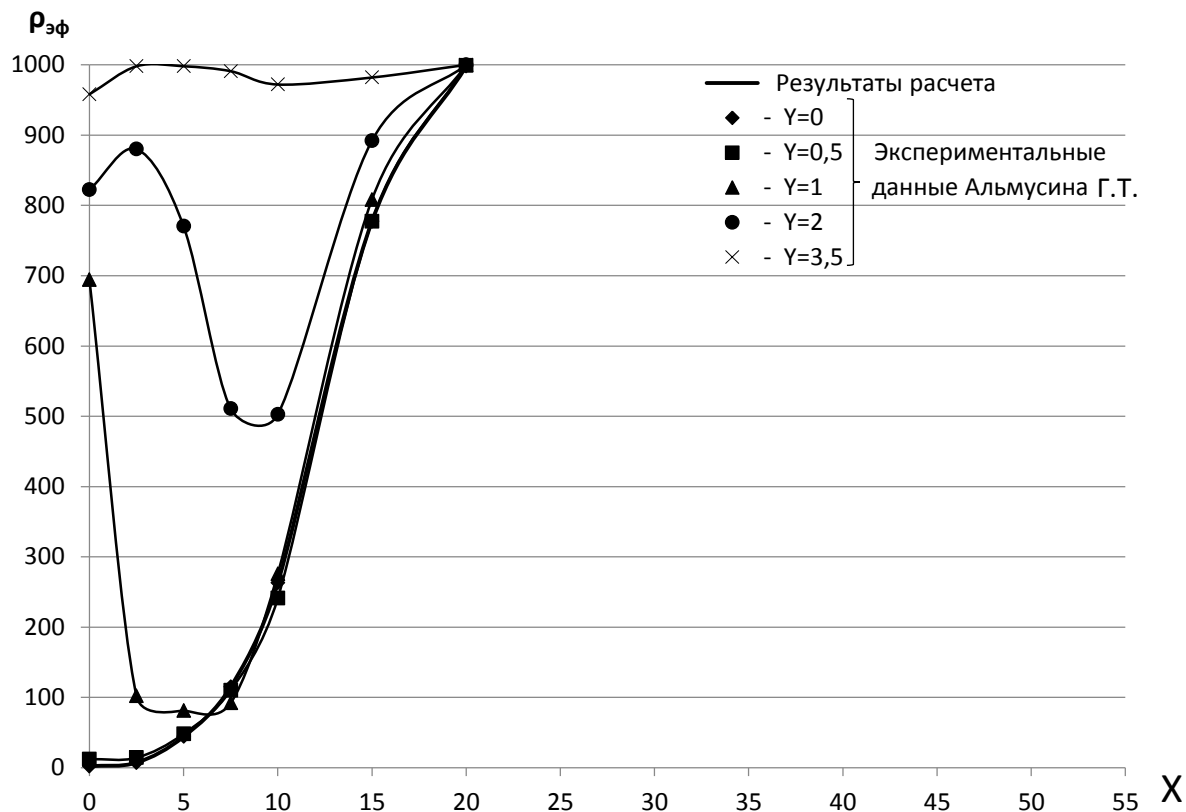


Рисунок 3.1 – Изменение локальных значений эффективной плотности барботажного слоя в фурменной плоскости при его продувке в струйном режиме, кг/м³.

$$Gn=13,3, H_0=19, Z=0$$

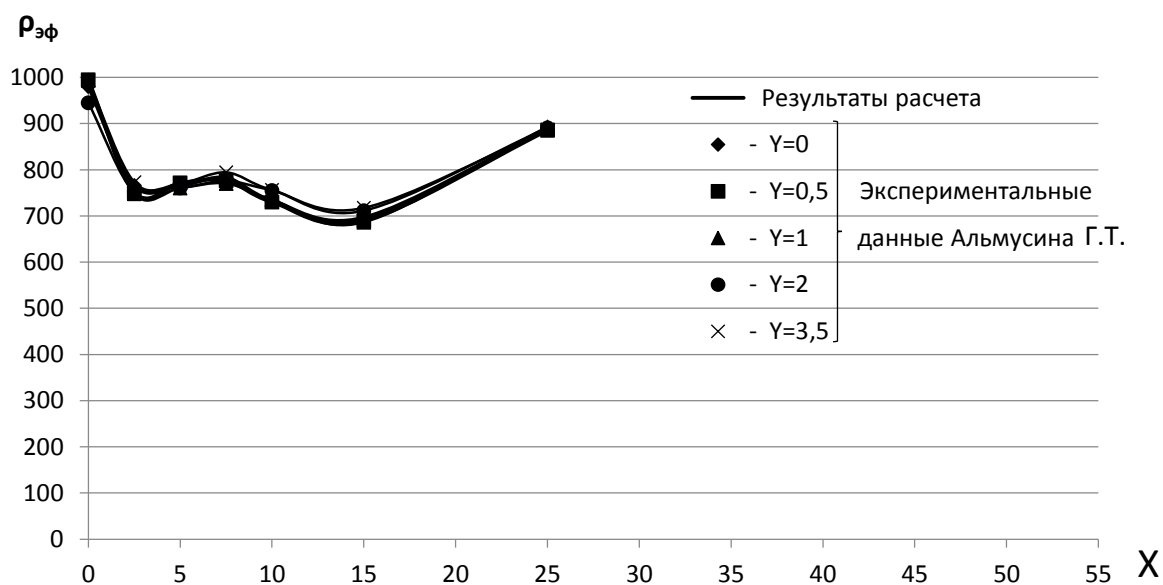


Рисунок 3.2 – Изменение локальных значений эффективной плотности барботажного слоя на поверхности ванны при его продувке в струйном режиме, кг/м³.

$Gn=13,3$, $H_0=19$, $Z=19$

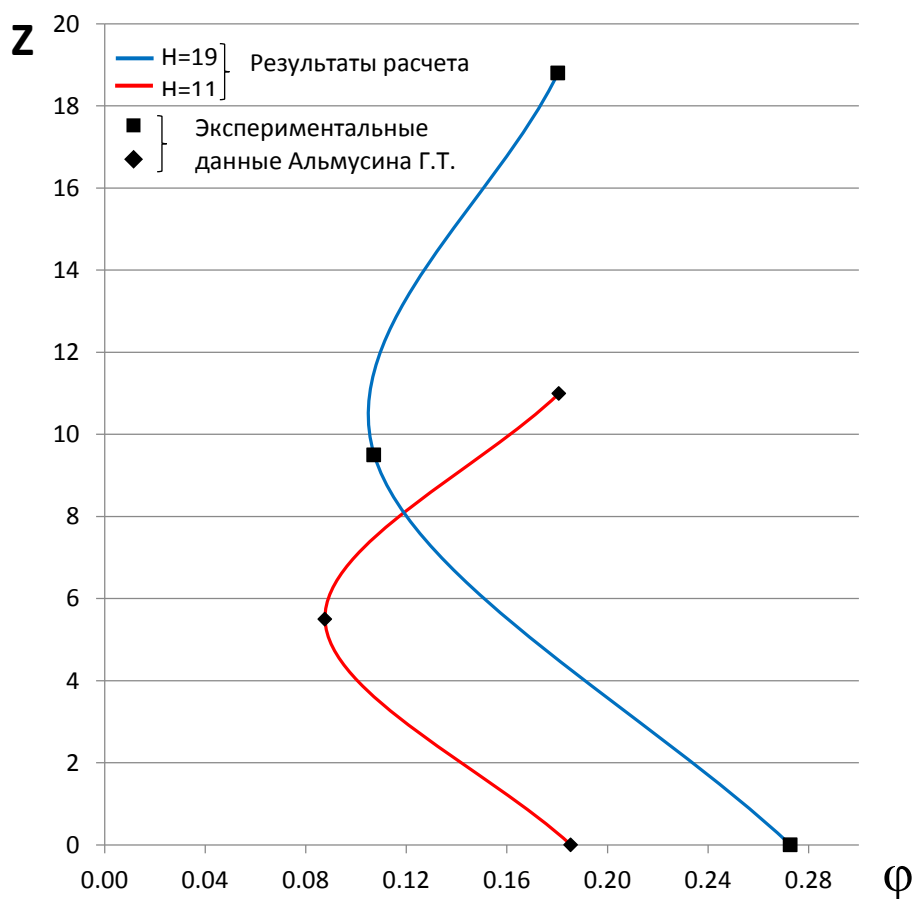


Рисунок 3.3 – Изменение осредненного в плоскости газосодержания по высоте барботажного слоя (доли единицы), $Gn=13,3$, $H_0=11$ и $H_0=19$

Анализ графиков рисунков 3.1 и 3.2 позволяет сделать некоторые выводы о структуре барботажного слоя в фурменной зоне и на выходе из ванны. Газовая полость в фурменной зоне весьма локализована. Газ полностью отсутствует на расстоянии трех калибров от продольной оси фурмы ($Y=3,5$). Активный подсос окружающей жидкости в газожидкостный поток происходит в пределах двухфазного пограничного слоя на расстоянии $1\div 2$ калибра от продольной оси фурмы. Газожидкостный поток в выходном сечении слоя практически не расширяется по сравнению с фурменной зоной. Газовая фаза распределяется по сечению потока достаточно равномерно. Восходящий поток не прижат к фурменной стенке. Судя по графикам, он отстоит от фурменной стенки на $2\div 3$ калибра, что существенно облегчает службу гарнисажной футеровки.

На рисунке 3.3 представлены графики изменения среднего газосодержания по высоте. Среднее по сечению газосодержание по высоте слоя сначала уменьшается, а, начиная с половины высоты слоя, начинает снова возрастать. Видимо здесь сказывается возникновение в верхней части слоя контура циркуляции. В результате часть воздуха с контуром остается в слое. Расчетные данные хорошо согласуются с экспериментальными. Таким образом, созданная модель адекватно описывает распределение в объеме барботажного слоя эффективной плотности и истинного газосодержания. Так как эти две величины определяют силы, вызывающие свободную конвекцию в слое, считаем доказанной адекватность созданной математической модели изучаемому с ее помощью физическому процессу свободной конвекции.

3.3 Кинематика барботажного слоя

Результаты численного исследования структуры и кинематики свободно-конвективного движения в барботажном слое представлены графически на рисунках 3.4÷3.5. Области в объеме ванны, где имеется газовая фаза, выделяются более светлым тоном. Линиями обозначены изотакси, контуры течения с постоянной скоростью, значение которой обозначено соответствующими цифрами от

0,1 м/с и более. Области с более низкими скоростями движения ограничены нулевыми изотаксами.

3.3.1 Пузырьковый режим продувки

На рисунках 3.4 и 3.5 представлены схемы свободной конвекции ванны в плоскости XOZ в вертикальном и продольном направлениях при пузырьковом режиме продувки: $Gn=0,18$, высота слоя $H_0=11$.

Выбранный режим интересен тем, что в подобном режиме работают все горизонтальные конвертеры цветной металлургии и аппараты внепечной обработки металла в черной металлургии. Правда, в последнем случае относительная глубина ванны существенно больше, а газ подается в расплав, как правило, через днище, однако режим продувки такой же.

На рисунке 3.4 видно, что в вертикальной плоскости формируется контур циркуляции. Восходящая ветвь контура примыкает к фурменной стенке, нисходящая – к противоположной ей стенке. Восходящая ветвь характеризуется относительно большими размерами и высокими скоростями движения. Максимальные значения вертикальной составляющей локальной скорости достигают значений 10-12 м/с. Нисходящая ветвь – слаборазвита. Контур циркуляции располагается во всем объеме зоны квазистационарного барботажного слоя и захватывает часть переходной зоны. Внутри контура циркуляции за исключением небольших вихревых зон у поверхности ванны восходящее движение отсутствует. В восходящей ветви движение происходит с переменной скоростью. Начиная от фурменной зоны до конца переходной скорость возрастает. В пределах квазистационарного слоя скорость восходящего движения падает и у поверхности обращается в нуль.

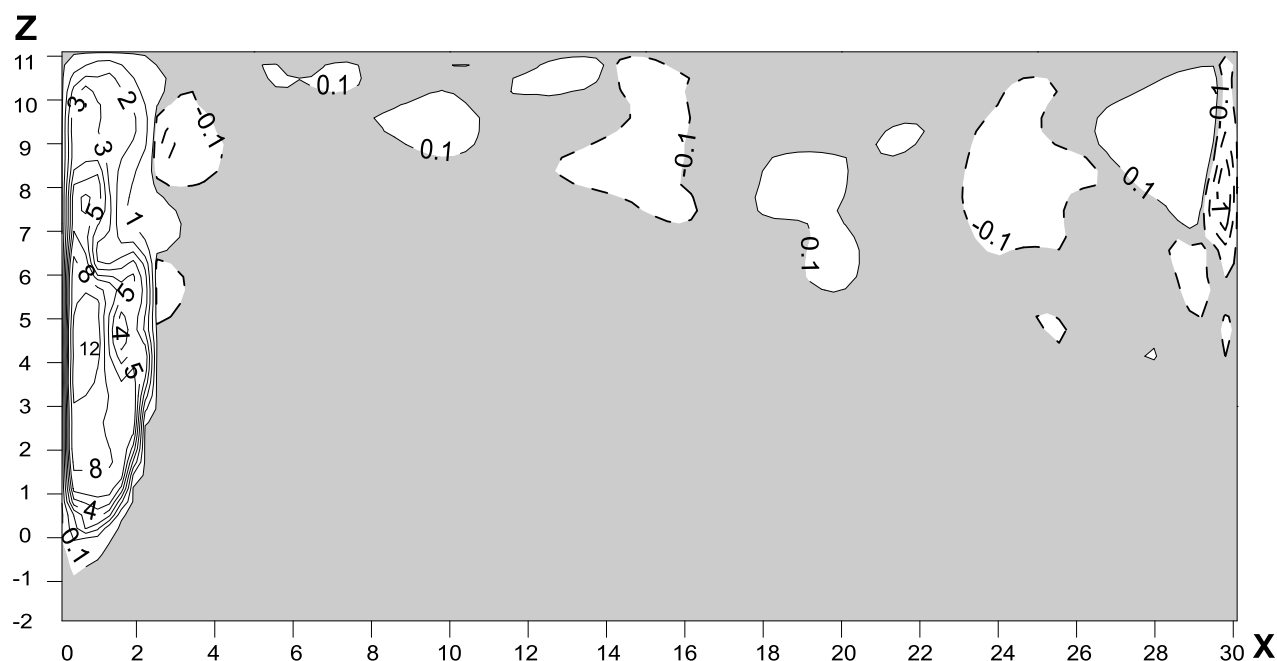


Рисунок 3.4 – Схема свободной конвекции ванны в плоскости $X0Z$ в вертикальном направлении при пузырьковом режиме продувки. $Gn=0,18$, $H_0=11$, $Y=0$

У поверхности ванны формируется горизонтальная ветвь контура циркуляции, движение в которой направлено в положительном направлении оси OX (рис. 3.5). На границе переходной зоны формируется нижняя горизонтальная ветвь, движение в которой направлено в отрицательном направлении оси OX , т.е. к фурменной стенке. Продольная составляющая скорости потока в этой ветви по абсолютному значению примерно на порядок меньше, чем в верхней ветви. Внутри объема контура циркуляции жидкость движется вдоль оси OX в отрицательном направлении с постоянной скоростью.

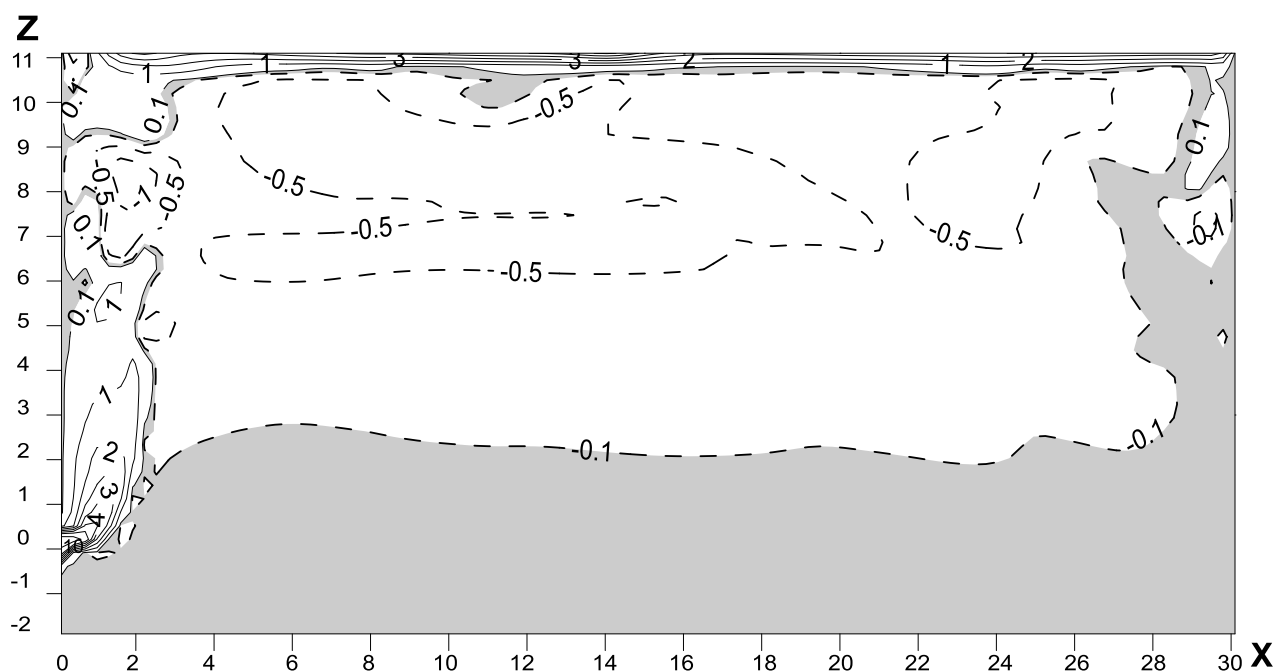


Рисунок 3.5 – Схема свободной конвекции ванны в плоскости XOZ в продольном направлении при пузырьковом режиме продувки. $Gn=0,18$, $H_0=11$, $Y=0$

Кинематику восходящей ветви контура циркуляции можно объяснить следующим образом. На отрезке, занимаемом фурменной и переходной зонами, имеет место наибольший градиент плотности. В связи с этим растет скорость свободной конвекции.

На участке квазистационарного слоя его плотность слабо изменяется в объеме, вследствие чего мала движущая сила свободной конвекции. Кроме того, на этом участке в восходящий поток контура циркуляции поступает большое количество слабоподвижной тяжелой среды в результате горизонтального продольного движения ванны. Это способствует падению скорости и увеличению размеров восходящего потока в зоне квазистационарного слоя. Возникновение продольного движения внутри контура циркуляции, его направление и постоянство скорости практически по всему объему объясняется постоянной величиной разности плотностей у фурменной и противоположной ей стенок. Эта величина, отнесенная к единице длины вдоль оси OX определяет интенсивность свободной конвекции в продольном направлении.

На рисунке 3.6 представлена схема свободной конвекции ванны в поперечном направлении (вдоль оси OY) в плоскостях XOY на различной высоте слоя, начиная от фурменной зоны.

Как следует из рисунка 3.6а в фурменной зоне свободная конвекция в поперечном направлении практически отсутствует. Небольшое движение в этом направлении имеет место непосредственно в зоне продувки. В середине слоя (рис. 3.6б) появляются более обширные зоны поперечного движения особенно у стенки, противоположной фурменной. Интенсифицируется поперечное движение у фурменной стенки вокруг точки, расположенной над выходным отверстием фурмы. Наконец, вблизи от поверхности слоя, при $Z=10$ (рис. 3.6в), поперечное движение имеет место практически по всей площади ванны. Скорость этого движения не велика, за исключением зоны над выходным отверстием фурмы. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что, если во всех остальных зонах на всех уровнях поперечное движение направлено к продольной оси OX , то у поверхности ванны – в обратном направлении. Очевидно, характер свободноконвективного движения в поперечном направлении определяется изменением плотности в этом направлении в рассматриваемых плоскостях. В фурменной зоне за пределами зоны продувки практически отсутствует изменение плотности, т.к. туда не попадает газ. В связи с этим в ней не возникает поперечной свободной конвекции. В переходном и квазистационарном слоях газ насыщает слой и возникают градиенты плотности. У стенки, противоположной фурменной, такие градиенты создают опускающую ветвь контура циркуляции, а у фурменной стенки – восходящую. Эта ветвь увеличивается в размерах и изменяет свою структуру по высоте.

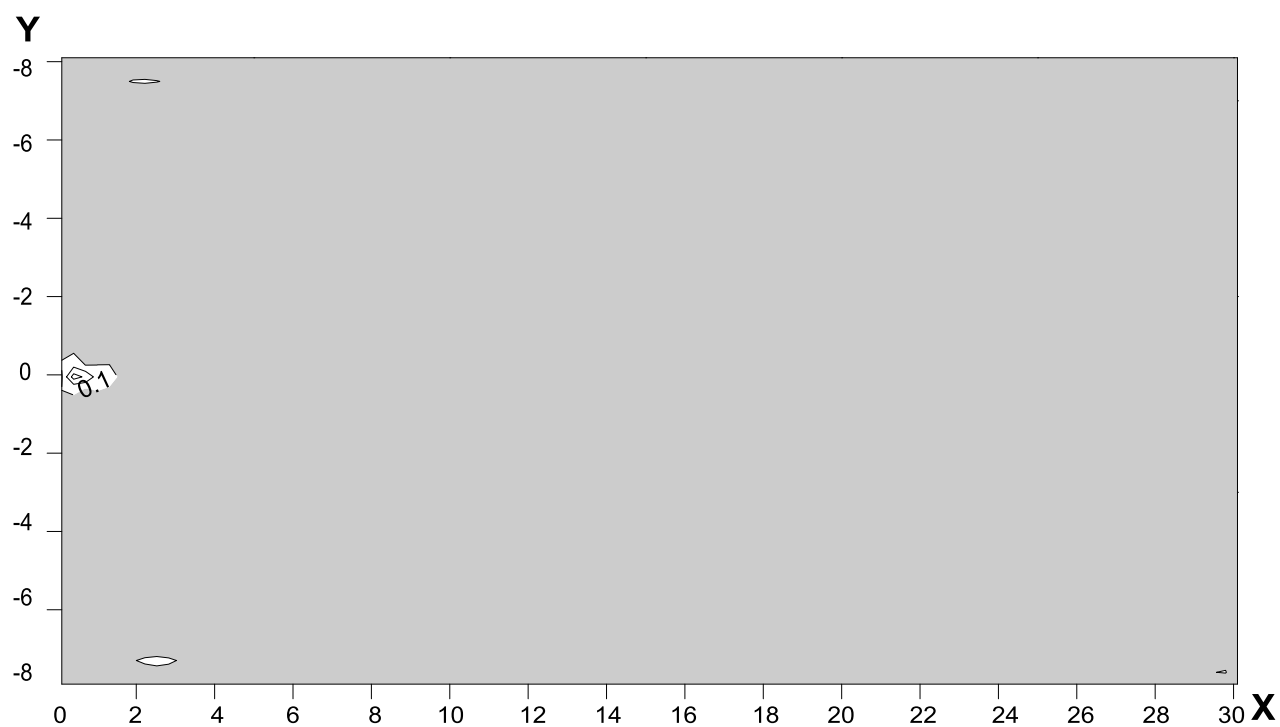


Рисунок 3.6а – Схема свободной конвекции ванны барботажного слоя в горизонтальной плоскости XOY вдоль оси OY при пузырьковом режиме продувки.

$$Gn=0,18, H_0=11, Z=0$$

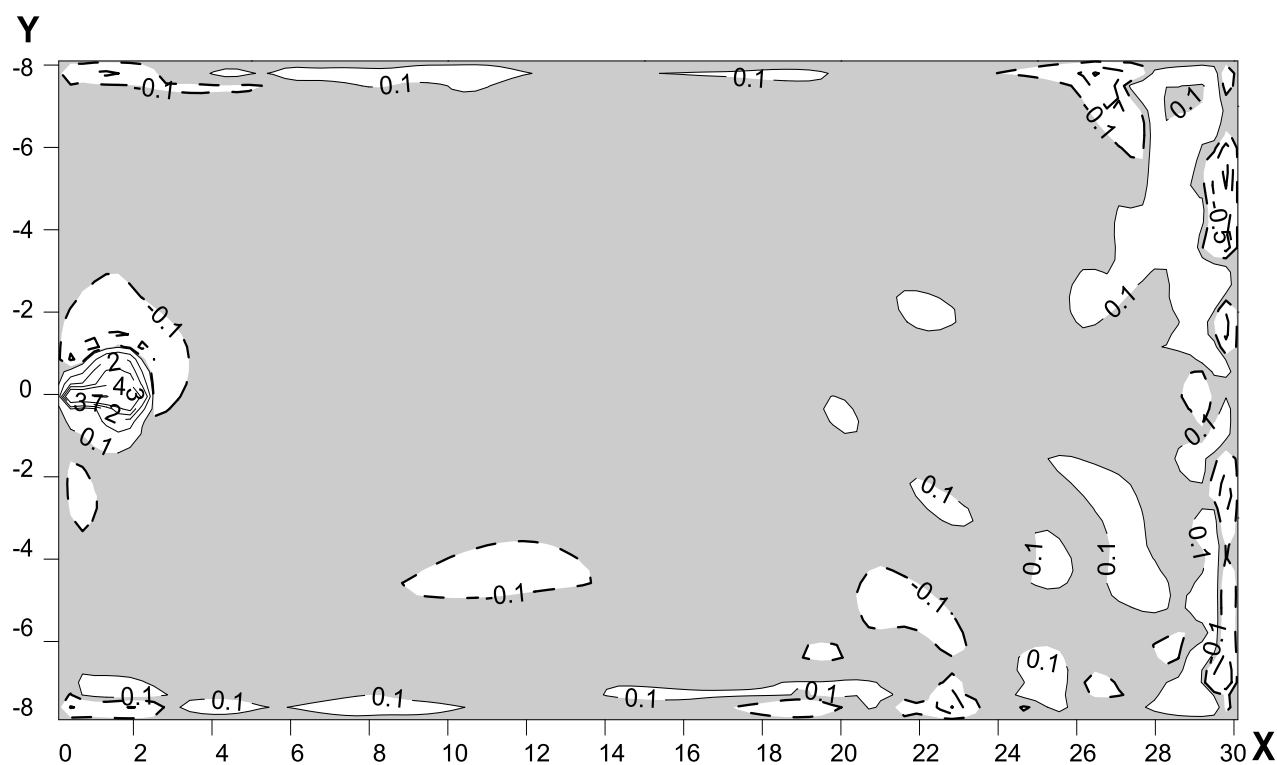


Рисунок 3.6б – Схема свободной конвекции ванны барботажного слоя в горизонтальной плоскости XOY вдоль оси OY при пузырьковом режиме продувки.

$$Gn=0,18, H_0=11, Z=5,5$$

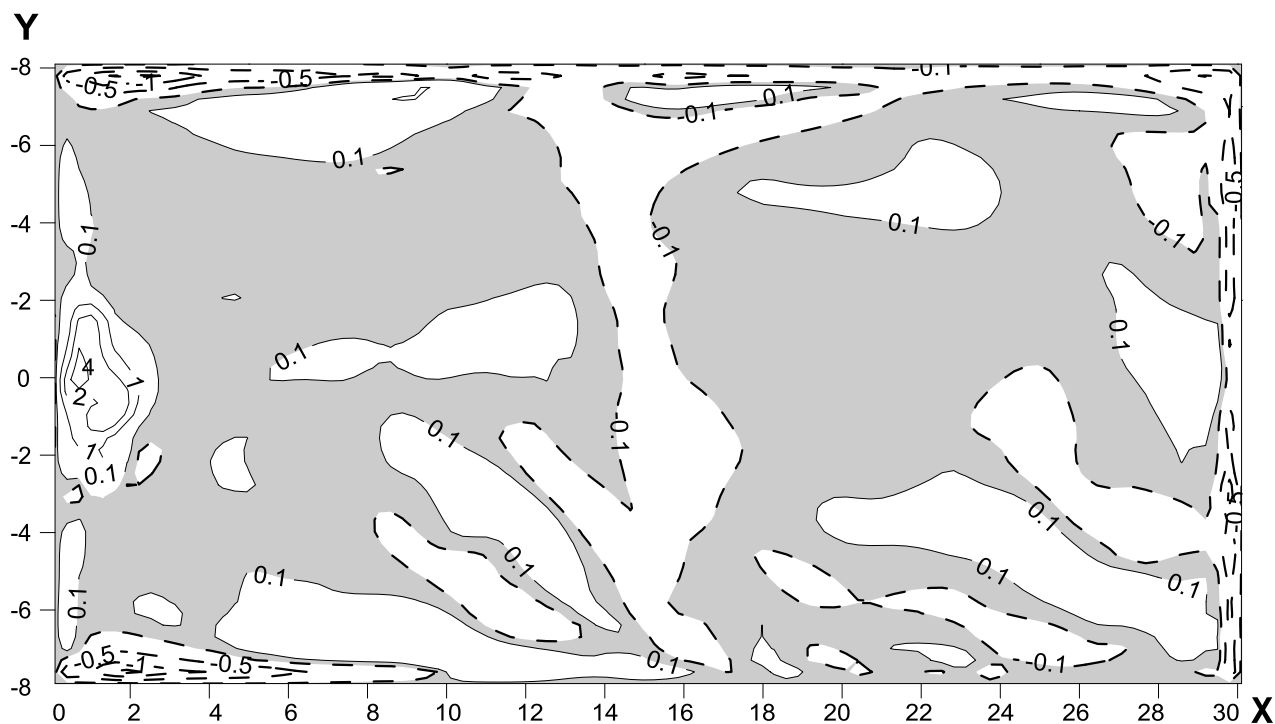


Рисунок 3.6в – Схема свободной конвекции ванны барботажного слоя в горизонтальной плоскости XOY вдоль оси OY на выходе из слоя при пузырьковом режиме продувки. $Gn=0,18$, $H_0=11$, $Z=11$

На рисунках 3.7 и 3.8 представлены схемы вертикального и продольного движения ванны при ее продувке в пузырьковом режиме при значении $Gn=0,61$. Сравнение представленных данных с рисунками 3.4 и 3.5 показывает, что принципиальный характер движения ванны не изменяется. Несмотря на то, что скорость истечения воздуха возросла в 1,84 раза, абсолютные значения скоростей движения ванны не изменились, а в восходящей ветви, в зоне разгона, даже несколько уменьшились. Увеличились размеры восходящей ветви контура циркуляции, что связано с увеличением объема вдуваемого воздуха. Таким образом, механическая энергия газового потока, которая возросла в рассматриваемом случае по сравнению с первым режимом ($Gn=0,18$) в 3 раза, не оказывает заметного влияния на кинематику ванны. Вместе с тем, согласно [96], увеличение скорости истечения газа в пределах пузырькового режима приводит к увеличению брызгоуноса из слоя. Таким образом, не целесообразно в пределах пузырькового режима увеличивать скорость истечения газа из фурмы.

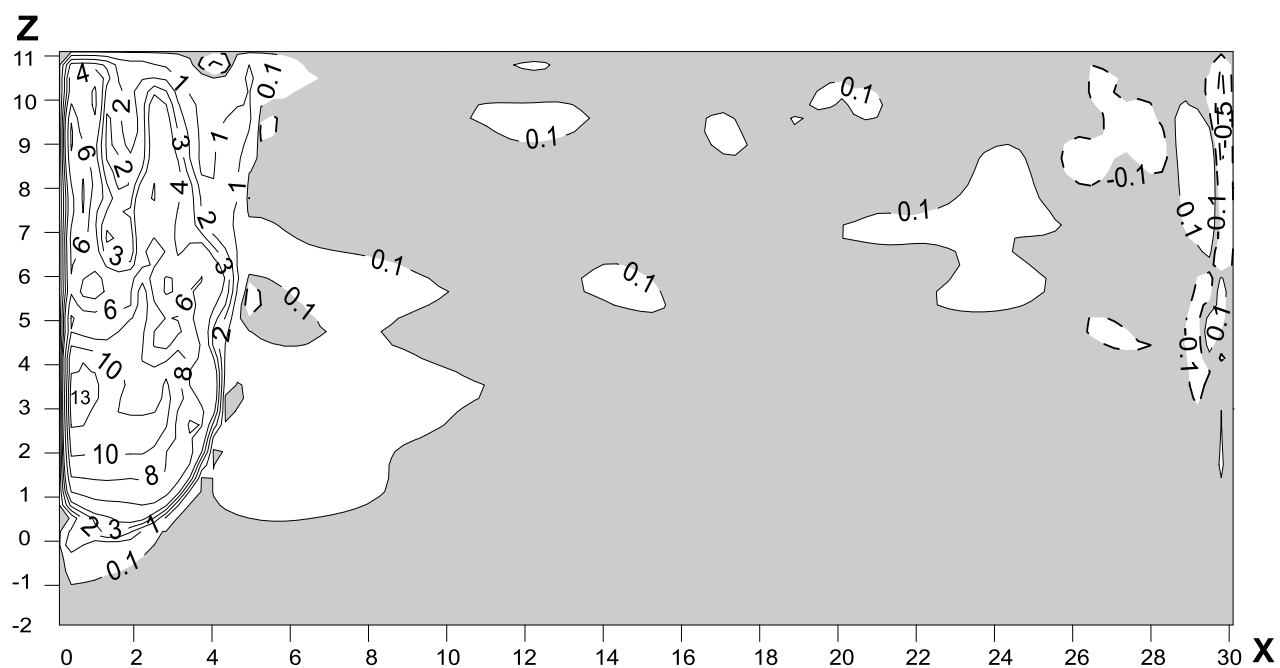


Рисунок 3.7 – Схема свободной конвекции ванны барботажного слоя в плоскости XOZ в вертикальном направлении при пузырьковом режиме продувки.

$$Gn=0,61, H_0=11, Y=0$$

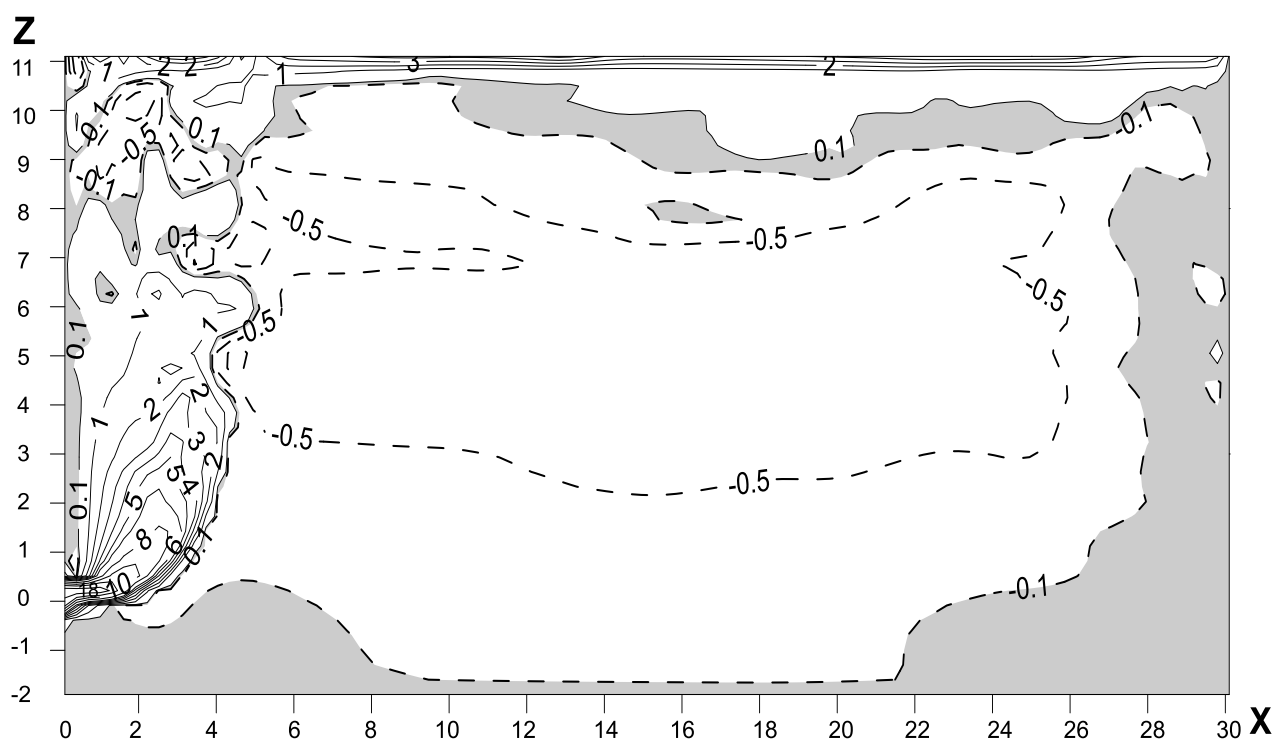


Рисунок 3.8 – Схема свободной конвекции ванны барботажного слоя в плоскости XOZ в продольном направлении при пузырьковом режиме продувки.

$$Gn=0,61, H_0=11, Y=0$$

На рисунках 3.9 и 3.10 представлена схема свободной конвекции в вертикальном и продольном направлениях при увеличении относительной высоты слоя и сохранении пузырькового режима истечения. Сопоставляя данные рисунков 3.4 и 3.9 можно отметить следующее. По указанным выше причинам расширилась восходящая ветвь контура циркуляции в вертикальной плоскости. При этом уменьшилось среднее значение скорости восходящего движения. Увеличилась по высоте область движения ванны от противоположной стенки к фурменной. Ее нижняя граница достигает фурменной зоны. Несколько изменилась гидродинамика возле фурменной стенки. Здесь понизилась интенсивность как продольного, так и восходящего движений. В целом же характер движения ванны не изменился.

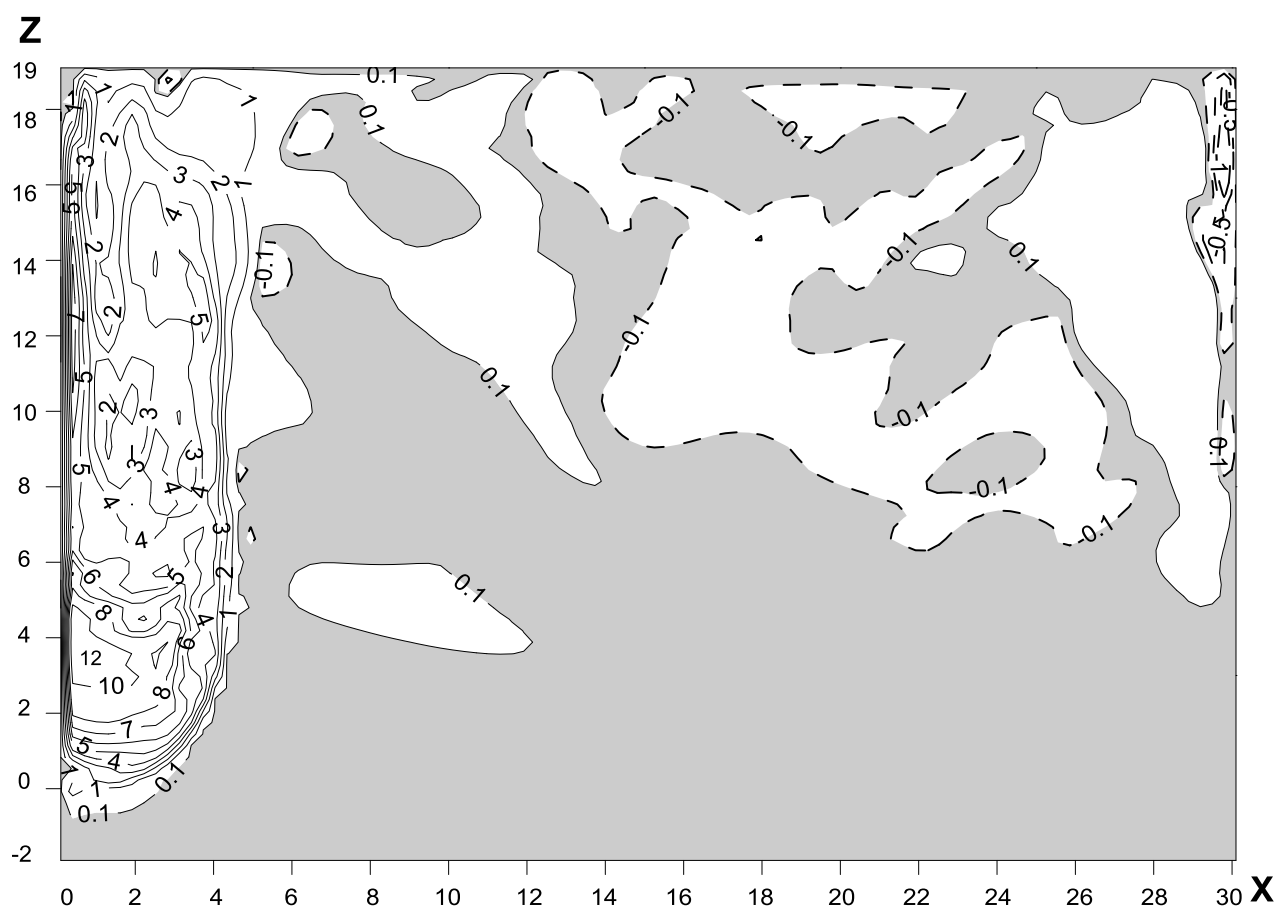


Рисунок 3.9 – Схема свободной конвекции ванны барботажного слоя в плоскости XOZ в вертикальном направлении при пузырьковом режиме продувки

$$Gn=0,18, H_0=19, Y=0$$

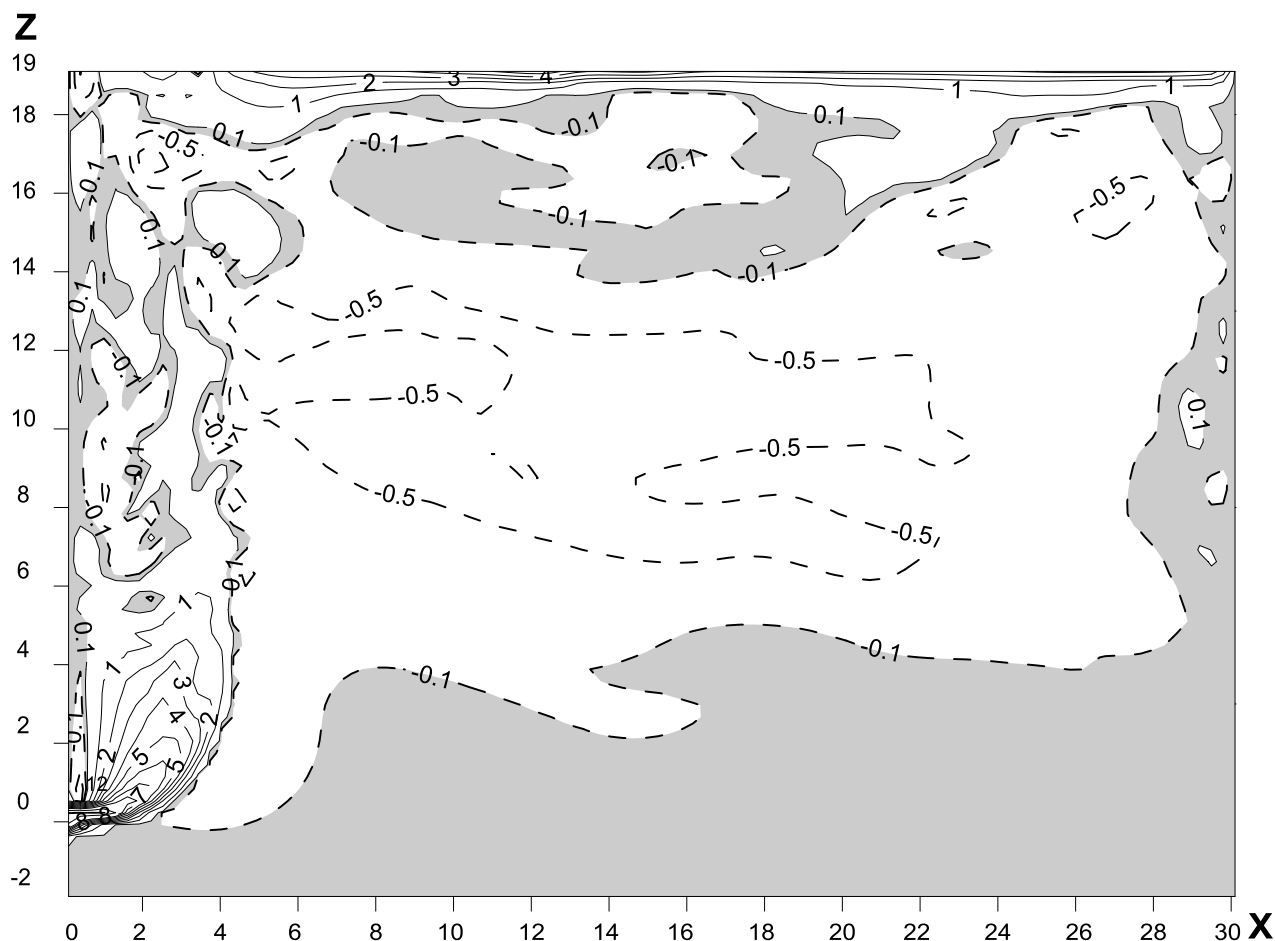


Рисунок 3.10 – Схема свободной конвекции ванны барботажного слоя в плоскости XOZ в продольном направлении при пузырьковом режиме продувки.

$$Gn=0,18, H_0=19, Y=0$$

В пределах пузырькового режима продувки характер распределения газа в ванне не меняется при изменении его расхода и высоты слоя. В связи с этим не может измениться и характер свободной конвекции.

Во всех исследованных режимах локальные значения скоростей циркуляции ванны в изучавшихся точках плоскости XOZ , как в продольном так и в вертикальном направлениях оказались по порядку величин больше или на уровне максимальных значений, прогнозируемых для случая динамического перемешивания ванны газом.

3.3.2 Струйный режим продувки

На рисунках 3.11 и 3.12 представлена схема свободной конвекции в ванне при струйном режиме продувки с минимально возможным для этого режима значением критерия Глинкова. Сопоставляя данные рисунков 3.4 и 3.11 можно отметить следующее. Изменилась структура контура циркуляции. Его размеры значительно увеличились. В циркуляцию вовлечена определенная часть подфурменной зоны. Возле выходного отверстия фурмы появилась устойчивая газовая полость конечных размеров. Изменилась кинематика фурменной зоны. Вертикальная составляющая скорости ванны уменьшилась по сравнению с пузырьковым режимом, а продольная – возросла почти на порядок. При этом зона с интенсивным продольным движением сместилась от фурменной стенки вглубь слоя. Внутри контура, в его верхней части, появилась область с опускающим движением. Скорость продольного движения и ее направление внутри контура циркуляции остались неизменными, что еще раз подтверждает, что кинематика свободной конвекции не зависит от гидродинамики газового потока.

На рисунке 3.13 представлена схема свободной конвекции в поперечном направлении на трех уровнях ванны. В фурменной зоне, как и при пузырьковом режиме истечения, поперечное движение имеет место только в зоне продувки. Увеличились размеры этой области, и на порядок возросла скорость поперечного движения в ней. Очевидно, это является результатом изменения структуры и размеров зоны продувки. На двух других уровнях поперечное движение осуществляется по всему сечению ванны. При этом в большей части сечений оно имеет невысокую постоянную скорость. Только в областях, расположенных над зоной продувки, имеет место поперечное движение с высокими скоростями. Размеры этих зон и скорость поперечного движения в них увеличиваются от фурменной зоны к поверхности барботажного слоя вслед за увеличением размеров восходящего газожидкостного потока.

На рисунках 3.14 и 3.15 представлена схема свободной конвекции при интенсификации струйного режима продувки. Как видно на рисунках, исчез

контур циркуляции, а направление продольного движения ванны изменилось на противоположное. При этом область движения с высокой скоростью переместилась от фурменной стенки и локализована в фурменной зоне. У фурменной стенки образовалась слабо подвижная зона. Весь объем ванны участвует в восходящем движении. В объеме ванны практически отсутствуют зоны с высокой скоростью движения. В восходящее движение вовлечена жидкость, находящаяся за пределами барботажного слоя, в подфурменной зоне.

В продольном направлении, вдоль оси ОХ, характер движения также изменился (рис. 3.14). В зоне квазистационарного слоя исчезла область движения к фурменной стенке с постоянной скоростью. В этой зоне вся ванна за исключением самой верхней части движется в положительном направлении оси ОХ со скоростью большей, чем при $Gn=3$.

В фурменной и переходной зонах по ширине всего слоя располагается область с повышенными скоростями продольного движения. Она не затрагивает пространство, расположенное у фурменной стенки. В продольное движение вовлечена жидкость в подфурменной зоне. Движение в этой зоне направлено к фурменной стенке. К фурменной стенке направлено также движение ванны на поверхности слоя. Размеры этого потока малы, а скорость выше, чем была в предыдущем эксперименте.

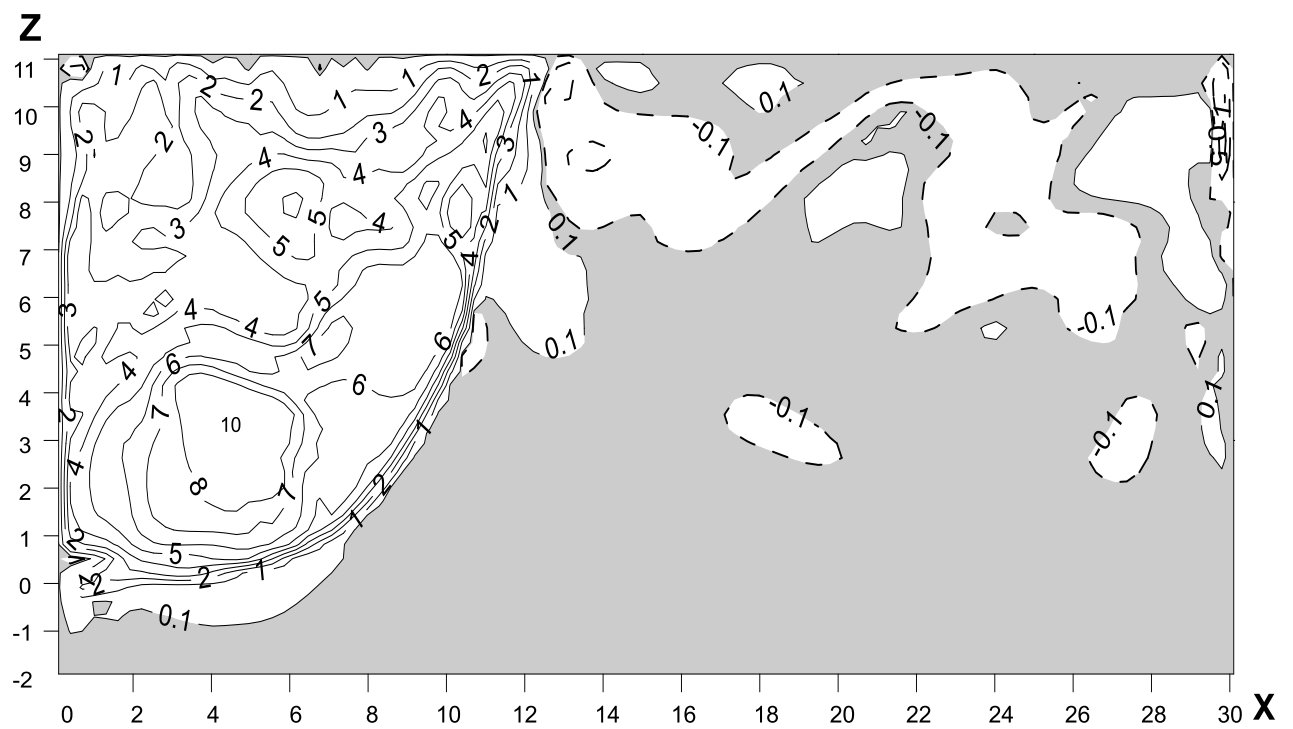


Рисунок 3.11 – Схема свободной конвекции ванны барботажного слоя в плоскости $X0Z$ в вертикальном направлении при струйном режиме продувки.

$$Gn=3, H_0=11, Y=0$$

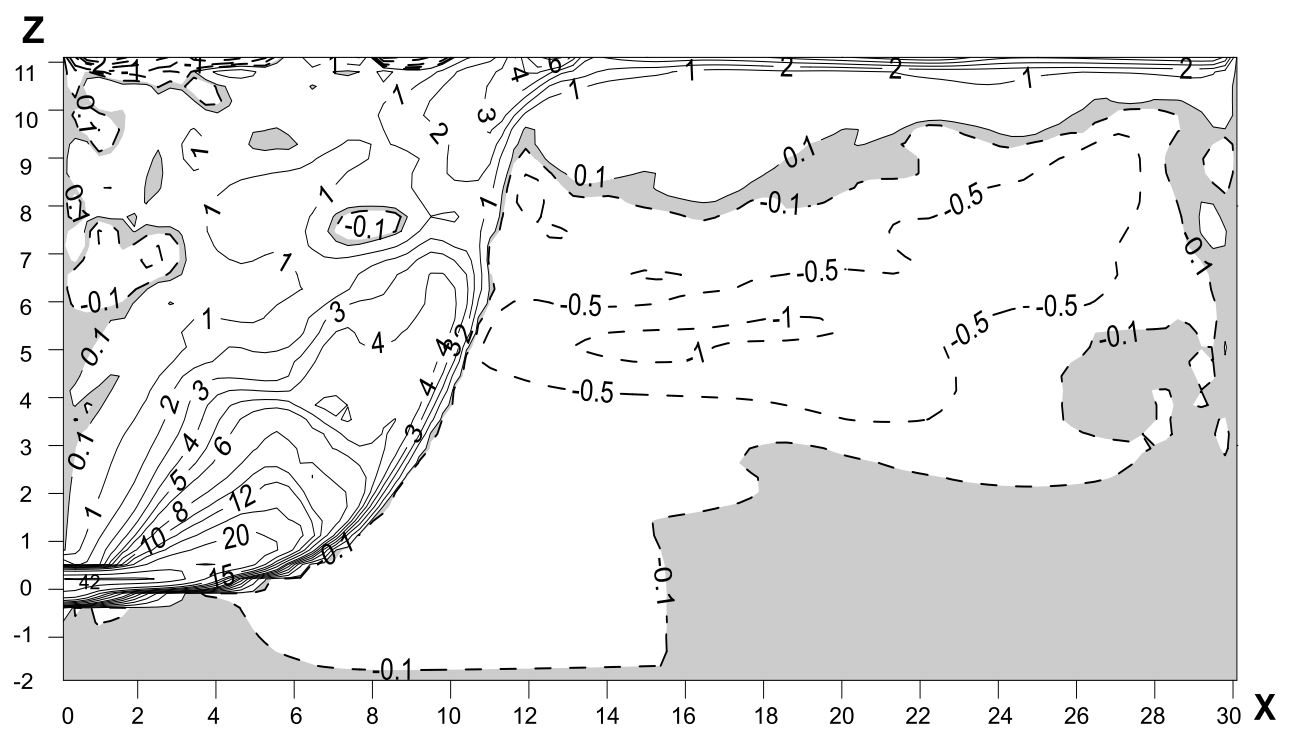


Рисунок 3.12 – Схема свободной конвекции ванны барботажного слоя в плоскости $X0Z$ в продольном направлении при струйном режиме продувки.

$$Gn=3, H_0=11, Y=0$$

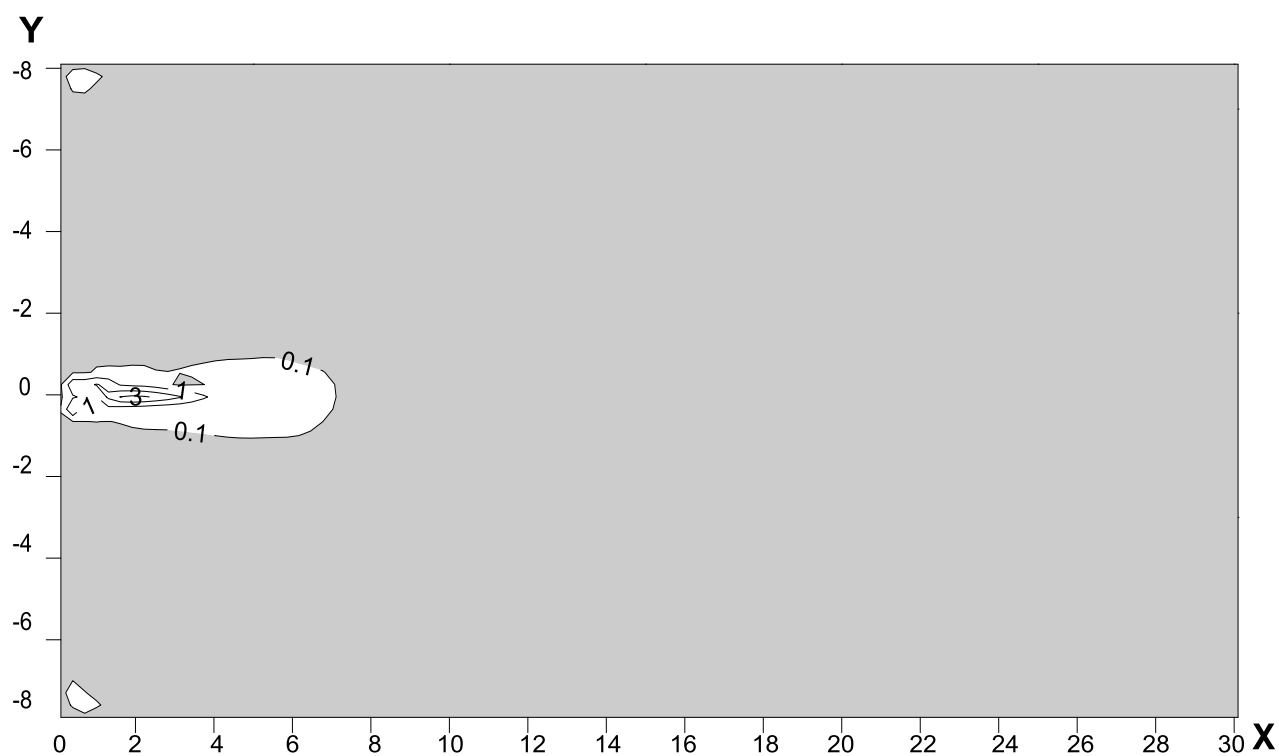


Рисунок 3.13а – Схема свободной конвекции ванны барботажного слоя в горизонтальной плоскости XOY вдоль оси OY при струйном режиме продувки.

$$Gn=3, H_0=11, Z=0$$

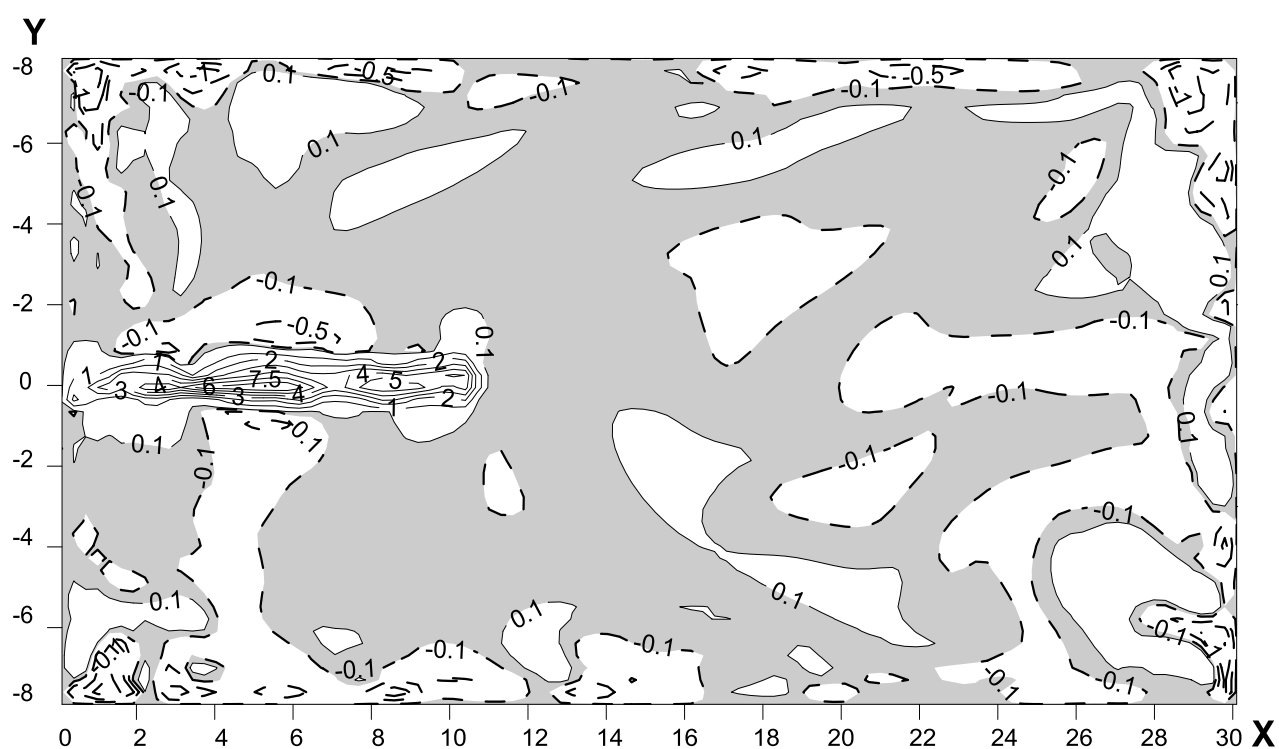


Рисунок 3.13б – Схема свободной конвекции ванны барботажного слоя в горизонтальной плоскости XOY вдоль оси OY при струйном режиме продувки.

$$Gn=3, H_0=11, Z=5,5$$

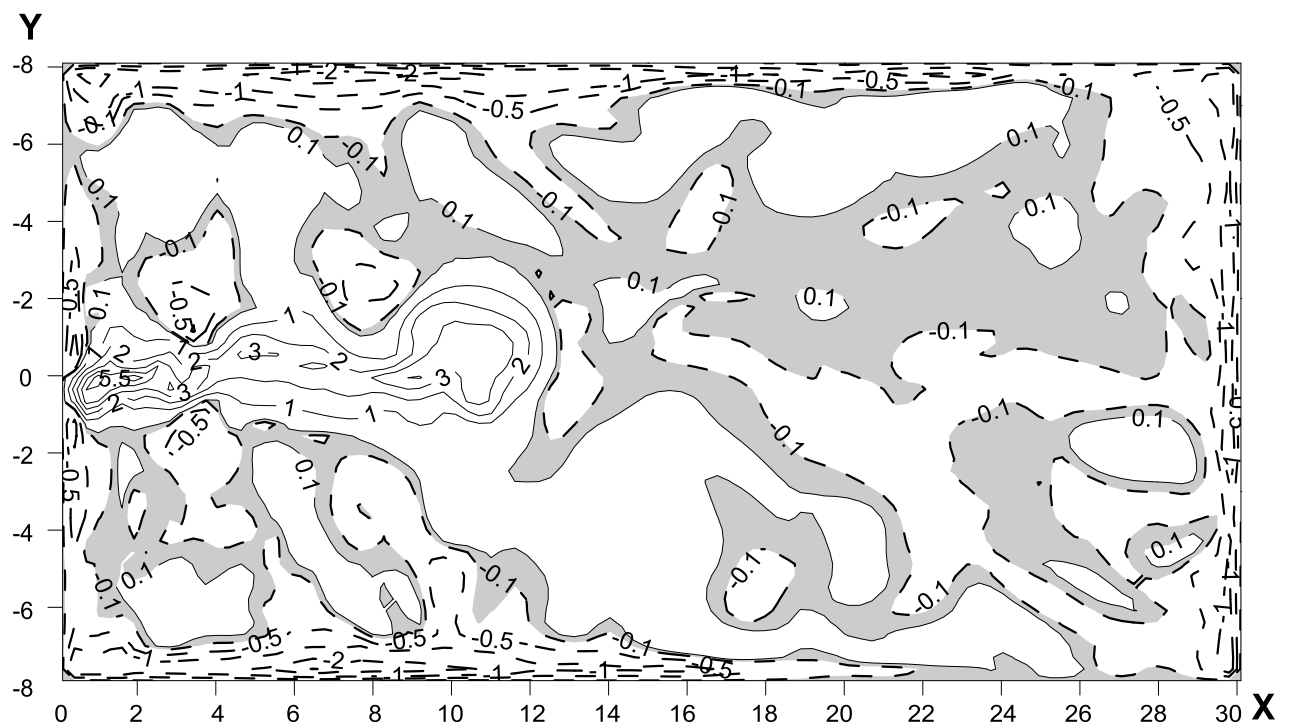


Рисунок 3.13в – Схема свободной конвекции ванны барботажного слоя в горизонтальной плоскости XOY вдоль оси OY на выходе из слоя при струйном режиме продувки. $Gn=3$, $H_0=11$, $Z=11$

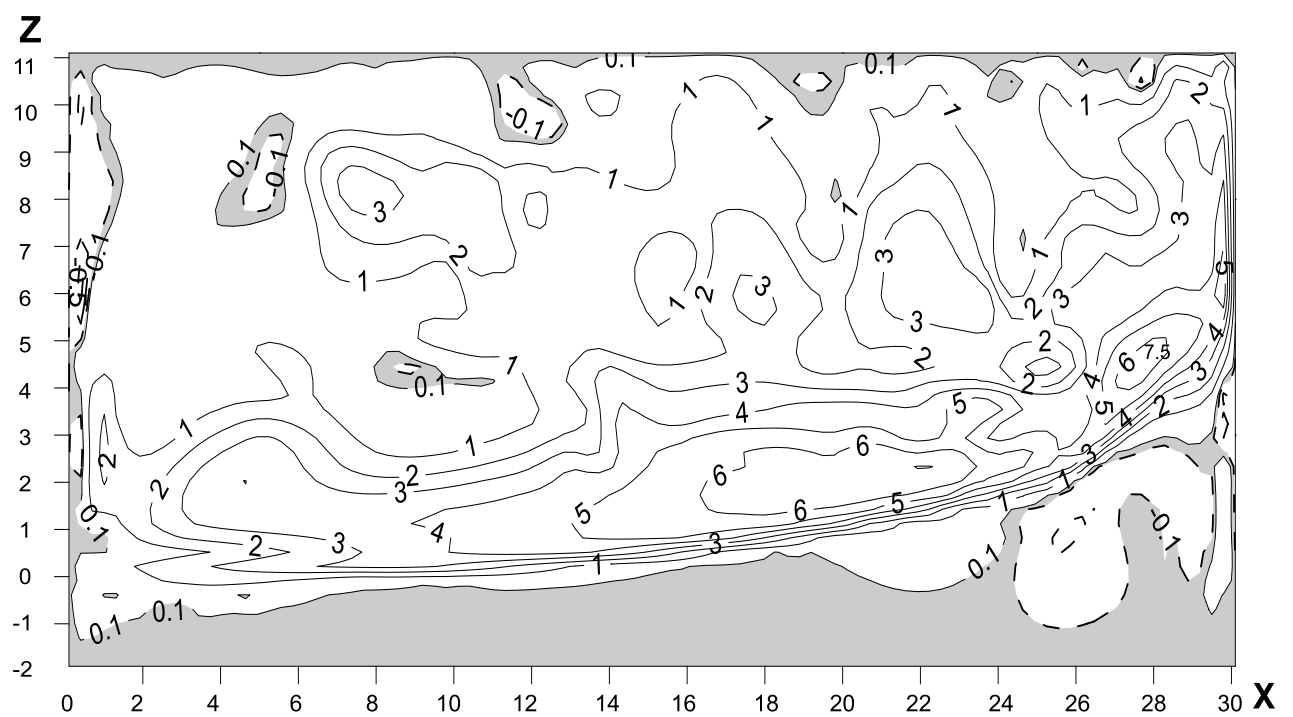


Рисунок 3.14 – Схема свободной конвекции ванны барботажного слоя в плоскости XOZ в вертикальном направлении при струйном режиме продувки.

$$Gn=13,3, H_0=11, Y=0$$

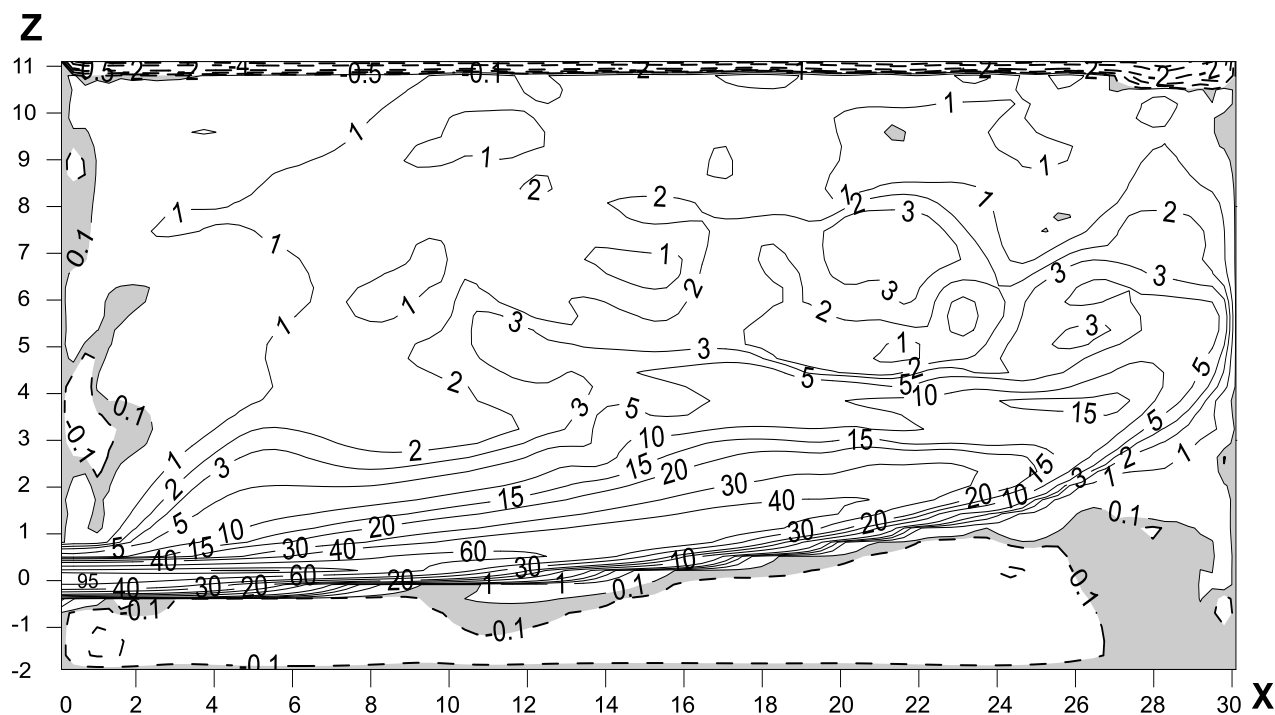


Рисунок 3.15 – Схема свободной конвекции ванны барботажного слоя в плоскости XOZ в продольном направлении при струйном режиме продувки.

$$Gn=13,3, H_0=11, Y=0$$

В фурменной зоне изменился характер поперечного движения. Оно имеет место во всей фурменной плоскости. Везде направлено к продольной оси (OX) и имеет незначительную скорость (от $-0,1$ м/с до $-0,5$ м/с) за исключением зоны продувки, где возрастает до 2 м/с. Характер поперечного движения на двух других уровнях не изменился.

Увеличение высоты слоя, как и в предыдущих экспериментах, не сказалось заметно на кинематике изучаемого движения за исключением продольной составляющей скорости. В фурменной и переходной зонах скорость этого движения заметно возросла, а на выходе из слоя расширилась область возвратного движения, одновременно снизилась его скорость.

Таким образом, при работе в струйном режиме продувки появляется принципиальная возможность вовлечь в циркуляцию весь объем ванны. При этом наиболее слабое движение наблюдается у фурменной стенки, а наиболее интенсивное, продольное, – в фурменной плоскости, в глубине слоя.

В целом же по ванне локальное значение скорости снижается и кипение становится не очаговым, как при пузырьковом режиме, с интенсивным брызгоуносом, а более равномерным.

3.3.3 Интегральная оценка кинематики свободноконвективного движения ванны

В качестве интегральных кинематических характеристик барботажного слоя приняли осредненные значения скоростей в фиксированных по высоте слоя плоскостях, $\bar{w}_z$, и осредненную по объему ванны скорость.

Скорость ванны в сечении $\bar{w}_z$ определяли как среднеарифметическое значение всех проекций скоростей в каждой точке « i » фиксированного сечения z .

На рисунках 3.16÷3.19 представлены результаты численных исследований изменения $\bar{w}_z$, по высоте слоя в зависимости от режима продувки. Как следует из рисунка 28 максимальные скорости при пузырьковом и переходном режимах продувки имеют место в фурменной зоне и на выходе из слоя. В переходной зоне скорость резко падает в связи с выравниванием концентрации газа по объему.

В зоне квазистационарного слоя она остается величиной практически постоянной и небольшой по абсолютному значению. Интегральное значение скорости ванны зависит от значения критерия Глинкова. При изменении критерия Глинкова в интервале от 0,18 до 2,7, т.е. при доструйных режимах продувки, скорость ванны в фурменной зоне изменяется от 1 м/с до 1,5 м/с. В зоне квазистационарного слоя она равна соответственно 0,4 м/с и 0,8 м/с. На выходе из слоя скорость для всех реализованных режимов продувки выравнивается и составляет 3 м/с.

При увеличении высоты слоя (рис. 3.17) характер изменения скорости по высоте слоя и ее абсолютные значения в зоне квазистационарного слоя остались практически неизменными. Однако, в фурменной зоне она возросла. Максимальное значение скорости в этой зоне выросло до 2,6 м/с.

При переходе к струйному режиму продувки (рис. 3.18) характер изменения скорости ванны по высоте слоя изменяется. Так же, как и прежде, в фурменной зоне и на выходе из слоя скорость перемешивания резко возрастает: при $Gn=13,3$ до 6 м/с в фурменной зоне и до 5,2 м/с на выходе из слоя. В зоне квазистационарного слоя скорость не меняется по высоте, но ее абсолютное значение зависит от значения критерия Глинкова: при $Gn=13,3$ $\bar{w}_z = 1,75$ м/с, а при $Gn=5$ $\bar{w}_z = 0,75$ м/с.

При увеличении высоты слоя (рис. 3.19) сужаются пределы изменения скорости в зоне квазистационарного барботажного слоя: от 1 м/с при $Gn=5$, до 1,75 м/с при $Gn=13,3$. В фурменной зоне скорость возрастает до 9,8 м/с при $Gn=13,3$. Минимальное значение этой величины в фурменной зоне имеет место при $Gn=5$ и равняется 3,9 м/с. В подфурменной зоне возникает контур циркуляции. Он охватывает объем, глубиной два калибра выходного отверстия фурмы. Скорость $\bar{w}_z$ в нем весьма высока и зависит от значения критерия Глинкова. Для $Gn=13,3$ она превышает 6 м/с. В верхнем сечении слоя скорость практически не изменилась по сравнению с низким слоем. Очевидно, чем выше слой, тем равномерней распределяется газ на выходе из него, и, следовательно, тем меньше градиент силы тяжести в выходном сечении, а эта величина определяет интенсивность свободноконвективного движения.

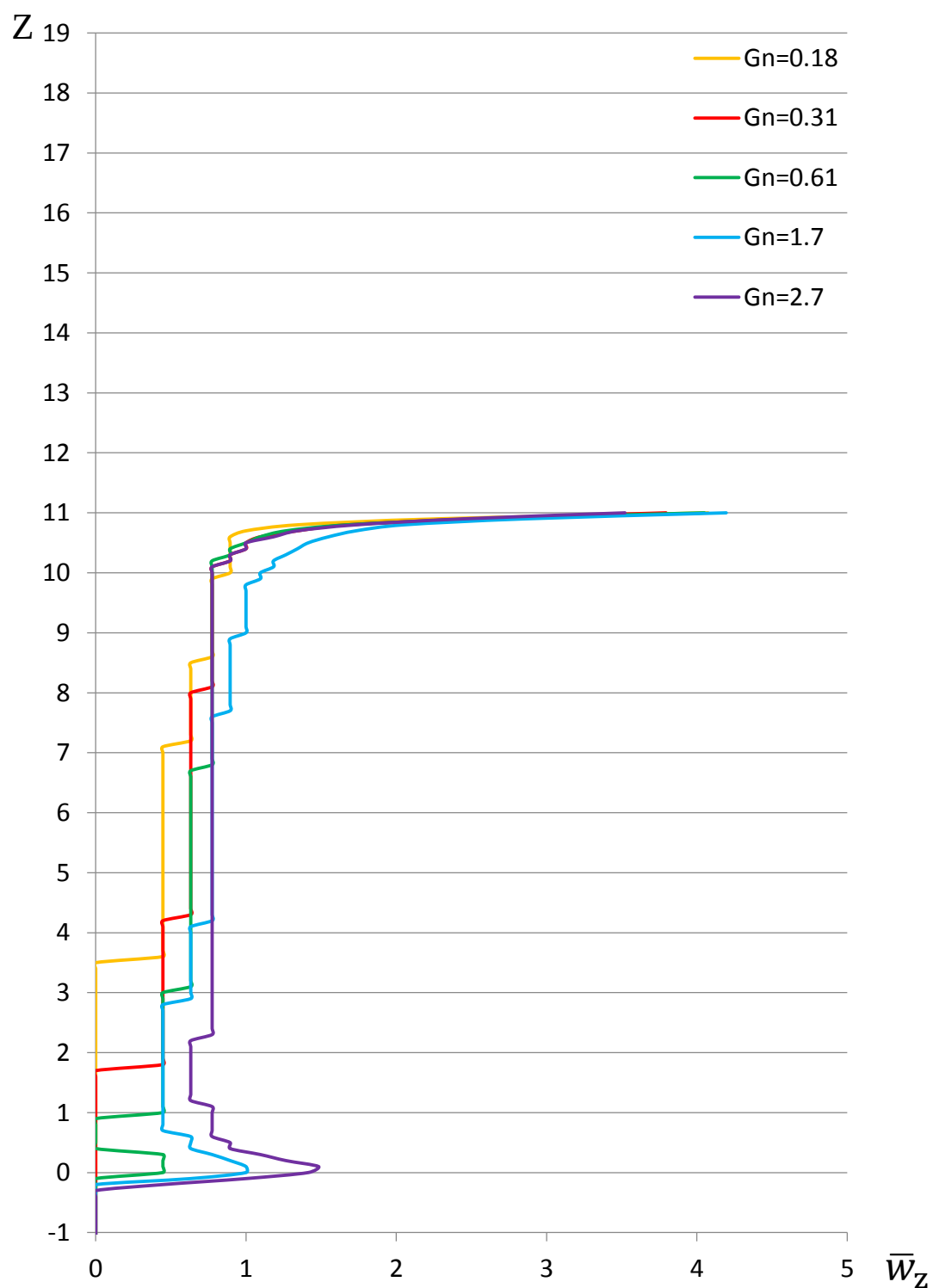


Рисунок 3.16 – Изменение скорости ванны по высоте слоя при пузырьковом и переходном режимах продувки, $H_0=11$, м/с

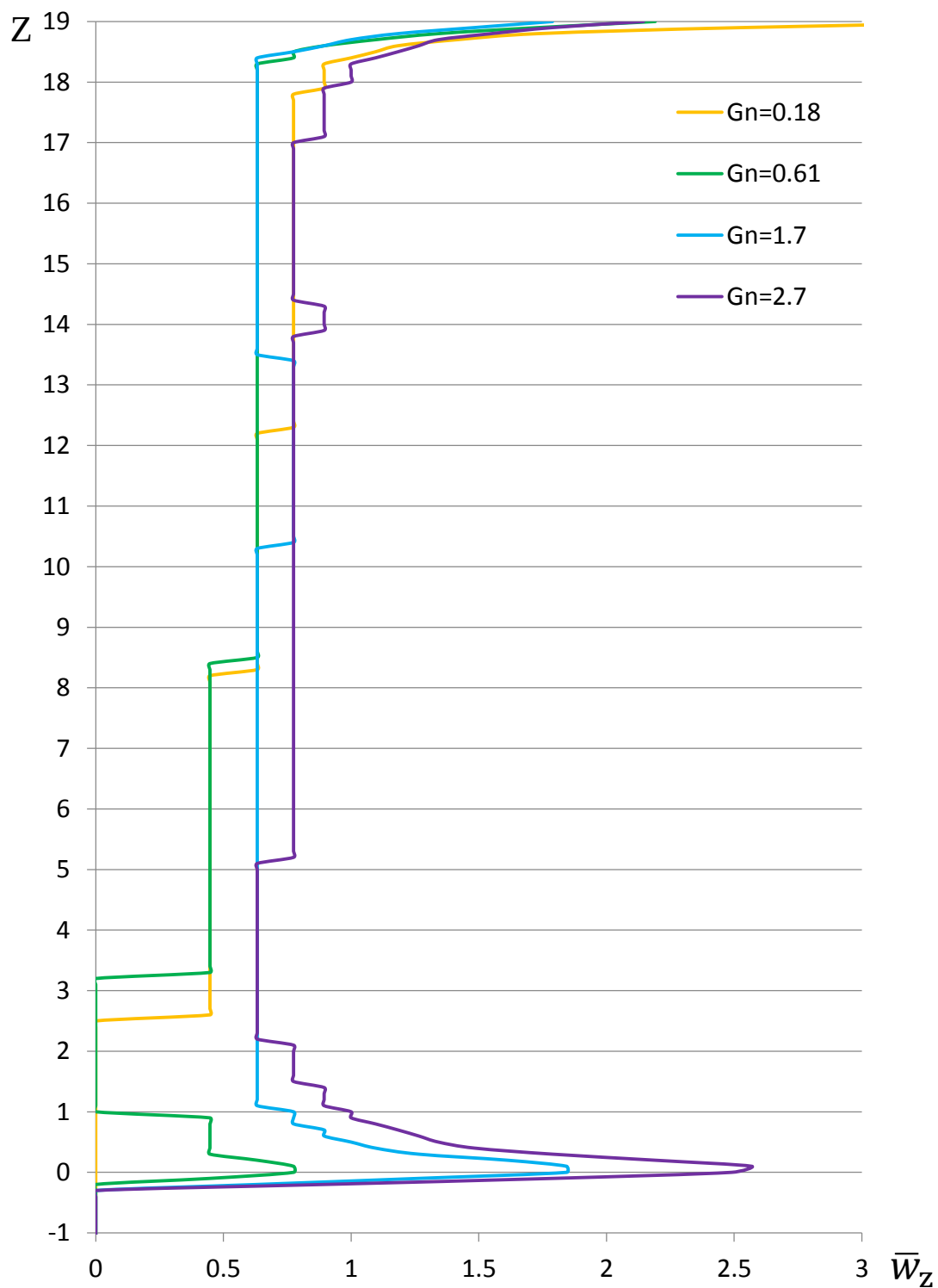


Рисунок 3.17 – Изменение скорости ванны по высоте слоя при пузырьковом режиме продувки, $H_0=19$, м/с

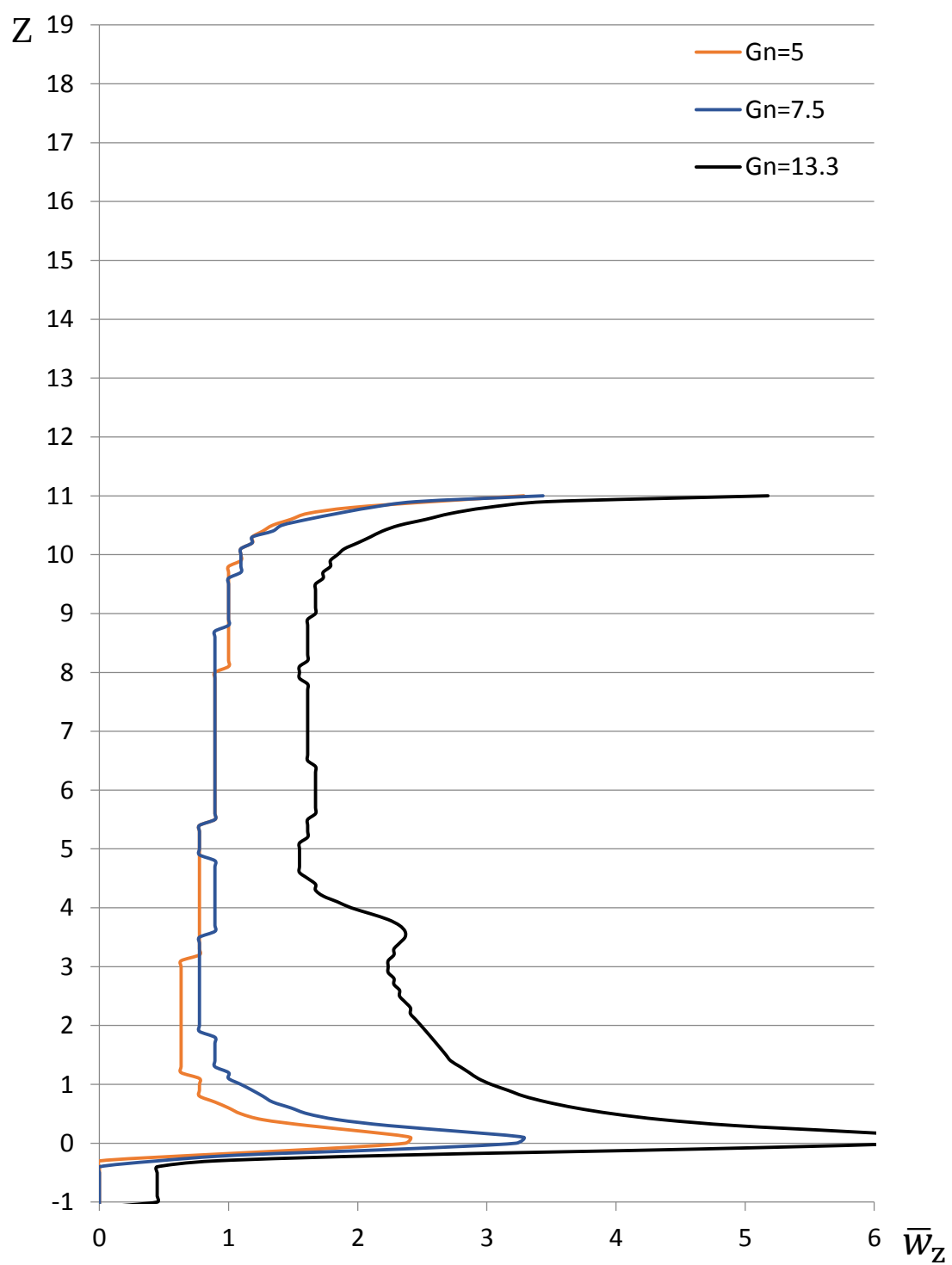


Рисунок 3.18 – Изменение скорости ванны по высоте слоя при струйном режиме продувки, $H_0=11$, м/с

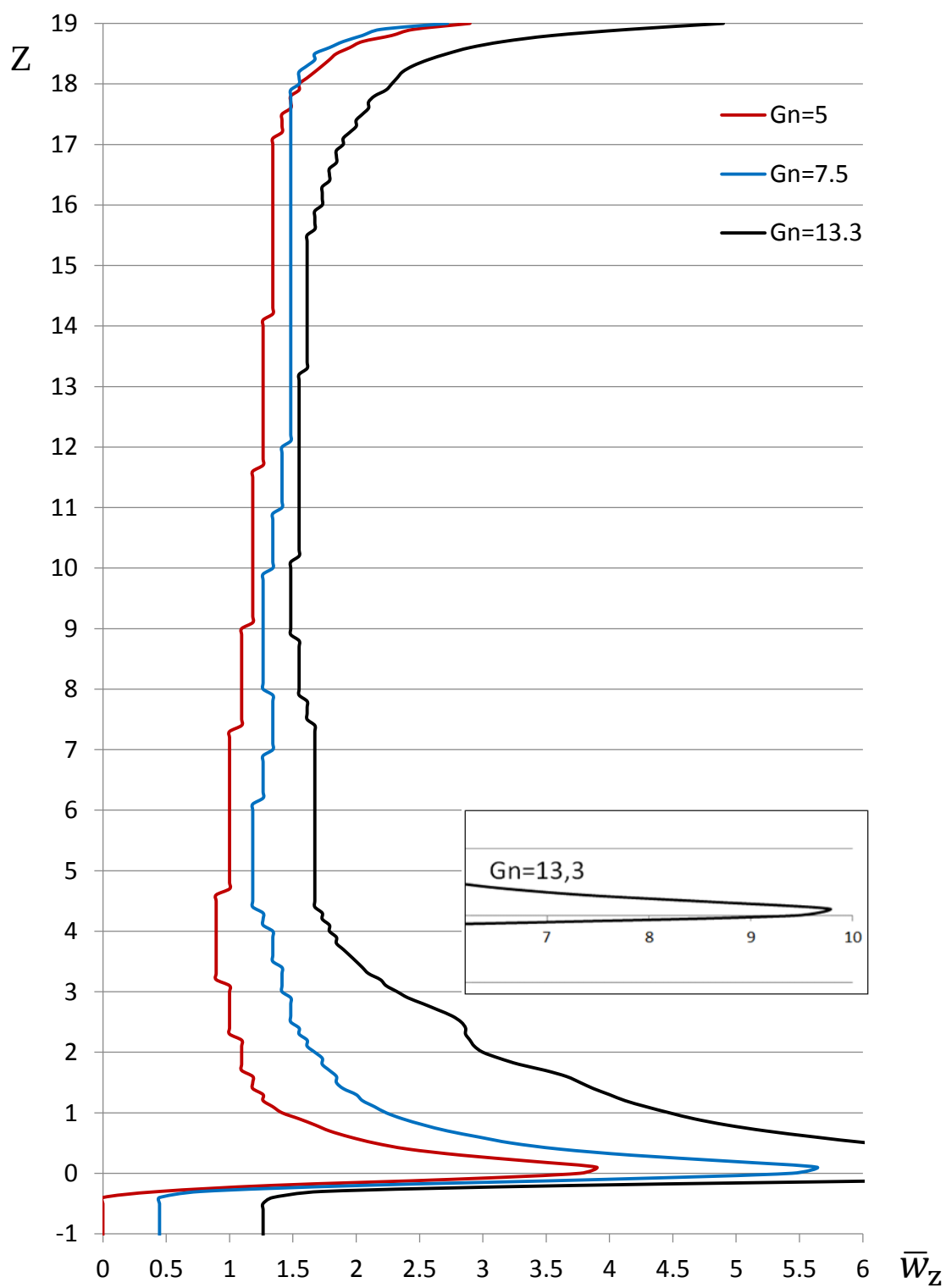


Рисунок 3.19 – Изменение скорости ванны по высоте слоя при струйном режиме продувки, $H_0=19$, м/с

3.4. Перемешивание барботажного слоя за счет свободной конвекции

3.4.1 Методика исследования

Процесс перемешивания изучали путем анализа изменений значения удельной мощности, затрачиваемой гравитационными силами в соответствующей точке координатной плоскости в вертикальном и продольном направлениях, кВт/т. Локальное значение удельной мощности перемешивания в вертикальном направлении обозначили N_z , локальное значение удельной мощности перемешивания в продольном направлении обозначили через N_x . Интенсивность перемешивания в отдельных зонах ванны оценивали путем определения среднего значения удельной мощности перемешивания для соответствующей зоны: для вертикальных сечений $\bar{N}_z$, для горизонтальных сечений $\bar{N}_x$.

$$\bar{N}_z = \frac{\sum_0^n N_z}{n} \text{ при } x = \text{const}$$

$$\bar{N}_x = \frac{\sum_0^n N_x}{n} \text{ при } z = \text{const}$$

3.4.2 Перемешивание ванны при пузырьковом режиме продувки

Этот режим реализован при $Gn=0,18$ и $0,61$ для $H_0=11$ и 19 .

Результаты исследований представлены на рисунках 3.22÷3.37.

Перемешивание в вертикальном направлении (рис. 3.22) крайне локализовано. Расчёты N_z проводились при 6 значениях координаты X . Только при $X < 1$ зафиксировано перемешивание в вертикальном направлении. При этом удельная мощность перемешивания потока возрастает по высоте и в переходной зоне ($Z \geq 2$) достигает своего максимума, который на внешней границе переходной зоны ($Z=5,3$) равен $N_z=46$ кВт/т. В начале зоны квазистационарного слоя ($Z \geq 6$) удельная мощность перемешивания в вертикальном направлении резко падает до нуля на поверхности слоя.

Среднее значение удельной мощности перемешивания ванны в вертикальной плоскости XOZ отличается от нуля фурменной и переходной зонах при $1 \leq Z \leq 6$ и равно 2 кВт/т (рис. 3.23). В остальной части слоя восходящее движение практически отсутствует. Продольное перемешивание наиболее активно также в фурменной зоне и на поверхности ванны (рис. 3.24).

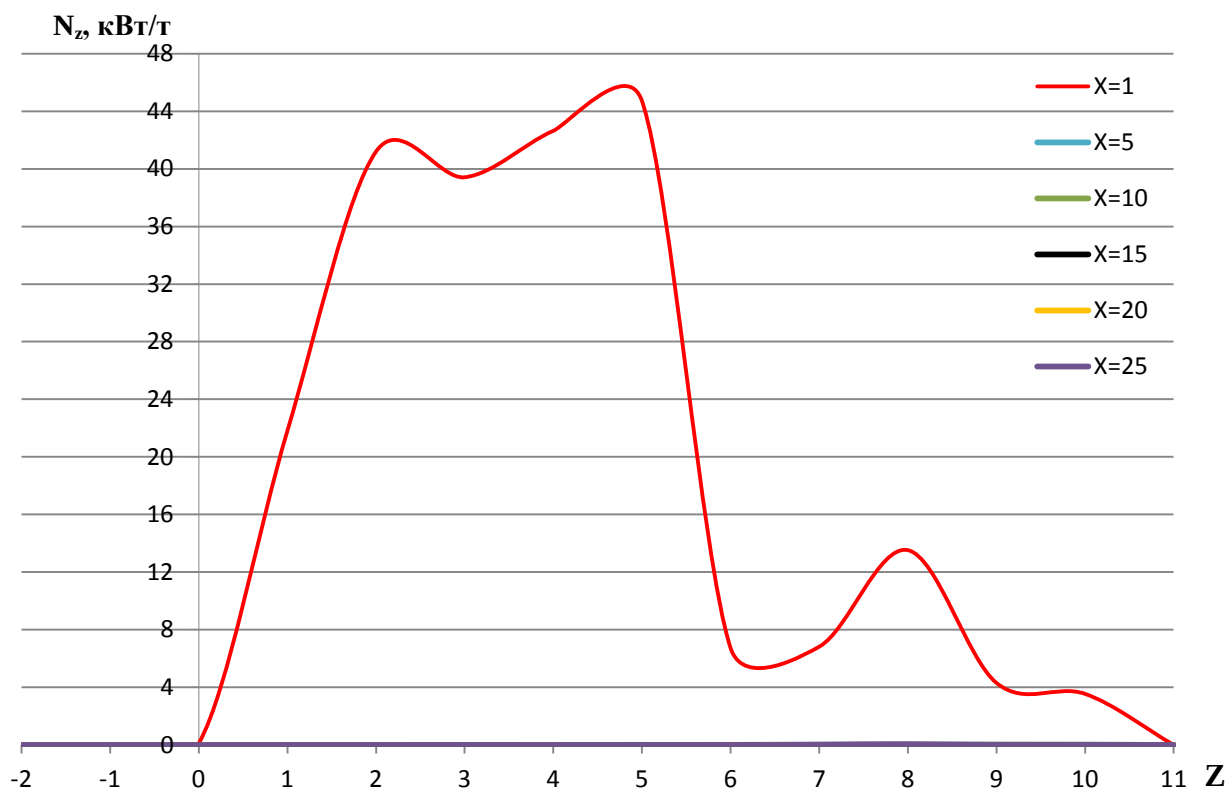


Рисунок 3.22 – Изменение удельной мощности перемешивания слоя в вертикальном направлении в плоскости XOZ при $Y=0$:

$$Gn=0,18, H_0=11, \rho=1000 \text{ кг/м}^3$$

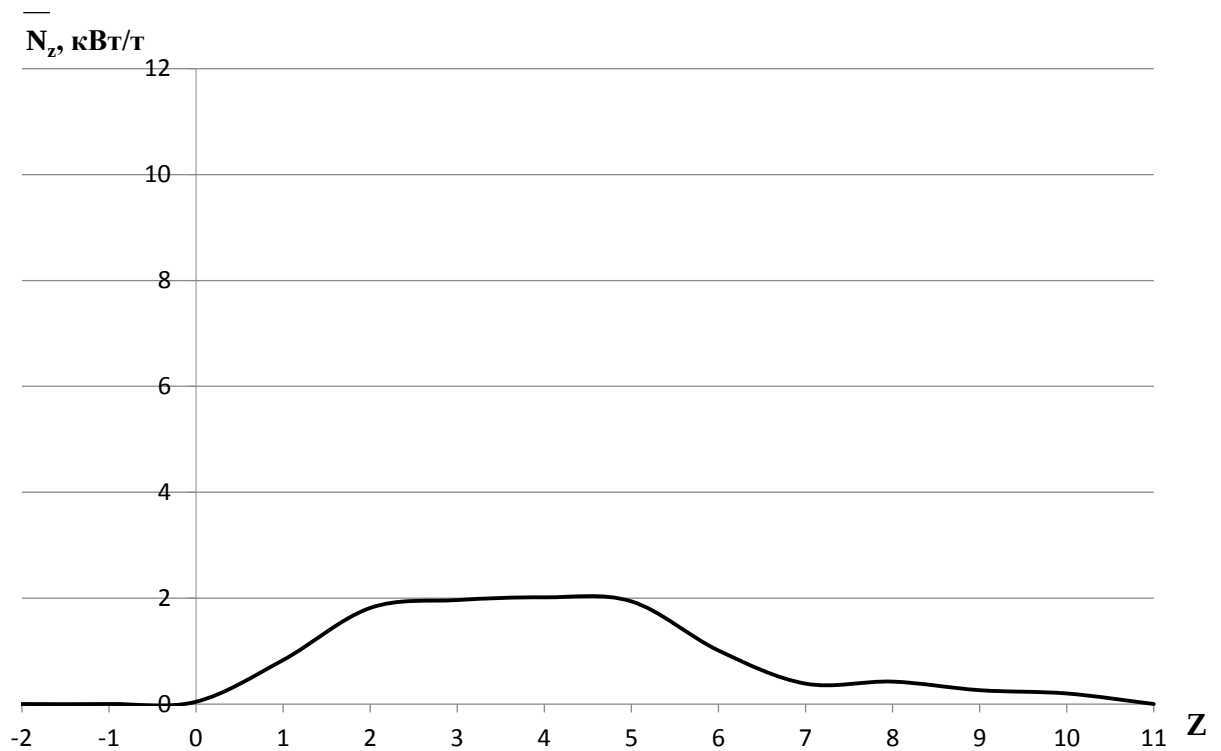


Рисунок 3.23 – Изменение средней по плоскости X0Z удельной мощности перемешивания слоя в вертикальном направлении при $Y=0$: $G_n=0,18$, $H_0=11$, $\rho=1000 \text{ кг/м}^3$

При $Z=0$ и $X < 1$ удельная мощность перемешивания в продольном направлении составляет $N_x = 75 \text{ кВт/т}$. Однако, эта величина падает до нуля при $X=2$. Заметное продольное перемешивание наблюдается так же вблизи фурменной стенки в переходной зоне ($Z \geq 1$). В этой зоне удельная мощность N_x составляет 7 кВт/т . Однако уже при $X=2$ $N_x=0$. На поверхности слоя, при $Z=11$, наблюдается относительно равномерное перемешивание всего слоя в продольном направлении. При этом локальные значения удельной мощности перемешивания изменяется от 6 кВт/т до $19,5 \text{ кВт/т}$. Пиковое значение N_x наблюдается в середине поверхности ванны. Остальная часть ванны практически не участвует в продольном перемешивании.

Среднее значение удельной мощности перемешивания ванны в продольном направлении изменяется от фурменной стенки вглубь ванны (рис. 3.25).

На фурменной стенке $\bar{N}_x = 1,75 \text{ кВт/т}$, но уже при $X=3$ $\bar{N}_x = 0,2 \text{ кВт/т}$ и дальше остается практически постоянным.

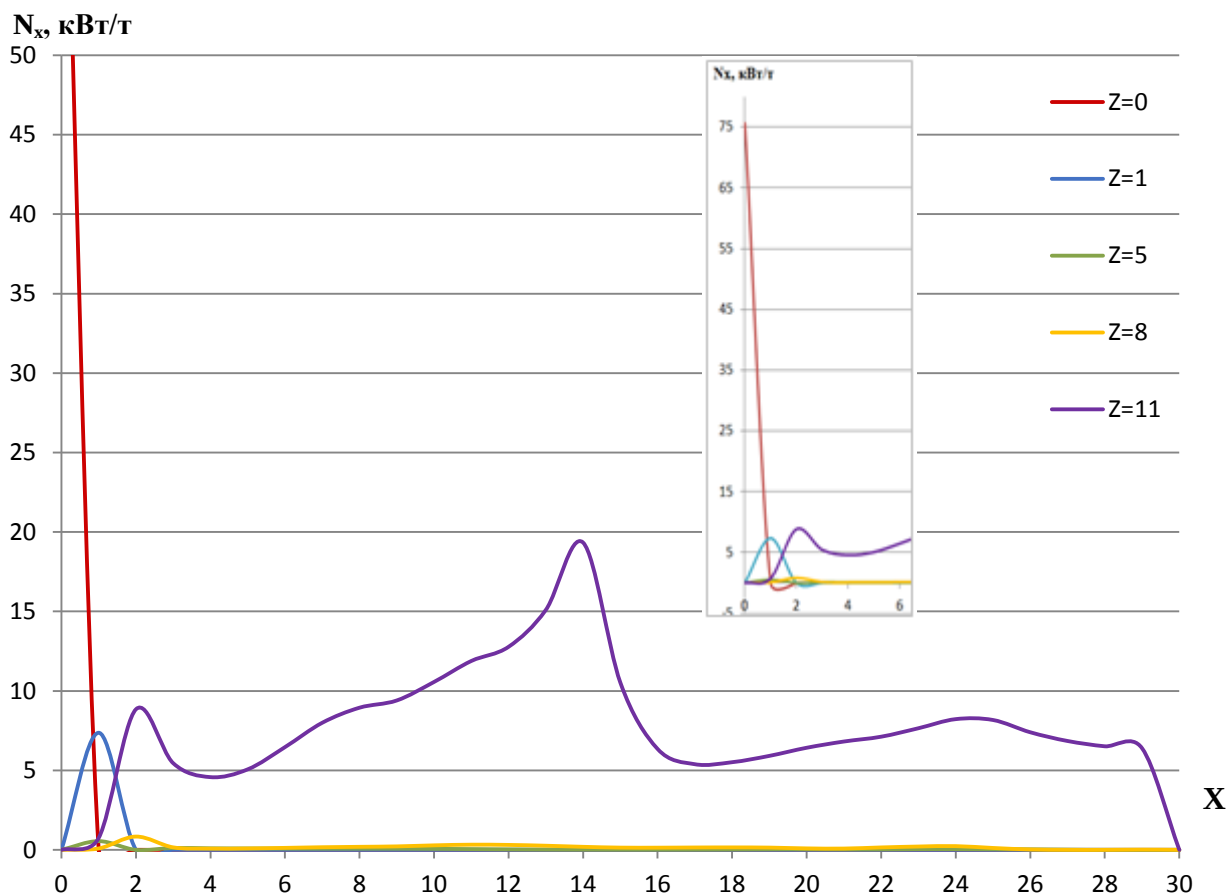


Рисунок 3.24 – Изменение удельной мощности перемешивания слоя в продольном направлении в плоскости XOZ при $Y=0$: $Gn=0,18$, $H_0=11$, $\rho=1000$ кг/м³

При увеличении высоты слоя до $H_0=19$ характер вертикальных потоков в ванны не изменился (рис. 3.26). Вместе с тем пиковое значение удельной мощности перемешивания существенно уменьшилось: с 46 кВт/т при $H=11$ до 12 кВт/т при $H_0=19$.

Появился слабо подвижный восходящий поток в подфурменной зоне. В верхней части барботажного слоя при $Z > 15$ наблюдаются заметные восходящие течения. Среднее значение удельной мощности перемешивания ванны в вертикальной плоскости снизилось (рис. 3.27). Её максимальное значение составляет $\bar{N}_z=1,4$ кВт/т и наблюдается при $0 < Z \leq 5$, т.е. в фурменной и переходной зонах. Выше, в зоне квазистационарного слоя следует спад до значения $\bar{N}_z=0,7$ кВт/т. Характер продольного перемешивания ванны при увеличении ее высоты представлен на рисунках 3.28 и 3.29.

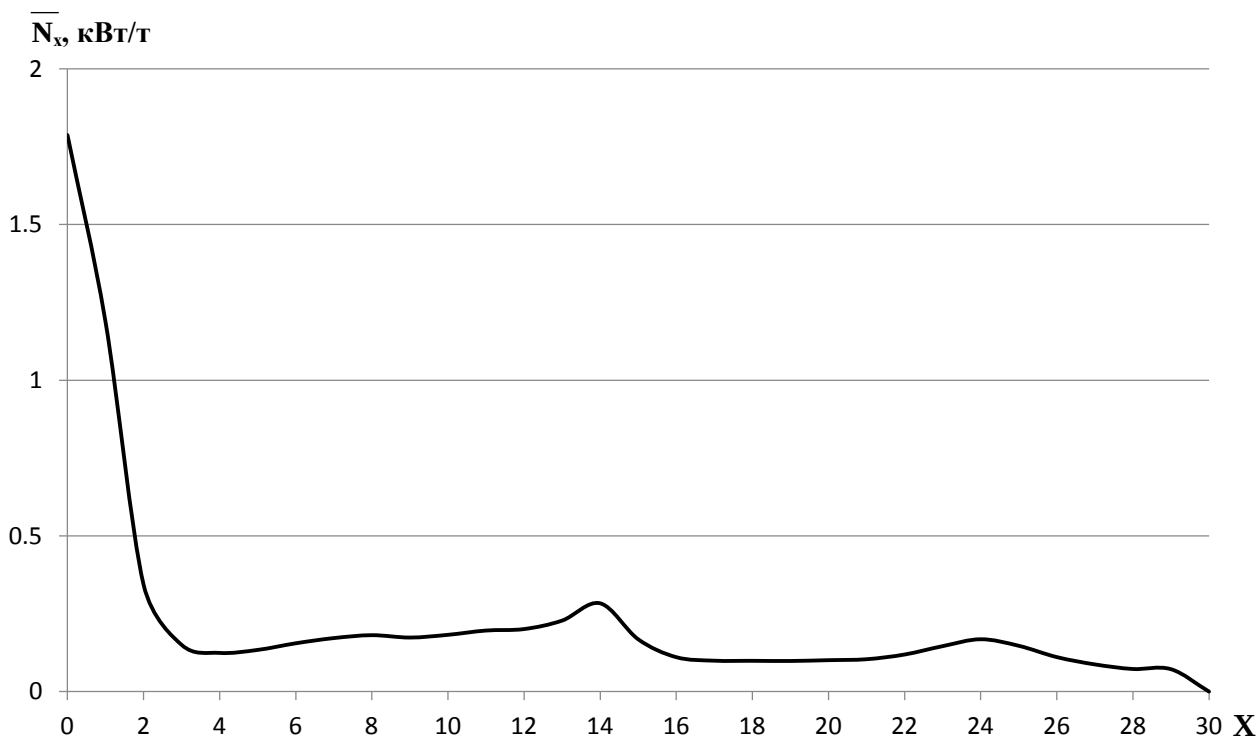


Рисунок 3.25 – Изменение средней по плоскости X0Z удельной мощности перемешивания слоя в продольном направлении при $Y=0$:

$$Gn=0,18, H_0=11, \rho=1000 \text{ кг/м}^3$$

Максимальное значение удельной мощности перемешивания ванны в этом направлении достигается на верхней границе фурменной зоны, при $X=1$ и равняется 135 кВт/т, т. е. примерно в два раза больше, чем при $H=11$. Однако, зона интенсивного продольного перемешивания ограничена по ширине. Уже при $X=2$ перемешивание вдоль 0X в фурменной зоне прекращается. Активно перемешивается вся поверхность ванны. Здесь максимальное значение удельной мощности продольного перемешивания составляет 15 кВт/т.

В среднем активное перемешивание ванны в продольном направлении (рис. 3.29) наблюдается у фурменной стенки и распространяется вглубь ванны на четыре калибра. Предельное значение средней удельной мощности этого движения составляет 2,2 кВт/т, т.е. практически не изменилось по сравнению с предыдущим режимом (рис. 3.23), однако, сократилась зона активности. Остальная часть объема ванны в указанном направлении малоподвижна.

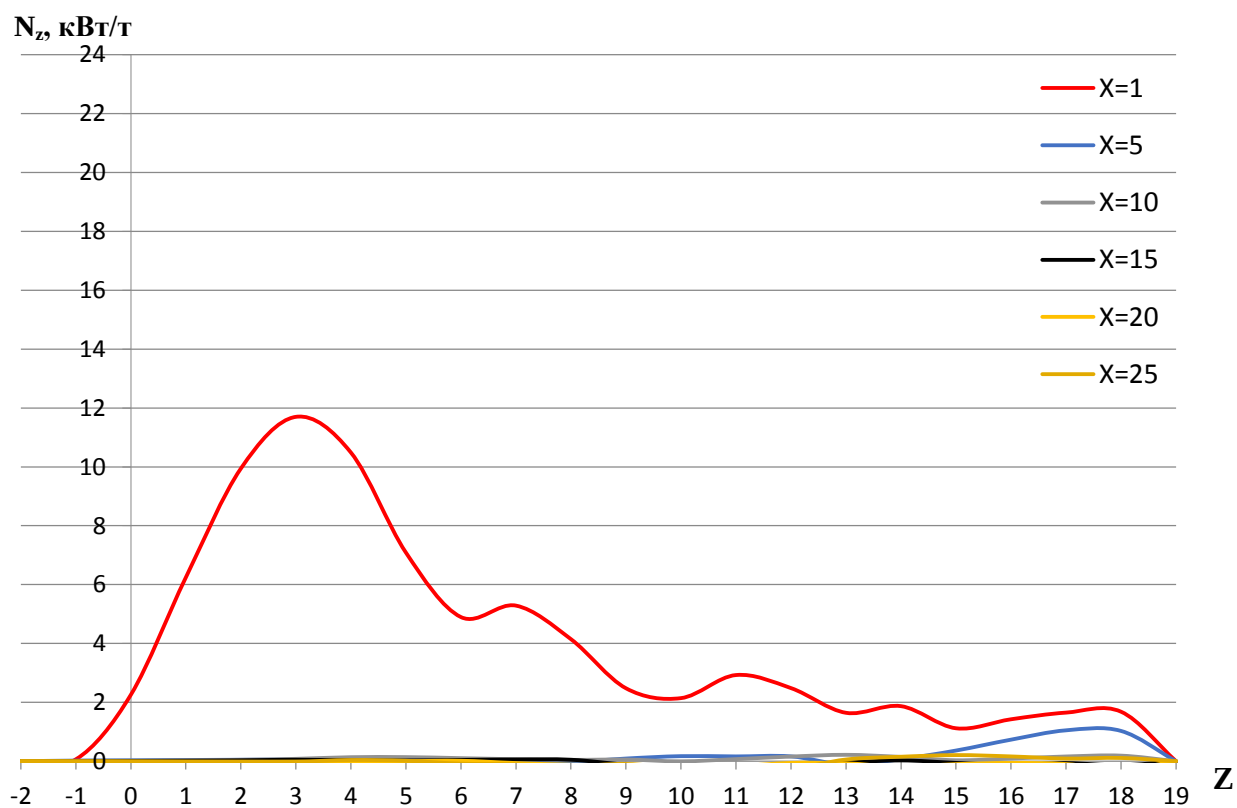


Рисунок 3.26 – Изменение удельной мощности перемешивания слоя в вертикальном направлении в плоскости XOZ при $Y=0$: $Gn=0,18$, $H_0=19$, $\rho=1000 \text{ кг/м}^3$

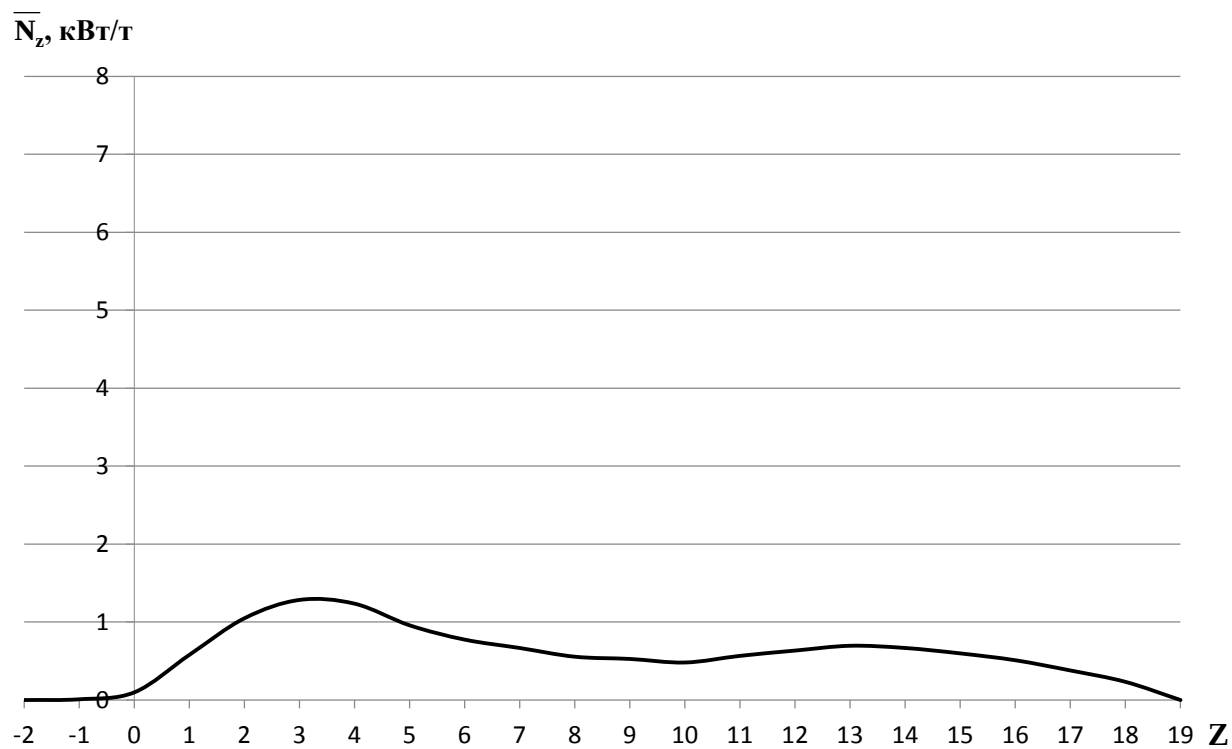


Рисунок 3.27 – Изменение средней по плоскости XOZ удельной мощности перемешивания слоя в вертикальном направлении при $Y=0$:

$$Gn=0,18, H_0=19, \rho=1000 \text{ кг/м}^3$$

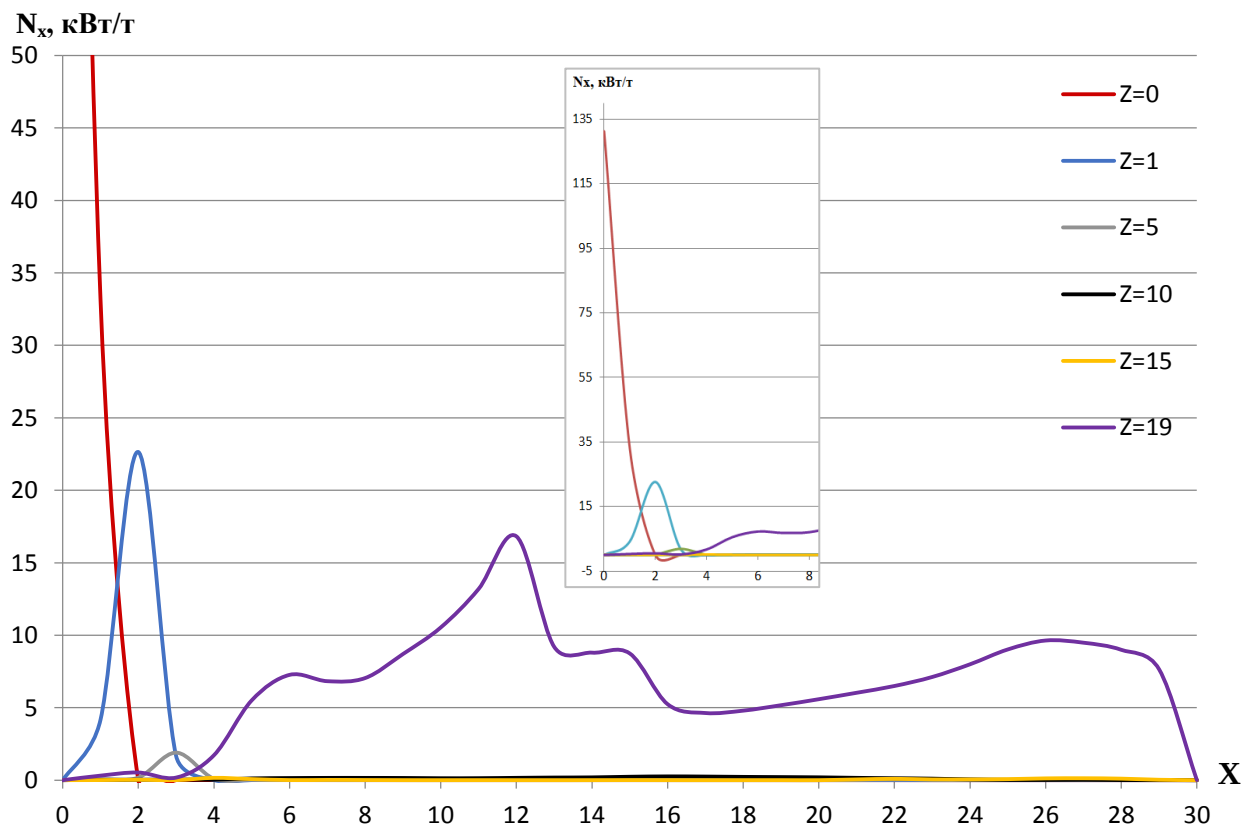


Рисунок 3.28 – Изменение удельной мощности перемешивания слоя в продольном направлении в плоскости XOZ при $Y=0$: $G_n=0,18$, $H_0=19$, $\rho=1000$ кг/м³

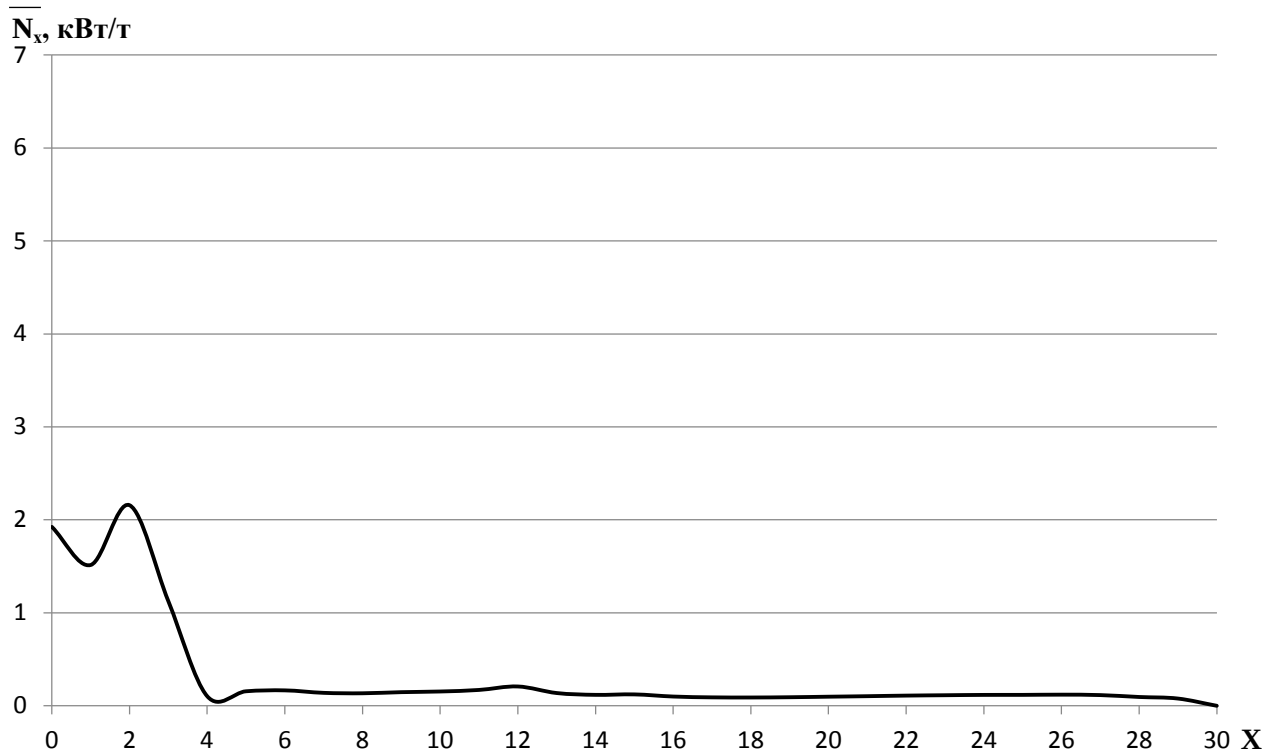


Рисунок 3.29 – Изменение средней по плоскости XOZ удельной мощности перемешивания слоя в продольном направлении при $Y=0$:

$$G_n=0,18, H_0=19, \rho=1000 \text{ кг/м}^3$$

Влияние увеличения скорости истечения газа в слой на характер перемешивания при осуществлении пузырькового режима продувки изучали, увеличив значение критерия Глинкова до 0,61 при значениях безразмерной высоты слоя $H_0=11$ и $H_0=19$. Результаты исследований представлены на рисунках 3.30÷3.32.

При продувке ванны в режиме $H=11$ $G_n = 0,61$ характер восходящего движения не изменился по сравнению с предыдущим режимом (рис. 3.30). Область интенсивного вертикального движения прижата к фурменной стенке и ограничена по высоте фурменной и переходной зонами. Возросло абсолютное значение максимальной удельной мощности этого движения – до $N_z = 69$ кВт/т. В пределах квазистационарного слоя удельная мощность существенно меньше и практически равна N_z при $G_n = 0,18$ $H_0=11$ (рис. 3.22). Вместе с тем возросла средняя удельная мощность перемешивания в вертикальном направлении (рис. 3.31). При $0 < Z \leq 6$, она достигает значения 6,5 кВт/т, т. е. больше аналогичной величины при $G_n = 0,18$ более, чем в три раза, а в пределах квазистационарного слоя практически по всей высоте больше 1 кВт/т против 0,03 кВт/т при $G_n = 0,18$.

Активное перемешивание в продольном направлении, как и прежде наблюдается в фурменной зоне и на поверхности ванны (рис. 3.32).

В фурменной зоне ($Z=0$) в пределах $0 \leq X \leq 2$ локальное значение удельной мощности перемешивания в продольном направлении изменяется от нуля до 250 кВт/т и падает снова до нуля. Активное продольное движение наблюдается также в сечениях, выше фурменной зоны: при $Z=1$ в интервале $0 < X < 4$ N_x изменяется от нуля до 35 кВт/т и снова падает до нуля. На поверхности ванны имеет место относительно равномерное горизонтальное движение слоя с удельной мощностью, изменяющихся от нуля на фурменной стенке до 14 кВт/т.

Осреднённое по высоте слоя перемешивание ванны в продольном направлении заметно только у фурменной стенки (при $X=0$) и характеризуется удельной мощностью $\bar{N}_x=4,5\div5,7$ кВт/т. Зона эта ограничена координатами $0 \leq X \leq 4$ (рис. 3.33). Остальная часть слоя слабо подвижна.

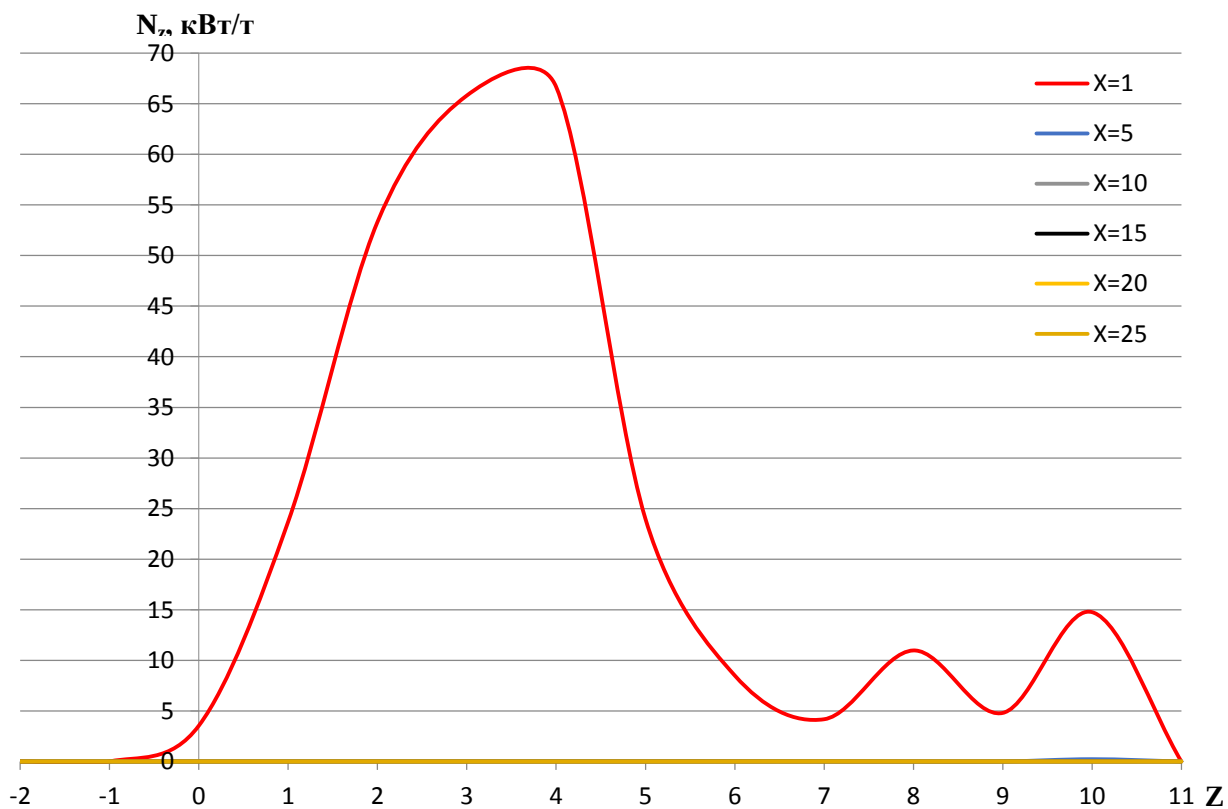


Рисунок 3.30 – Изменение удельной мощности перемешивания слоя в вертикальном направлении в плоскости XOZ при $Y=0$: $Gn=0,61$, $H_0=11$, $\rho=1000$ кг/м³

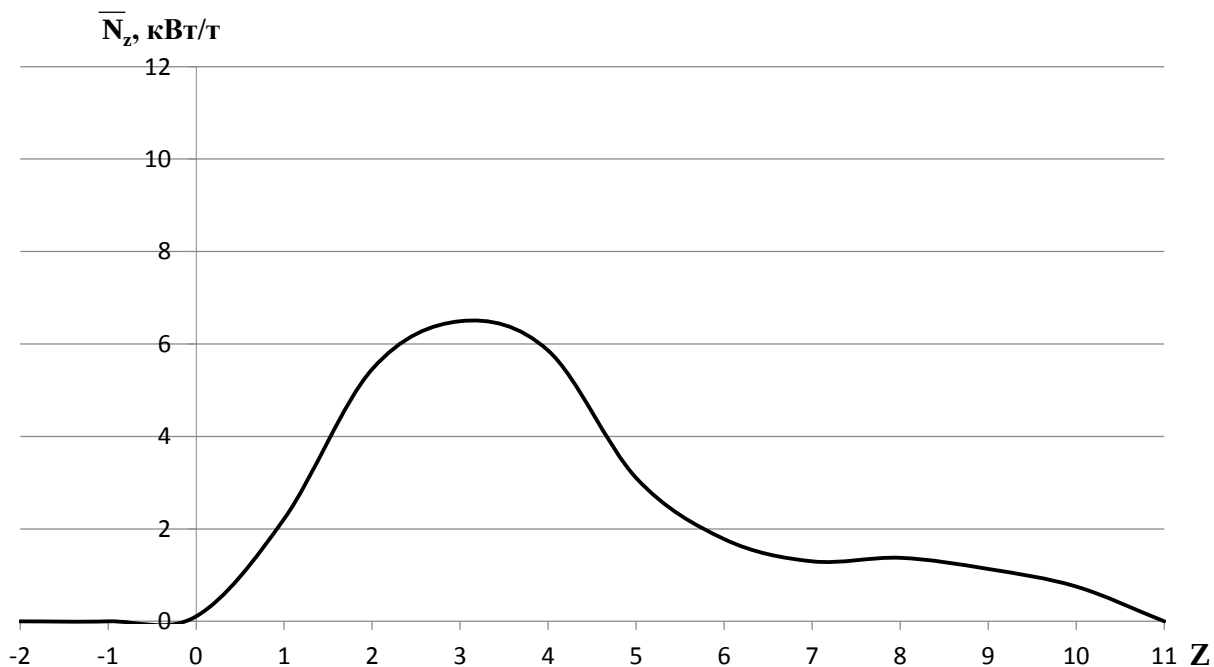


Рисунок 3.31 – Изменение средней по плоскости XOZ удельной мощности перемешивания слоя в вертикальном направлении при $Y=0$:

$$Gn=0,61, H_0=11, \rho=1000 \text{ кг/м}^3$$

При увеличении высоты слоя наблюдается, как и прежде снижение максимального значения удельной мощности перемешивания с 69 кВт/т до 14,5 кВт/т (рис. 3.34). При этом область активного перемешивания увеличилась по высоте с $0 \leq Z < 6$ при $H_0=11$ до $-1 \leq Z \leq 9$ при $H_0=19$. При $X=5$ по всей высоте слоя наблюдается активное восходящее движение. Осредненное по горизонтальной координате значение удельной мощности перемешивания ванны в вертикальном направлении представлено на рисунке 3.35. Максимальное значение $\bar{N}_Z$ сократилось по сравнению с режимом $H_0=11$ почти вдвое: с $\bar{N}_Z = 6,5$ кВт/т до 2,5 кВт/т, но увеличилась по высоте область активного перемешивания ванны в вертикальной плоскости: от $-1 \leq Z \leq 6$ до $-2 \leq Z \leq 10$.

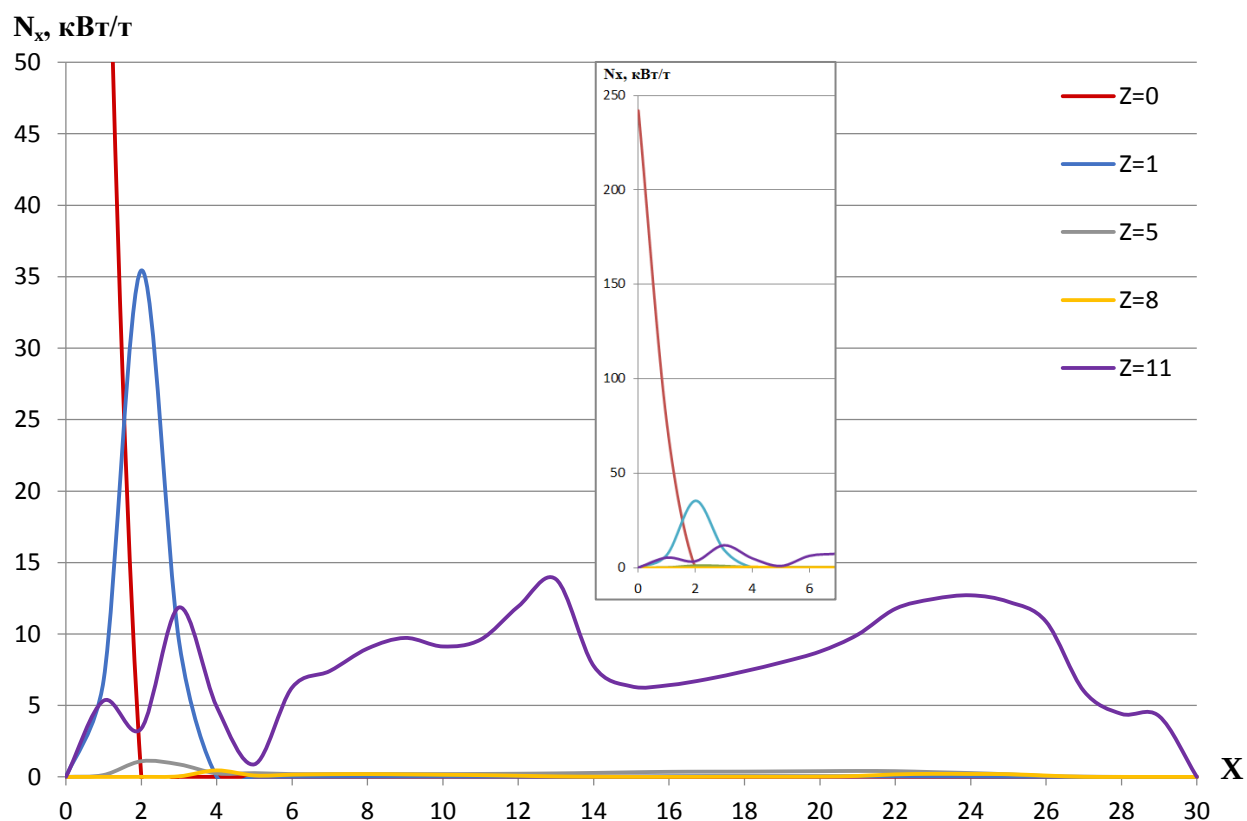


Рисунок 3.32 – Изменение удельной мощности перемешивания слоя в продольном направлении в плоскости XOZ при $Y=0$: $Gn=0,61$, $H_0=11$, $\rho=1000$ кг/м³

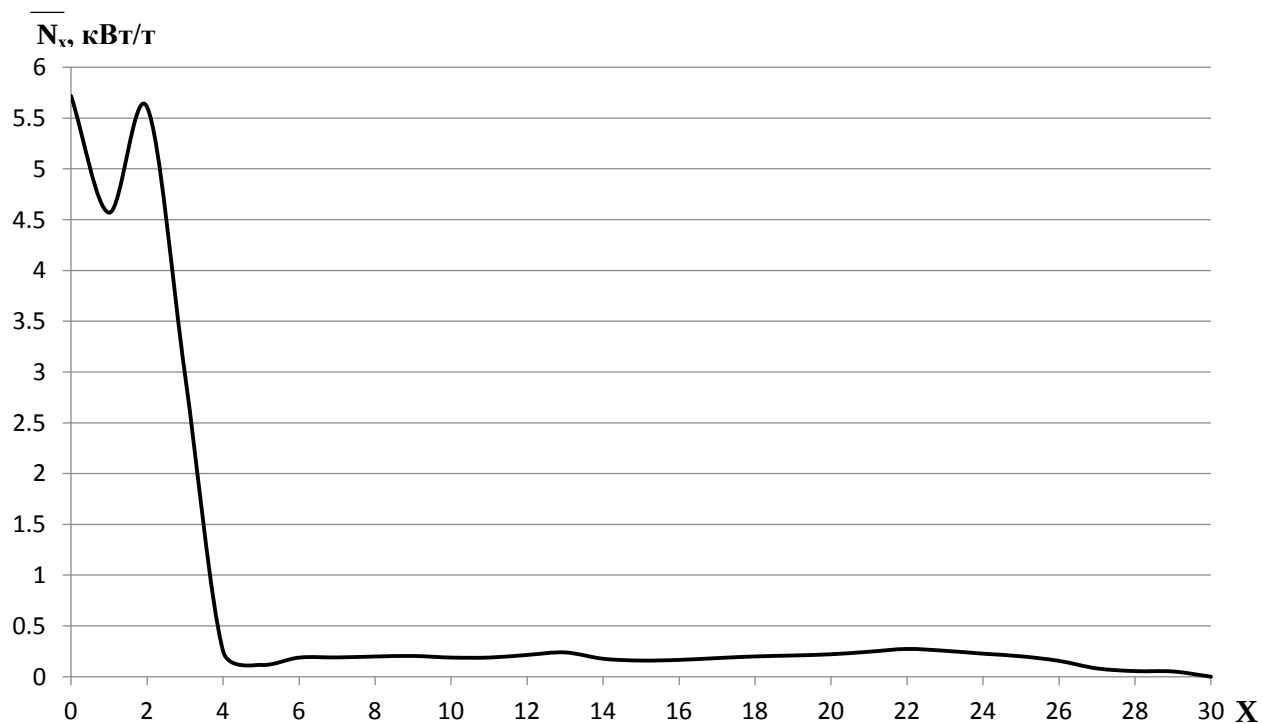


Рисунок 3.33 – Изменение средней по плоскости XOZ удельной мощности перемешивания слоя в продольном направлении при $Y=0$:

$$Gn=0,61, H_0=11, \rho=1000 \text{ кг/м}^3$$

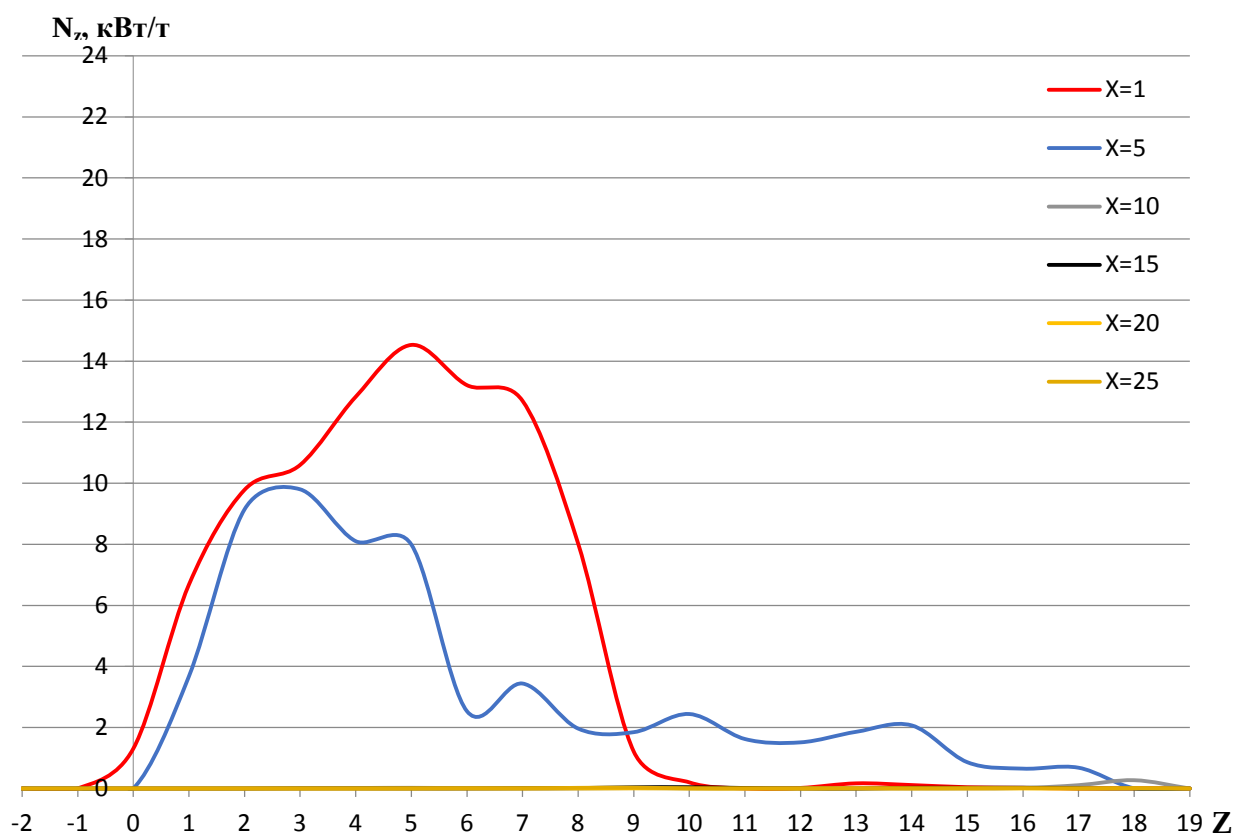


Рисунок 3.34 – Изменение удельной мощности перемешивания слоя в вертикальном направлении в плоскости XOZ при $Y=0$: $Gn=0,61, H_0=19, \rho=1000 \text{ кг/м}^3$

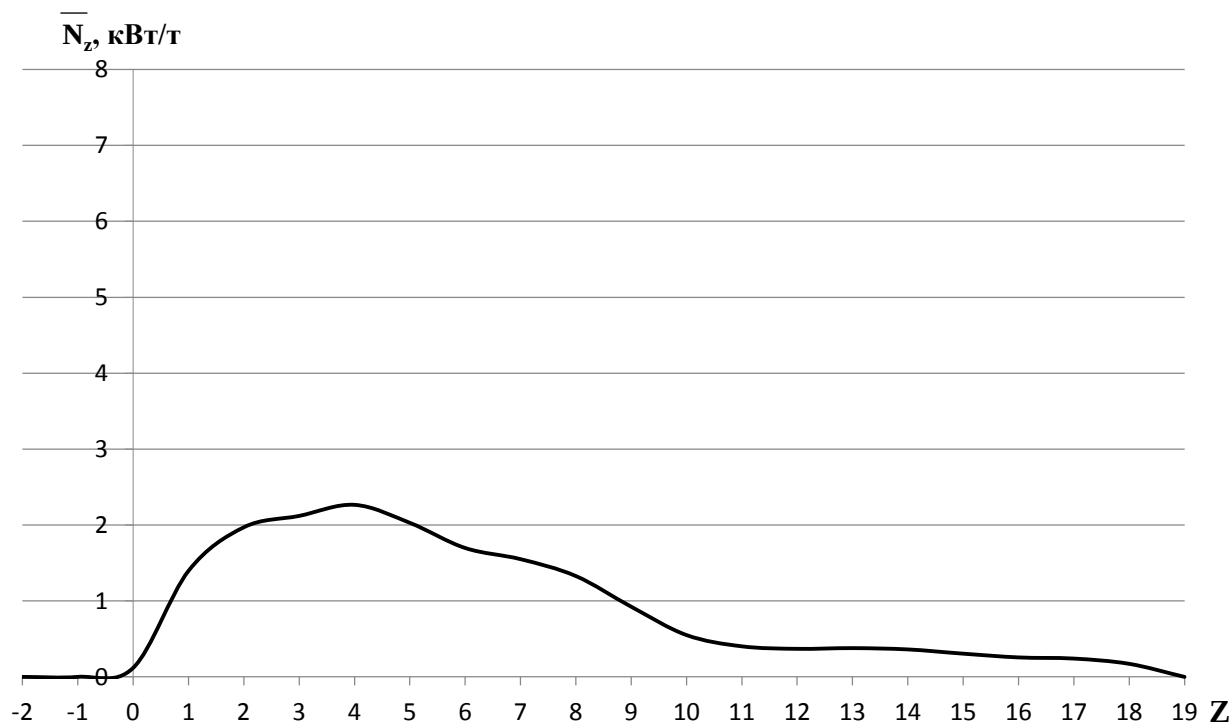


Рисунок 3.35 – Изменение средней по плоскости $X0Z$ удельной мощности перемешивания слоя в вертикальном направлении при $Y=0$: $Gn=0,61$, $H_0=19$, $\rho=1000$ кг/м³

На рисунке 3.36 представлены результаты исследования особенностей продольного перемешивания ванны в этом режиме.

Как и прежде наиболее интенсивное перемешивание происходит у фурменной стенки в зоне $Z=0$. Здесь при $0 \leq X \leq 3$ локальное значение удельной мощности продольного перемешивания достигает 425 кВт/т, а при $X=3$ обращается в ноль. Энергичное продольное перемешивание имеет место на внешней границе фурменной зоны при $Z=1$ у фурменной стенки ($1 \leq X \leq 6$). Здесь максимальное значение удельной мощности перемешивания составляет 43 кВт/т. Интенсивность продольного перемешивания поверхности ванны существенно ниже, чем при $H=11$, но вся поверхность перемешивается равномерно, при этом удельная мощность изменяется от 0 до 5 кВт/т и в среднем близка к 3 кВт/т. Изменение вдоль продольной оси осреднённого по высоте ванны значения удельной мощности продольного перемешивания представлено на рисунке 3.37 и свидетельствует о том, что, как и прежде, продольное перемешивание локализовано в пристеночной зоне, размеры которой вдоль оси OX несколько возросли: от $0 \leq X \leq 4$ до $0 \leq X \leq 6$. Максимальное значение $\bar{N}_x$ при этом практически не изменилось и равняется $\bar{N}_x = 6,1$ кВт/т.

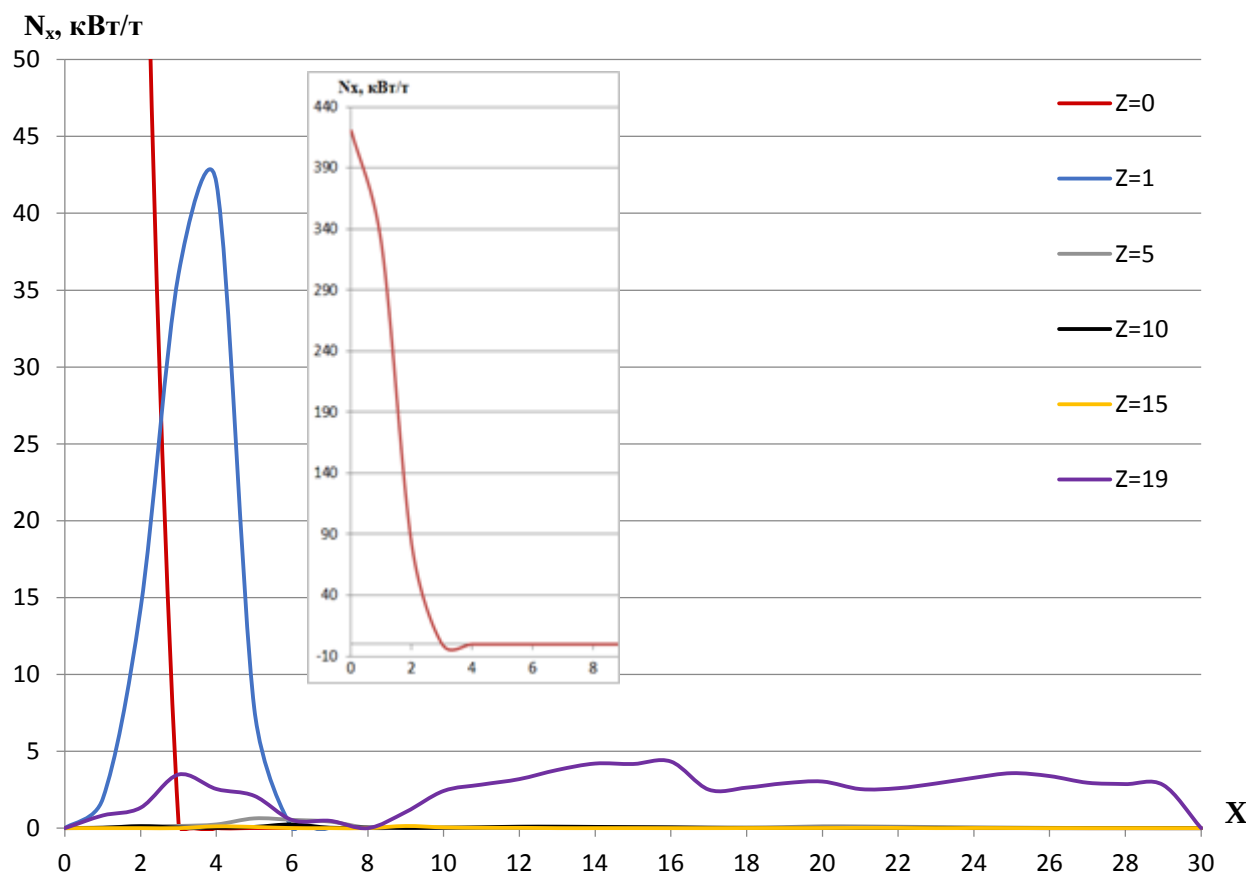


Рисунок 3.36 – Изменение удельной мощности перемешивания слоя в продольном направлении в плоскости XOZ при $Y=0$: $Gn=0,61$, $H_0=19$, $\rho=1000$ кг/м³

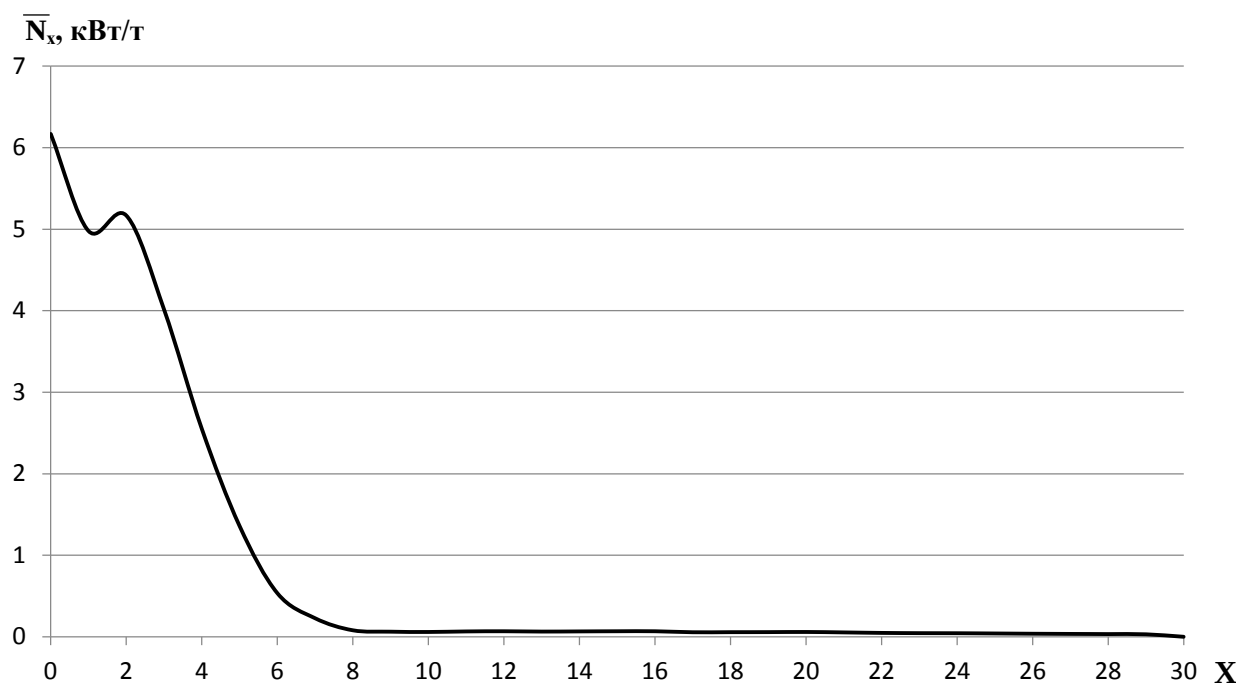


Рисунок 3.37 – Изменение средней по плоскости XOZ удельной мощности перемешивания слоя в продольном направлении при $Y=0$:

$$Gn=0,61, H_0=19, \rho=1000 \text{ кг/м}^3$$

Таким образом, при работе в пузырьковом режиме продувки активное перемешивание ванны как в вертикальном, так и в продольном направлениях происходили в фурменной и переходной зонах, т. е. в нижней части ванны, и на ее поверхности. Удельная мощность перемешивания анизотропна в продольном и вертикальном направлениях. Ее локальные значения зависят от значения критерия Глинкова и высоты слоя. Однако, средняя по объему удельная мощность слабо изменяется при изменении указанных параметров, т. к. большая часть объема ванны практически не участвует в процессе перемешивания. Активное перемешивание ванны имеет место только у фурменной стенки, в непосредственной близости от выходного отверстия фурмы и на поверхности ванны.

3.4.3 Перемешивание ванны при струйном режиме продувки

Этот режим реализован при $Gn=3$ и $Gn=5$ для $H=11$ и $H=19$. Расчеты выполняли в точках ванны с теми же координатами, что и для пузырькового режима. Результаты исследований представлены графически на рисунках 3.38÷3.54.

Как следует из рисунка 3.38, после перехода к струйному режиму продувки, область восходящего движения в ванне значительно расширилось. Восходящие потоки зафиксированы в сечениях с координатами X , равными 1;5;10. В то время как при пузырьковом режиме истечения, они наблюдались только при $X<1$ (рис. 3.22).

Как и раньше наиболее активное перемешивание происходит в фурменной и переходной зонах барботажного слоя, но если, при пузырьковом режиме максимальное значение удельной мощности перемешивания достигалось на верхней границе фурменной зоны, то при струйном режиме – на верхней границе переходной зоны. Абсолютное значение этой величины практически не изменилось: $N_z^{max} = 45$ кВт/т, но, если при пузырьковом режиме это было в сечении с продольной координатой $X=1$, то при струйном режиме – это при $X=5$.

В пристеночной зоне, при $X \leq 1$ интенсивность перемешивания ванны в вертикальном направлении существенно снизилось (рис. 3.38). При пузырьковом режиме при $X \leq 1$ $N_z = 46$ кВт/т, а при струйном режиме удельная мощность в этой зоне равна 15 кВт/т, т. е. в три раза меньше. Возросли осредненные значения удельной мощности перемешивания ванны в вертикальном направлении (рис. 3.39). Область наиболее энергичного перемешивания по высоте осталась прежней – 6 калибров выходного отверстия фурмы (рис. 3.40), однако втрое возросло абсолютное значение максимальной удельной мощности перемешивания и, что особенно важно, за пределами $Z = 6$ удельная мощность перемешивания не обращается в нуль практически до поверхности ванны. Это свидетельствует о том, что активное перемешивание в вертикальной плоскости происходит не только в фурменной и переходной зонах, но в зоне квазистационарного слоя, чего не наблюдалось при пузырьковом режиме продувки.

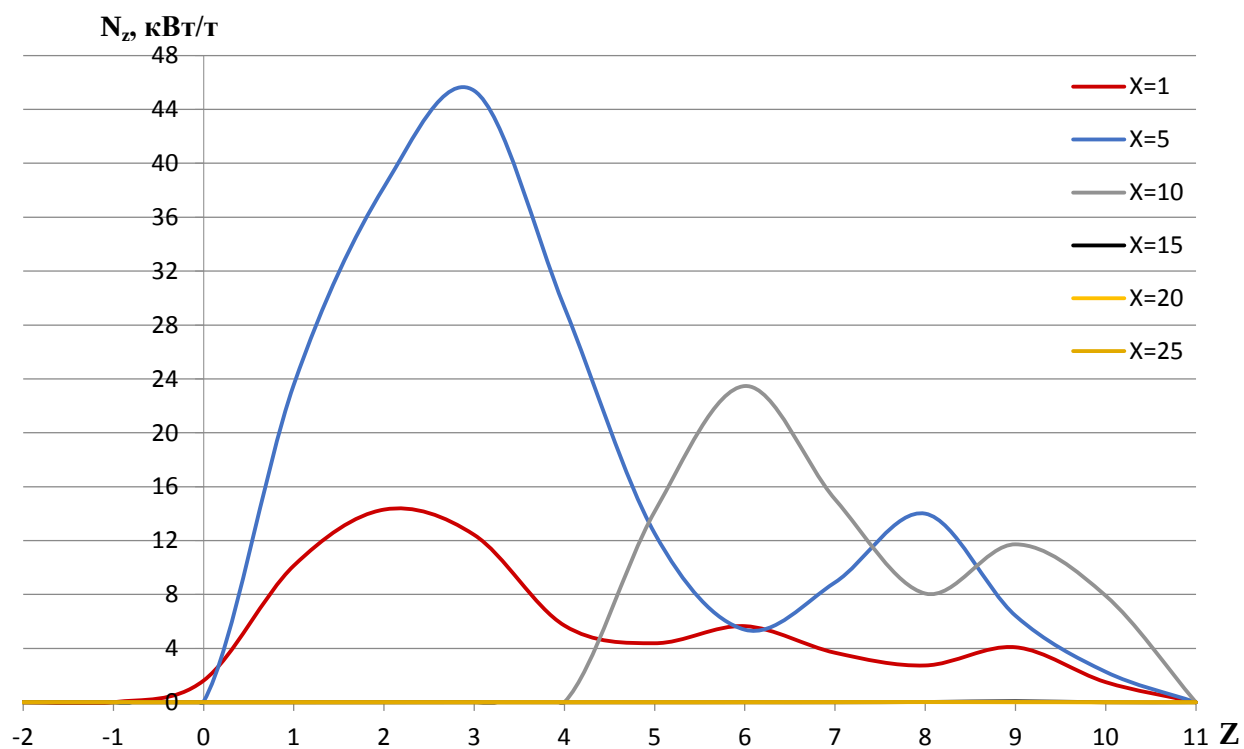


Рисунок 3.38 – Изменение удельной мощности перемешивания слоя в вертикальном направлении в плоскости XOZ при $Y=0$: $Gn=3$, $H_0=11$, $\rho=1000$ кг/м³

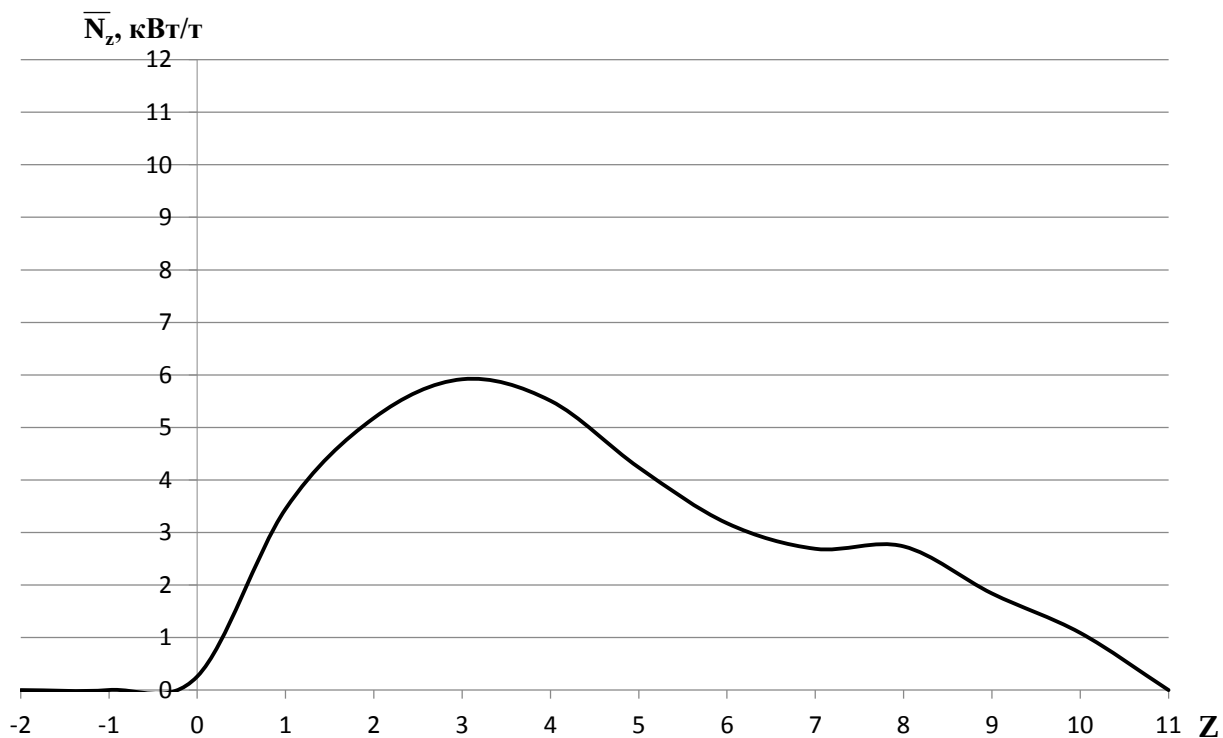


Рисунок 3.39 – Изменение средней по плоскости XOZ удельной мощности перемешивания слоя в вертикальном направлении при $Y=0$:

$$Gn=3, H_0=11, \rho=1000 \text{ кг/м}^3$$

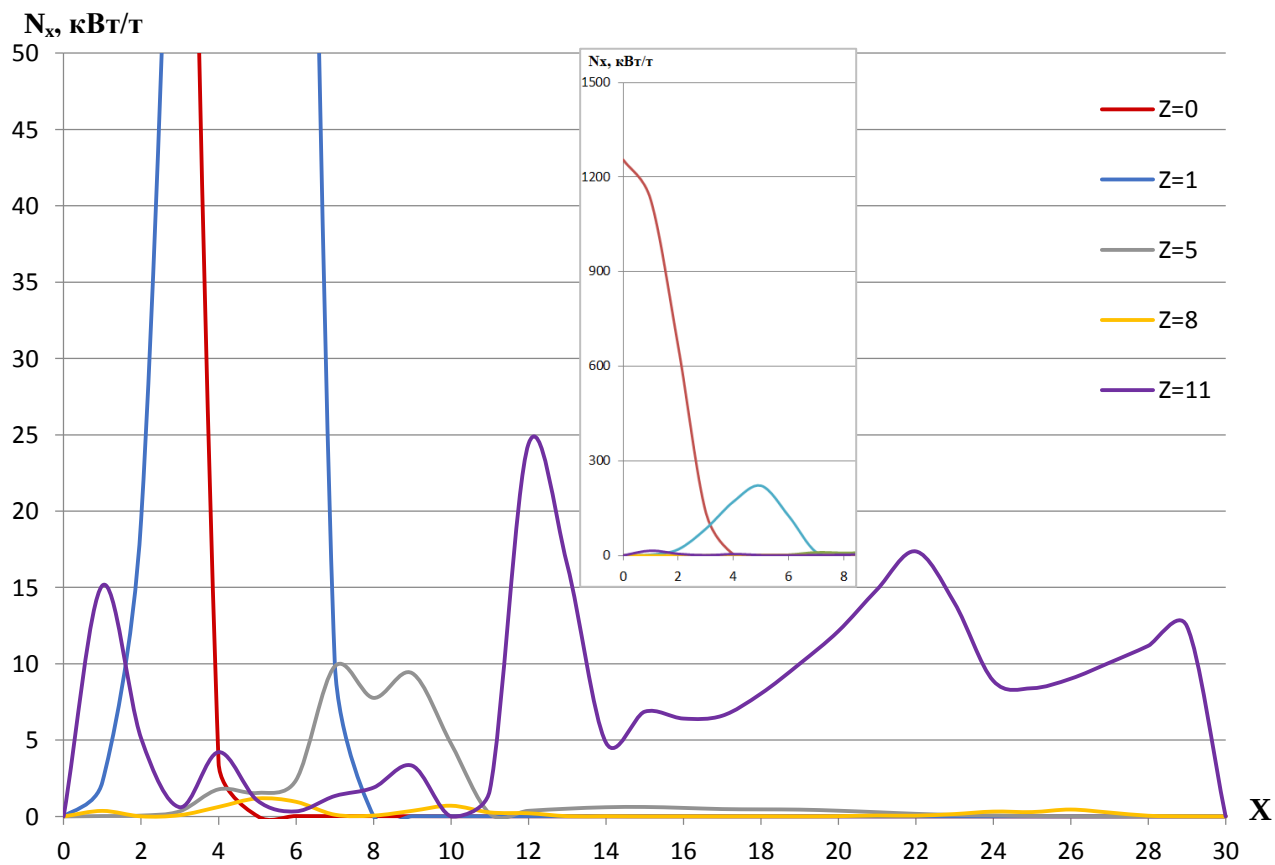


Рисунок 3.40 – Изменение удельной мощности перемешивания слоя в продольном направлении в плоскости XOZ при $Y=0$: $Gn=3$, $H_0=11$, $\rho=1000 \text{ кг/м}^3$

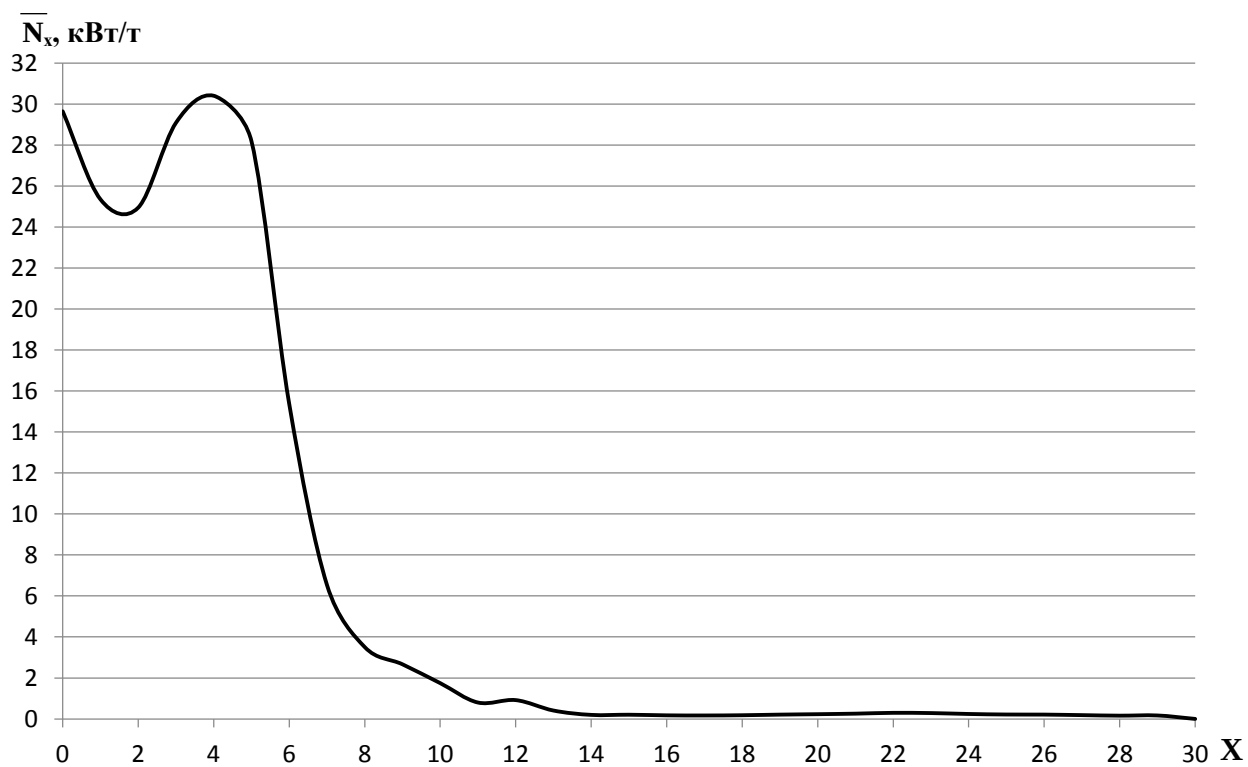


Рисунок 3.41 – Изменение средней по плоскости XOZ удельной мощности перемешивания слоя в продольном направлении при $Y=0$:

$$Gn=3, H_0=11, \rho=1000 \text{ кг/м}^3$$

Изменился характер продольного перемешивания ванны (рис. 3.40). Максимальная интенсивность этого процесса по-прежнему у фурменной стенки. В фурменной плоскости при $X=1$, удельная мощность перемешивания в продольном направлении равняется 1,2 МВт/т и в точке $X=4$ эта величина обращается в нуль.

Активное продольное перемешивание наблюдается на верхней границе фурменной зоны $Z=1$. Здесь при $X=3$ перемешивание наиболее активно, а удельная мощность этого процесса составляет 225 кВт/т. В точке с продольной координатой $X=8$ она падает до нуля. Продольное перемешивание на поверхности ванны своеобразно. Возле фурменной стенки на участке $0 \leq X \leq 3$ имеет место активное перемешивание с максимальным значением $N_x^{max}=15$ кВт/т. Далее на участке $3 \leq X \leq 10$ продольное перемешивание весьма слабое, но на участке $X>10$ становится интенсивным с удельной мощностью перемешивания, достигающей 25 кВт/т. График изменения осредненного по вертикальным сечениям значения удельной мощности продольного перемешивания (рис. 3.41) показывает, что зона активного перемешивания, располагающаяся у фурменной стенки, расширилась до 12 калибров выходного отверстия фурмы против 3 калибров при пузырьковом режиме, а максимальное значение $\bar{N}_x$ увеличилось с 1,75 кВт/т до 30 кВт/т, т.е. возросло в 17 раз.

Увеличение высоты слоя до $H=19$ при неизменном значении критерия Глинкова $Gn = 3$ привело к двукратному сокращению максимального значения удельной мощности перемешивания в вертикальном направлении (рис.3.42). Еще сильнее сократилась интенсивность перемешивания непосредственно у фурменной стенки (при $X \leq 1$). В глубину слоя от фурменной стенки сместилось сечение слоя, в котором наблюдается максимальная интенсивность перемешивания. В рассматриваемом случае это сечение располагается на расстоянии 10 калибров выходного отверстия фурмы. Появилась энергичная циркуляция в сечении $X=15$. Практически весь объем ванны участвует в перемешивании в вертикальной плоскости по всей высоте слоя.

Вместе с тем, как показывает анализ графика на рисунке 3.43, увеличение высоты слоя привело к локализации по высоте зоны наиболее интенсивного перемешивания в вертикальной плоскости. В зоне квазистационарного барботажного слоя по всей ее высоте интенсивность перемешивания заметно снизилась.

На рисунке 3.44 представлены графики изменения удельной мощности перемешивания вдоль оси OX на разных уровнях барботажного слоя.

Из графиков видно, что, как и прежде, наиболее интенсивное продольное перемешивание имеет место в фурменной плоскости. При $Z=0$ и $0 \leq X \leq 7$ удельная мощность этого процесса достигает 2,2 МВт/т и падает до нуля при $X=7$. Весьма активное перемешивание имеет место на верхней границе фурменной зоны при $Z=1$ и $1 \leq X \leq 12$. На этом уровне удельная мощность продольного перемешивания возрастает от нуля при $X=0$, достигает значения 500 кВт/т при $X=8$ и падает до нуля при $X=12$. Достаточно заметно продольное движение на всех уровнях квазистационарного барботажного слоя.

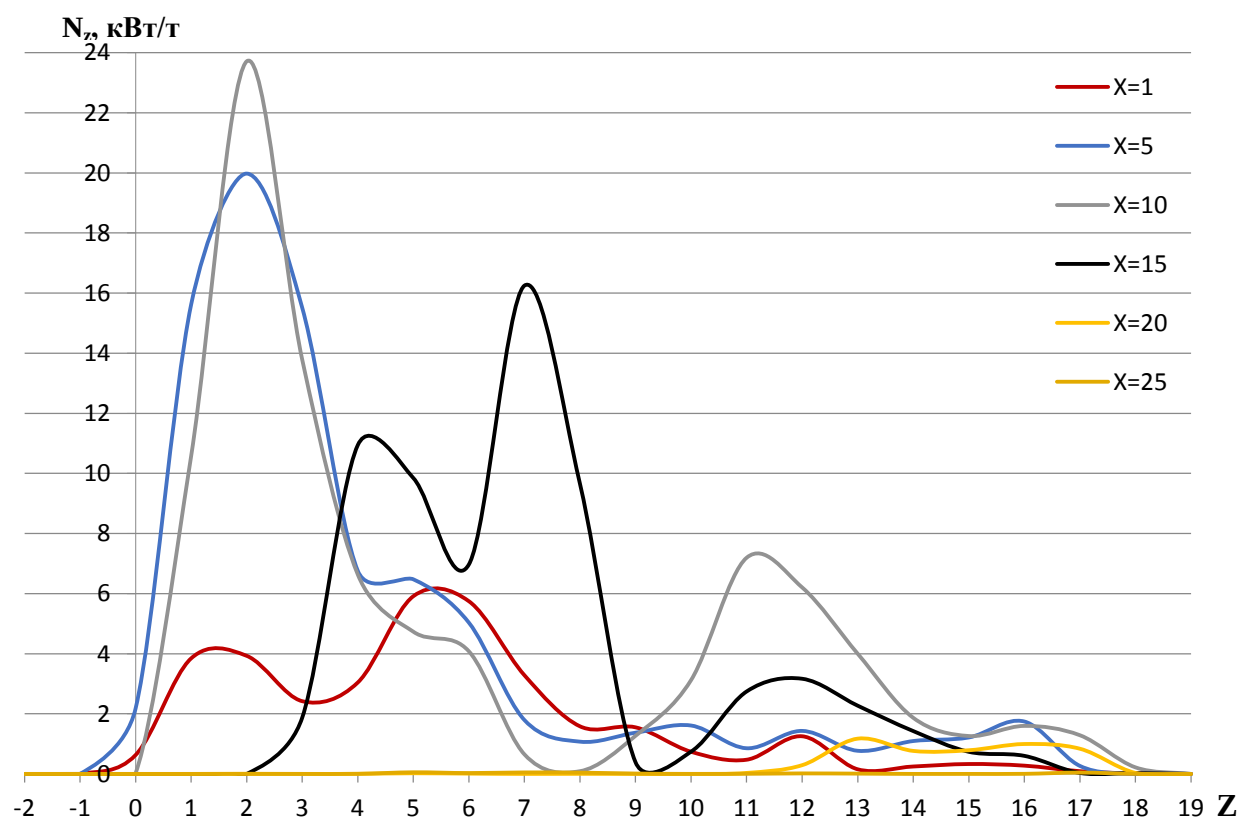


Рисунок 3.42 – Изменение удельной мощности перемешивания слоя в вертикальном направлении в плоскости XOZ при $Y=0$: $G_n=3$, $H_0=19$, $\rho=1000$ кг/м³

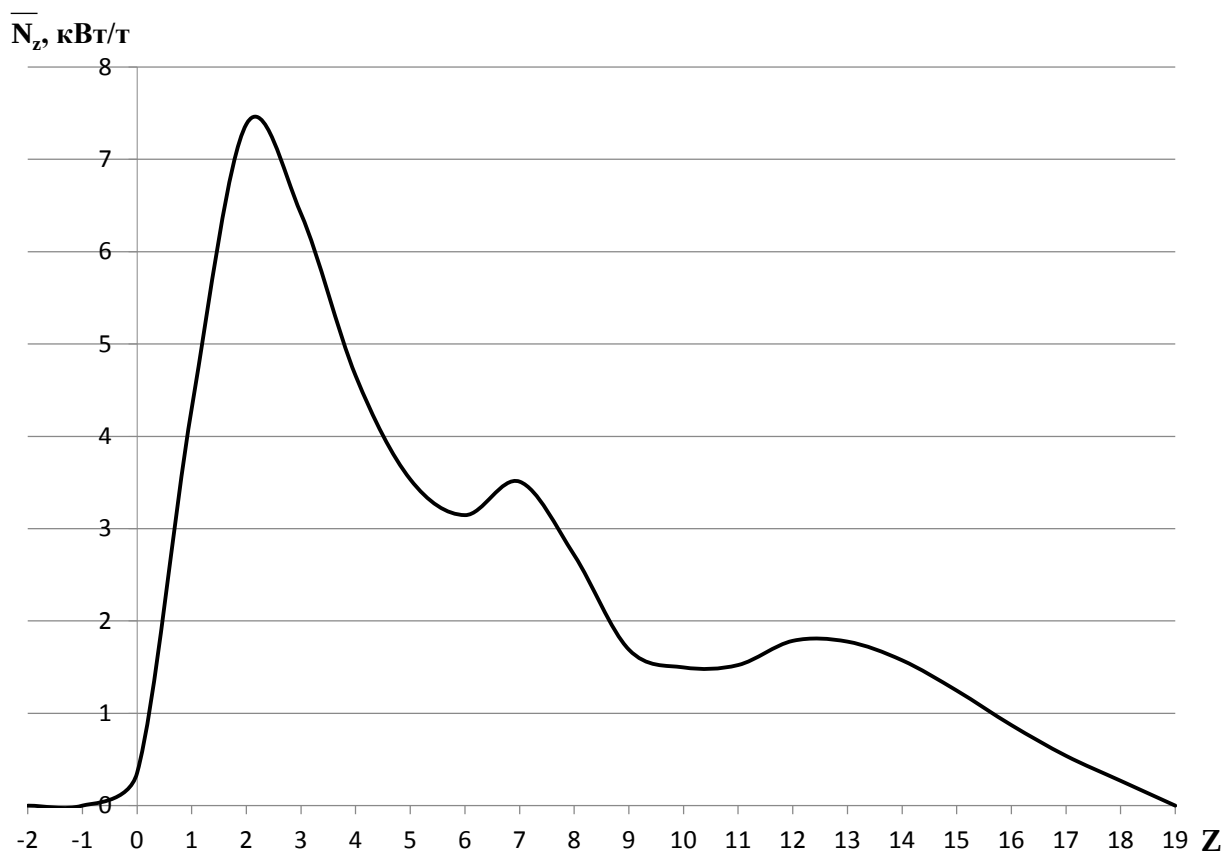


Рисунок 3.43 – Изменение средней по плоскости $X0Z$ удельной мощности перемешивания слоя в вертикальном направлении при $Y=0$:

$$Gn=3, H_0=19, \rho=1000 \text{ кг/м}^3$$

Вместе с тем резко снизилась интенсивность продольного перемешивания на поверхности слоя. Движение на этом уровне равномерное. Его интенсивность практически везде не превышает 5 кВт/т.

На рисунке 3.45 представлен график изменения осредненной по высоте удельной мощности продольного перемешивания ванны в зависимости от координаты X . Из графика видно, что ширина зоны активного перемешивания в указанном направлении, расположенной у фурменной стенки, заметно расширилась и занимает пространство $0 \leq X \leq 12$ против $0 \leq X \leq 7$ при $H_0=11$.

Повышение интенсивности продувки имитировали, повышая значение критерия Глинкова до 5.

На рисунке 3.46 представлены результаты расчетов процесса перемешивания в вертикальном направлении при $H_0=11$ и $Gn = 5$.

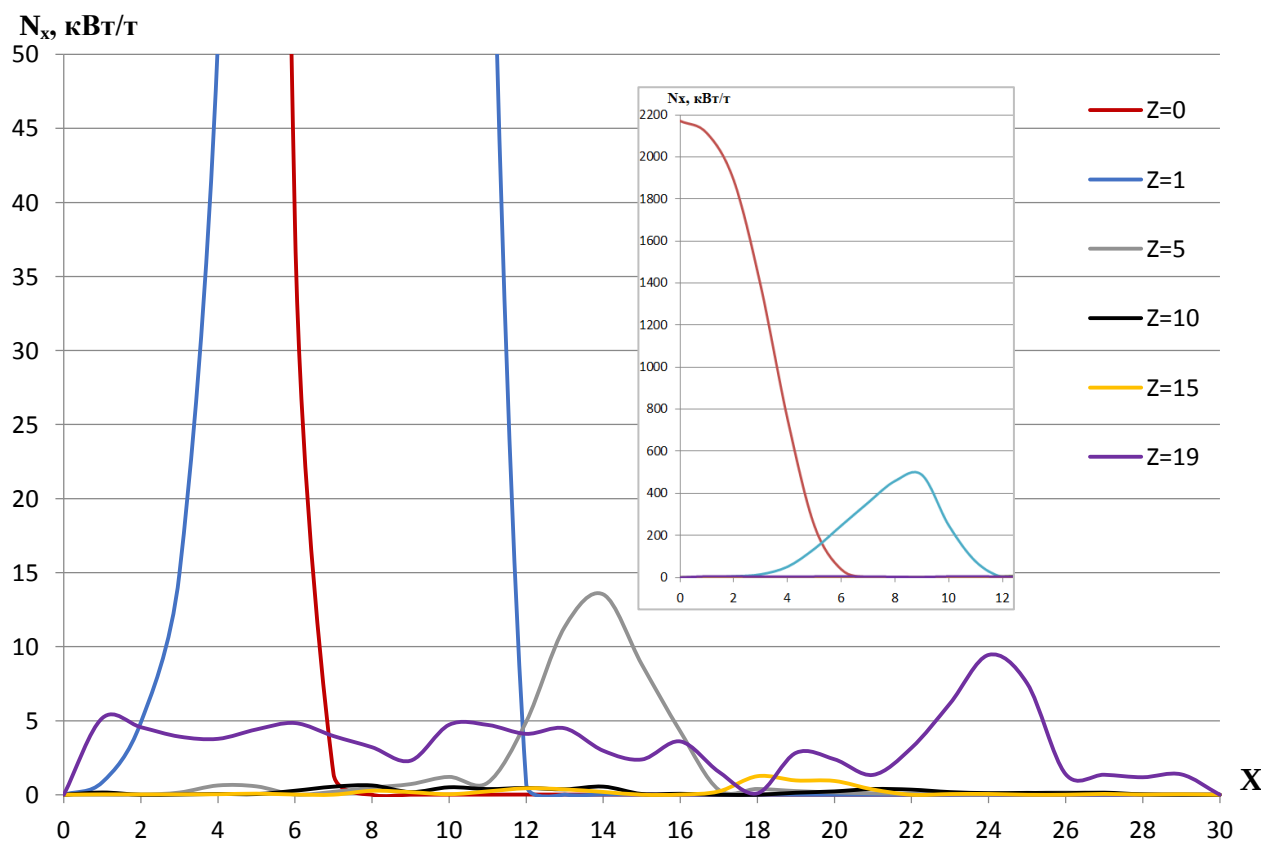


Рисунок 3.44 – Изменение удельной мощности перемешивания слоя в продольном направлении в плоскости XOZ при $Y=0$: $Gn=3$, $H_0=19$, $\rho=1000$ кг/м³

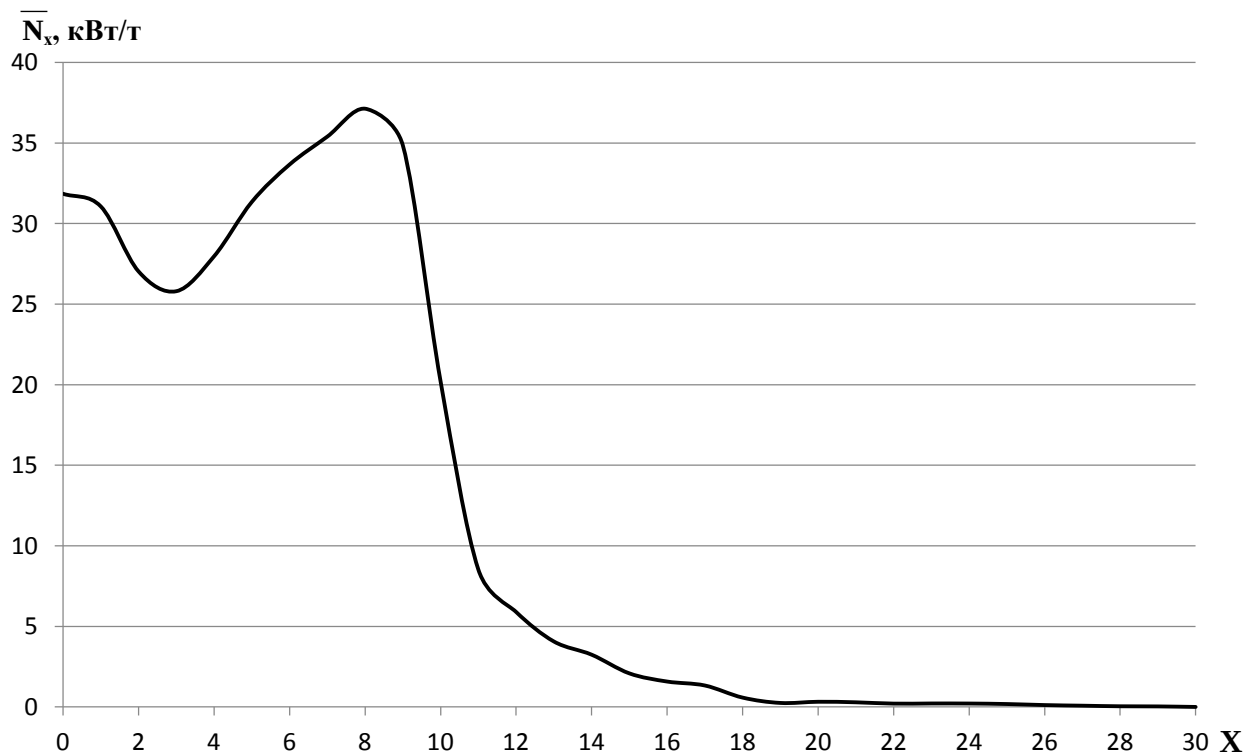


Рисунок 3.45 – Изменение средней по плоскости XOZ удельной мощности перемешивания слоя в продольном направлении при $Y=0$:

$$Gn=3, H_0=19, \rho=1000 \text{ кг/м}^3$$

Из графиков видно, что интенсивное перемешивание по-прежнему осуществляется в фурменной и переходной зонах. При этом максимальная удельная мощность перемешивания в вертикальной плоскости достигается не у фурменной стенки, а на расстоянии от нее в 5 калибров. Ее абсолютное значение также не изменилось и равно $N_z^{max}=47$ кВт/т. Повысилась до $N_z=24$ кВт/т удельная мощность перемешивания при $X=1$. Появился обширный, распространяющийся по всей высоте слоя, восходящий поток в сечении с продольной координатой $X=10$. В верхней части слоя при $9 \leq Z \leq 11$ заметен еще один восходящий поток при $X=25$. Осредненная по горизонтальным сечениям удельная мощность вертикального перемешивания возросла (рис. 3.47). В фурменной и переходной зонах она увеличилась в 1,5 раза и равна 9 кВт/т. В зоне квазистационарного слоя ее значение практически не изменилось, однако, распределение по высоте стало более равномерным.

Графики, описывающие характер продольного перемешивания, представлены на рисунке 3.48.

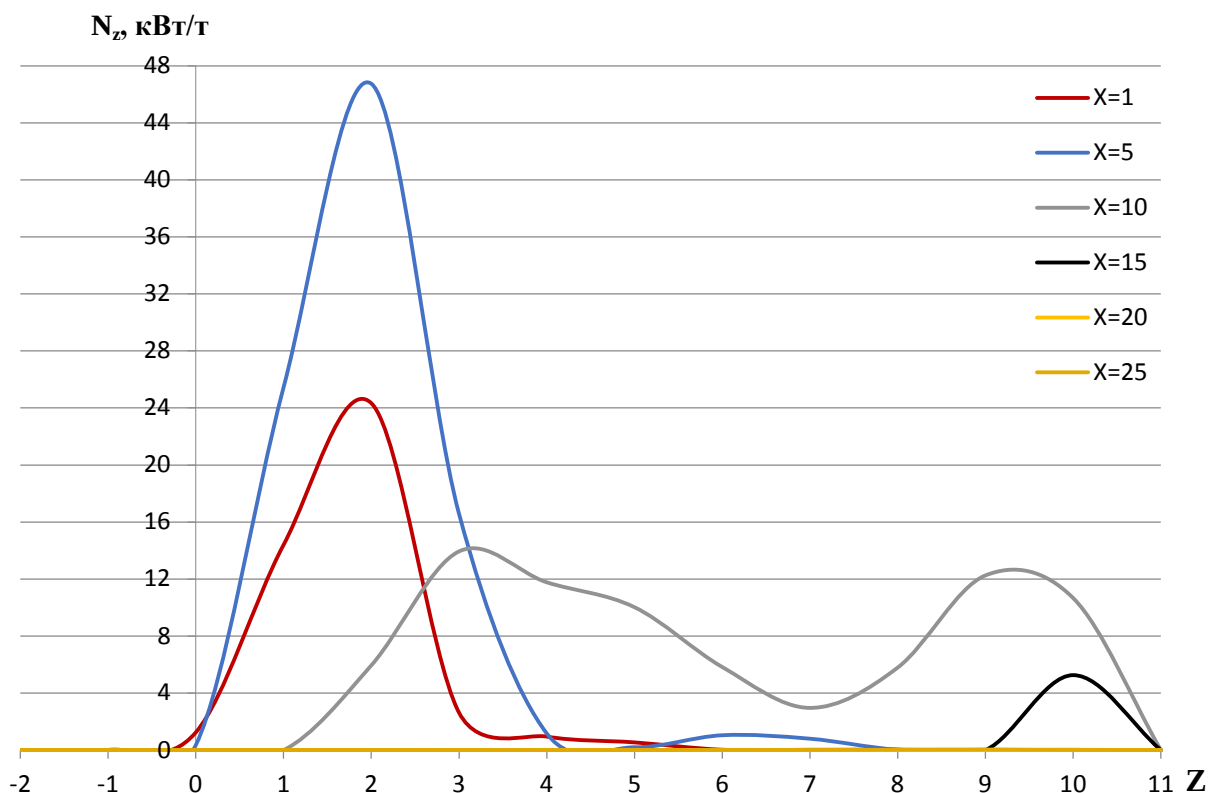


Рисунок 3.46 – Изменение удельной мощности перемешивания слоя в вертикальном направлении в плоскости XOZ при $Y=0$: $Gn=5$, $H_0=11$, $\rho=1000$ кг/м³

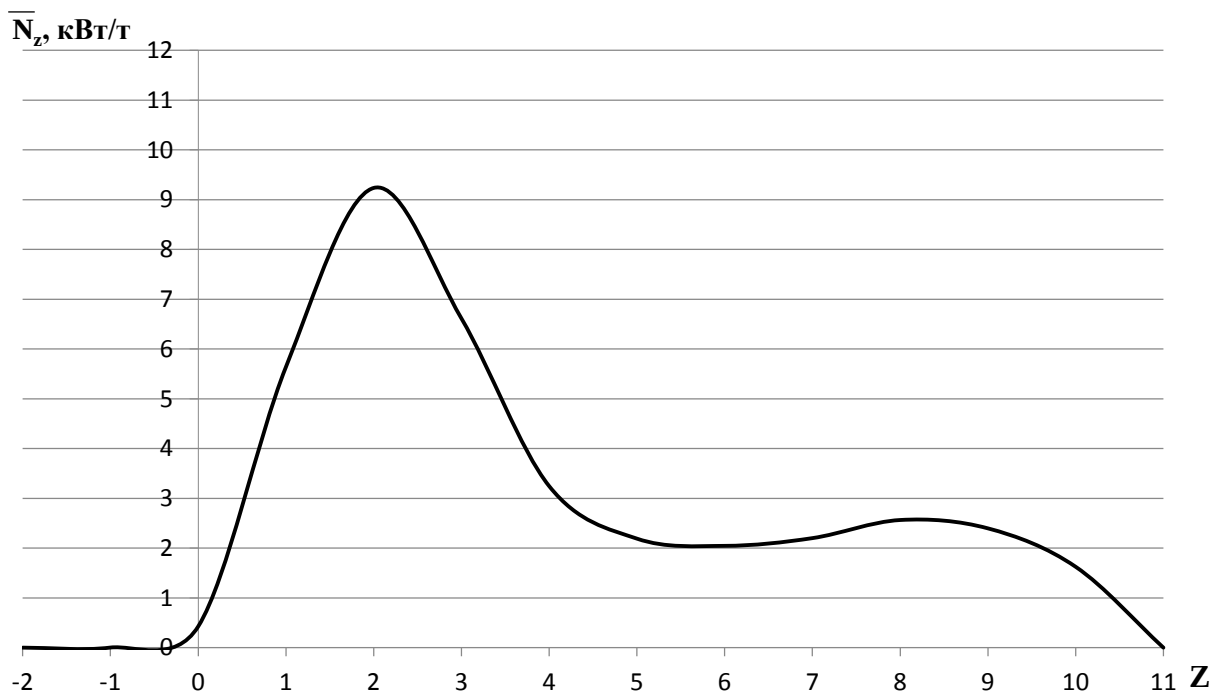


Рисунок 3.47 – Изменение средней по плоскости X0Z удельной мощности перемешивания слоя в вертикальном направлении при $Y=0$:

$$Gn=5, H_0=11, \rho=1000 \text{ кг/м}^3$$

Из графиков видно, что активное продольное перемешивание наблюдается на всех расчётных уровнях слоя. Наиболее мощное перемешивание имеет место в фурменной плоскости у фурменной стенки. Здесь $N_x^{max} = 2,1 \text{ МВт/т}$, т. е. практически вдвое больше, чем при $Gn=3$. Менее активно, чем при $Gn=3$ происходит продольное перемешивание на поверхности ванны.

В целом область активного продольного перемешивания располагается у фурменной стенки и имеет ширину 14 калибров диаметра фурмы (рис. 3.49). Это больше чем, при $Gn=3$. Возросло и среднее значение удельной мощности продольного перемешивания $\bar{N}_x=48 \text{ кВт/т}$ против $\bar{N}_x=30 \text{ кВт/т}$ при $Gn=3$. Режим перемешивания претерпевает значительно большие изменения при увеличении высоты слоя.

На рисунке 3.50 представлены графики изменения удельной мощности перемешивания в вертикальном направлении на различных расстояния от фурменной стенки. Интенсивность перемешивания в пристеночной зоне значительно понизилась: с 47 кВт/т до 10 кВт/т . Однако, она постоянна по объему слоя, в котором практически отсутствуют застойные зоны. Вся масса ванны

участвует в перемешивании в вертикальной плоскости, причем, удельная мощность этого процесса в зоне квазистационарного слоя колеблется в пределах $2 \div 4$ кВт/т.

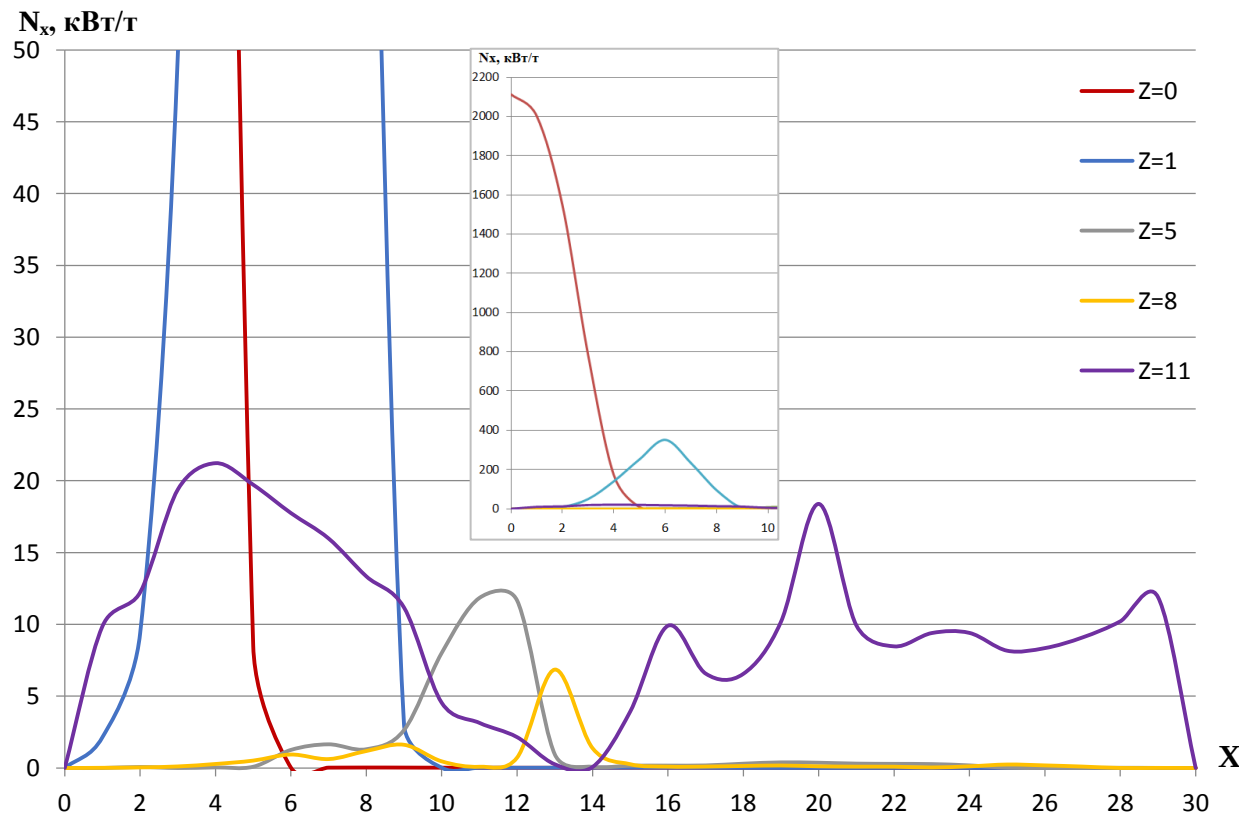


Рисунок 3.48 – Изменение удельной мощности перемешивания слоя в продольном направлении в плоскости XOZ при $Y=0$: $Gn=5$, $H_0=11$, $\rho=1000$ кг/м³

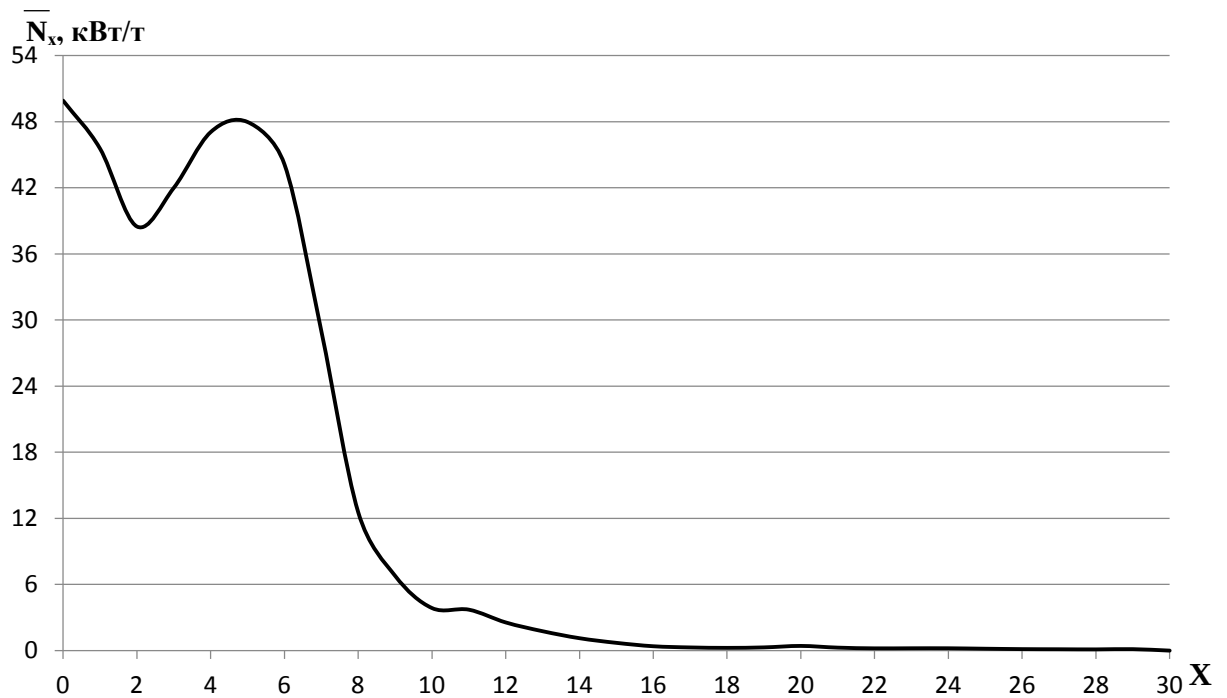


Рисунок 3.49 – Изменение средней по плоскости XOZ удельной мощности перемешивания слоя в продольном направлении при $Y=0$: $Gn=5$, $H_0=11$, $\rho=1000$ кг/м³

Повышение равномерности перемешивания ванны в вертикальной плоскости демонстрирует и график изменения по высоте, осредненной по оси OX , удельной мощности перемешивания, представленный на рисунке 3.51. Несмотря на то, что максимальное значение $\bar{N}_z$ понизилось с 9,3 кВт/т до 3,7 кВт/т, заметно уменьшилась разница между интенсивностью перемешивания в переходной зоне и в зоне квазистационарного слоя: 78,5% при $H_0=11$ до 54% при $H_0=19$. Одновременно увеличилась по высоте зона интенсивного перемешивания: с 4 калибров при $H_0=11$ до 9 калибров при $H_0=19$.

Параметры продольного перемешивания при $H_0=19$ $Gn=5$ представлены на рисунке 3.52 и 3.53. Как следует из рисунка 3.52, наиболее активное перемешивание вдоль оси OX по-прежнему имеет место в фурменной плоскости на выходе из фурмы. В этом сечении $N_x = 3,6$ МВт/т. На расстоянии 9 калибров диаметра фурмы N_x обращается в нуль. В переходной зоне, при $1 \leq Z \leq 5$ имеют место еще два активных потока: при $Z=1$ на участке $3 \leq X \leq 15$ $N_x^{max}=600$ кВт/т и при $Z=5$ на участке $1 \leq X \leq 22$ с $N_x^{max}=27$ кВт/т. На поверхности слоя продольное перемешивание распространяется по всей ее площади и его интенсивность колеблется от 0 до 10 кВт/т.

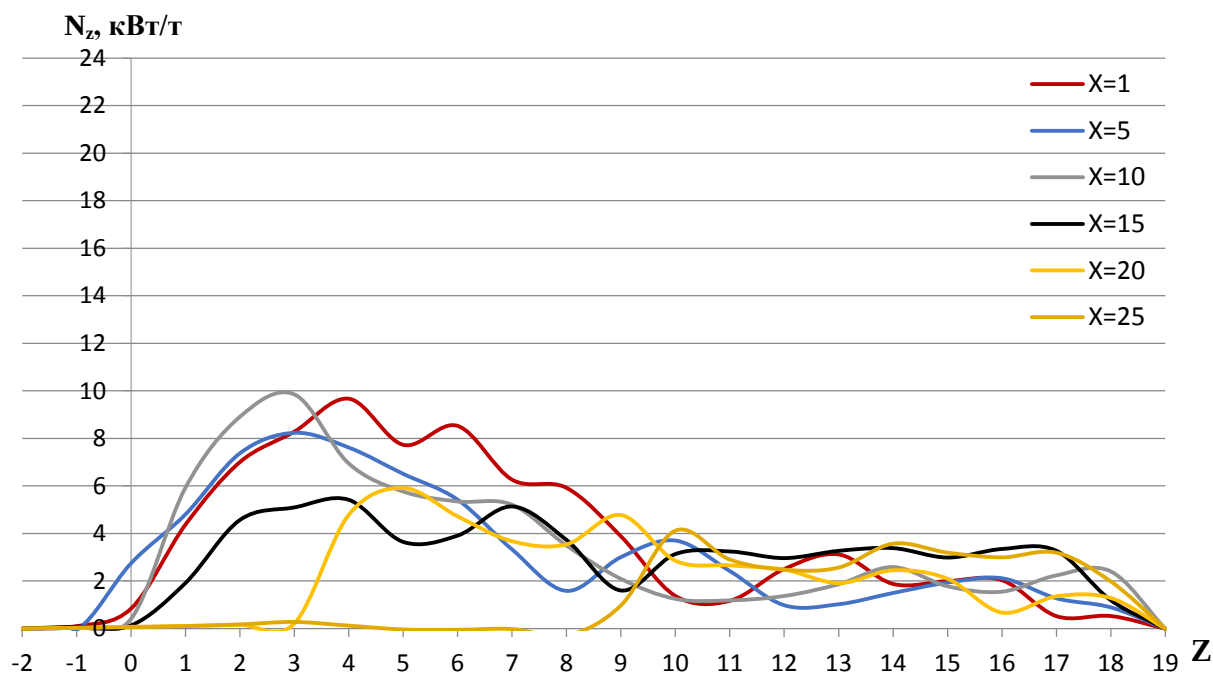


Рисунок 3.50 – Изменение удельной мощности перемешивания слоя в вертикальном направлении в плоскости XOZ при $Y=0$: $Gn=5$, $H_0=19$, $\rho=1000$ кг/м³

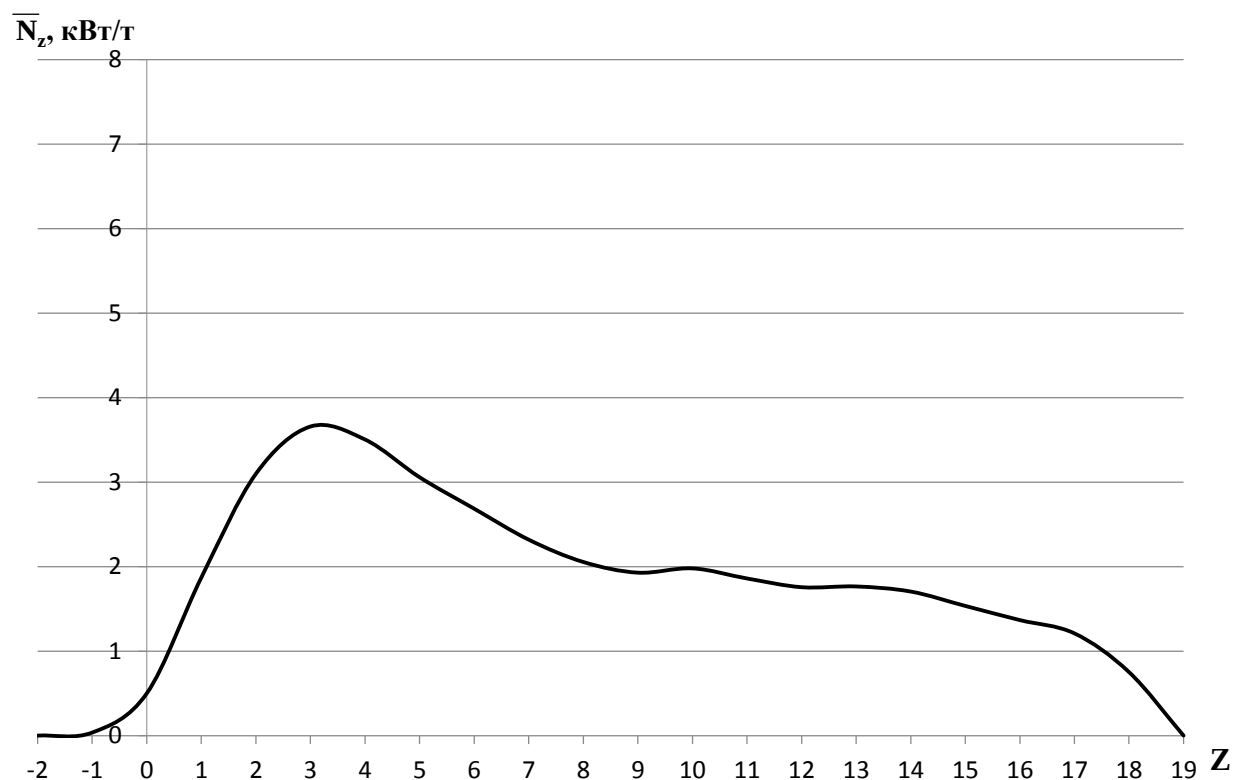


Рисунок 3.51 – Изменение средней по плоскости XOZ удельной мощности перемешивания слоя в вертикальном направлении при $Y=0$: $Gn=5$, $H_0=19$, $\rho=1000$ кг/м³

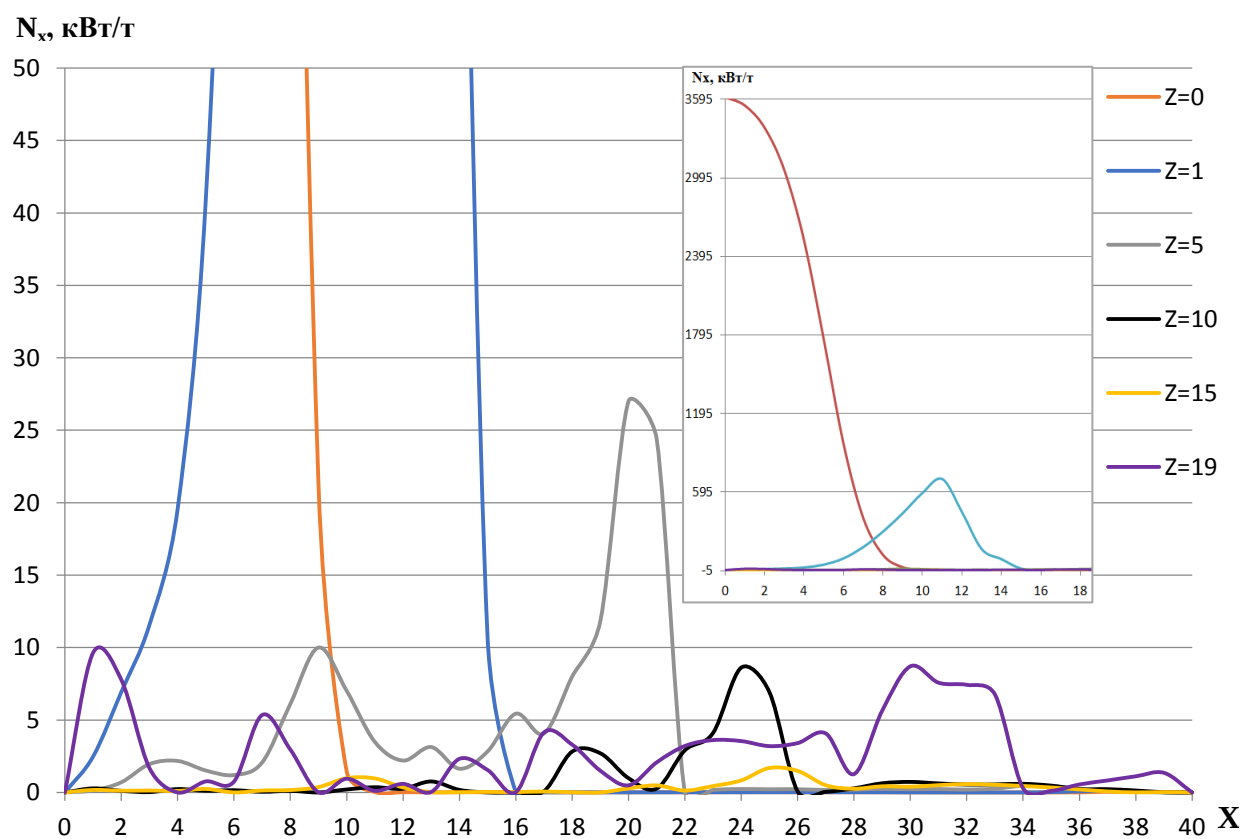


Рисунок 3.52 – Изменение удельной мощности перемешивания слоя в продольном направлении в плоскости XOZ при $Y=0$: $Gn=5$, $H_0=19$, $\rho=1000$ кг/м³

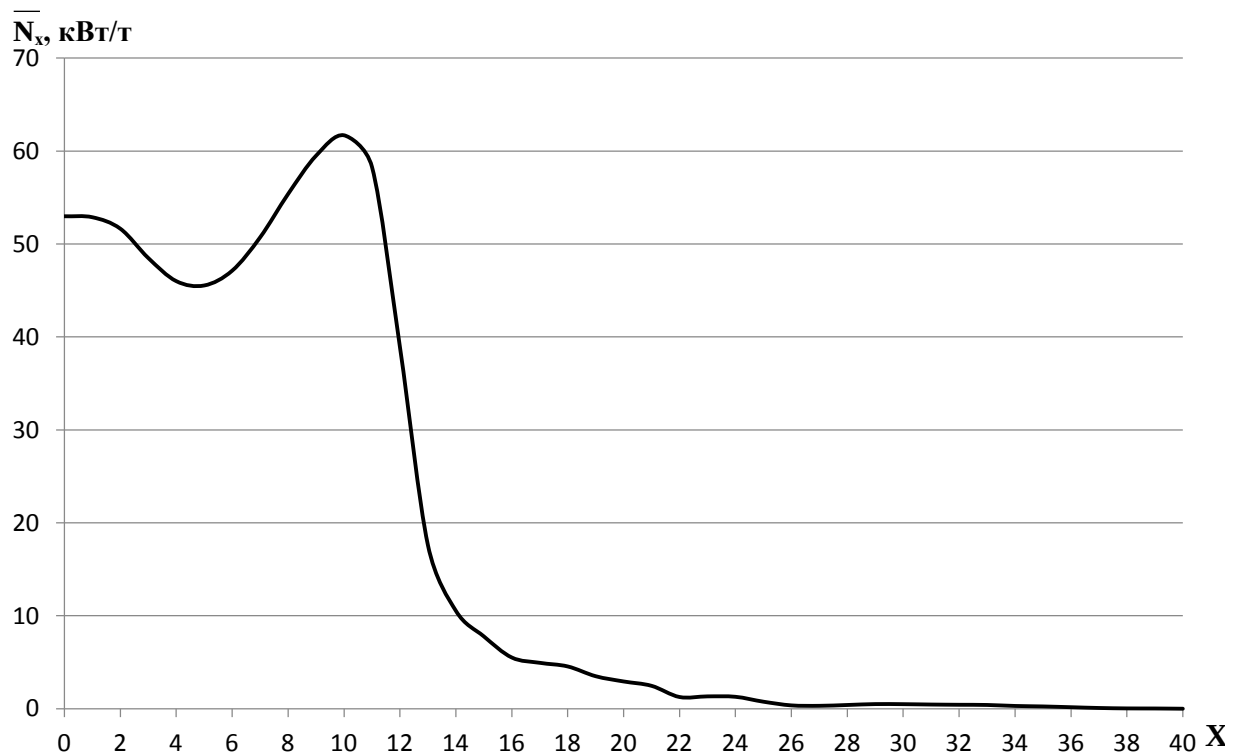


Рисунок 3.53 – Изменение средней по плоскости X0Z удельной мощности перемешивания слоя в продольном направлении при $Y=0$: $Gn=5$, $H_0=19$, $\rho=1000$ кг/м³

На рисунке 3.53 представлена осредненная по высоте слоя характеристика продольного перемешивания в различных сечениях слоя. Максимальное значение осредненной удельной мощности продольного перемешивания увеличилось по сравнению с аналогичной величиной при $H_0=11$ на 20% и составляет 62 кВт/т. Сместилась в глубину слоя сечение, в котором наблюдается наиболее мощное продольное перемешивание. При $H_0=11$ эти сечения имеют абсциссы $X=0$ и $X=5$, а при $H_0=19$ максимальное значение $\bar{N}_x$ наблюдается только при $X=11$. Также расширилась зона активного перемешивания. Если при $H_0=11$ она имела продольный размер $0 \leq X \leq 16$, то при $H_0=19$ этот размер составляет $0 \leq X \leq 26$.

Таким образом, переход к струйному режиму продувки позволяет вовлечь в активное перемешивание большую часть ванны. При этом абсолютные значения локальных удельных мощностей перемешивания уменьшаются. Параметры перемешивания сильнее реагируют на изменения режима продувки (значения Gn) и высоты слоя (H_0). У фурменной стенки образуется зона с пониженной интенсивностью перемешивания.

ГЛАВА 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ

4.1 Обоснование выбора основного механизма перемешивания ванны печи с барботажным слоем при боковой продувке

Как отмечалось ранее, процесс перемешивания ванны в печах с барботажным слоем в существующих публикациях рассматривается с одной из двух точек зрения: термодинамической или гидродинамической. При этом в качестве движущего механизма во всех случаях принимается процесс динамического взаимодействия газового пузыря или газожидкостного потока с гомогенной жидкой средой. В данной работе также использован гидродинамический подход, однако движение ванны рассматривается не как результат динамического воздействия газовых пузырей или газожидкостного потока на расплав, а как результат действия силы земного тяготения на среду с переменной по объему плотностью. При этом переменная плотность в ванне обусловлена не неравномерным нагревом объема, как в обычных задачах свободной конвекции, а неравномерным распределением газа в этом объеме.

Сравнение расчетных значений средней скорости циркуляции ванны, полученных для одного и того же режима продувки с помощью различных моделей перемешивания, с прогнозным значением этой величины, определенным В.Г.Здановской [95] для печи А.В. Ванюкова медеплавильного завода НГМК представленных в таблице 4.1, свидетельствуют о том, что главенствующим механизмом перемешивания является гравитационный механизм.

Таблица 4.1 – Расчетные значения средней скорости перемешивания ванны при ее продувке в режиме $Gn=3$

Модель пневматического перемешивания					Эксп. данные В.Г.Здановской
М.А. Глинков [12] Термодинамика обратимых процессов	А.А. Варенцов, Е.А. Капустин [32] Термодинамика необратимых процессов	Szekely Y., El Kaddah N.E. [51] Теория турбулентной струи	Е.К. Абрамович и др. [73] Теория турбулентных струй	Г.С. Сборщиков, Н.Ф. Вельтищев, А.М. Володин, С.А. Крупенников [78]	На основании расчета массообмена в действующих печах с барботажным слоем [97]
0,5	0,25	0,12	0,5	0,73	0,8

Из данных таблицы видно, что указанный механизм без помощи других механизмов пневматического перемешивания (всплывающих пузырей, газожидкостных потоков) обеспечивает наблюдаемую на практике производительность действующих печей. Определив, как основной гравитационный механизм перемешивания, дальнейшие исследования направили на выявление способов воздействия на него, приводящих к повышению качества и интенсивности перемешивания.

4.2 Отличие созданной математической модели от существующих моделей гидродинамики барботажного слоя

В существующих моделях описывается процесс взаимодействия одиночного всплывающего пузыря с окружающей жидкостью (рис. 1.4). Полученный результат умножается на число пузырей, определяемое различными способами. Либо взаимодействие газожидкостного потока с окружающей его гомогенной жидкостью. Поток расширяется вдоль продольной оси по законам свободной затопленной гомогенной струи. Исходя из этого, в сечениях вдоль потока изменяется содержание жидкой фазы и, как следствие, плотность потока. Двухфазный поток взаимодействует с окружающей его жидкостью вдоль всей свободной поверхности и передает ей импульс. За счет этого жидкость приходит в движение (рис. 1.7). Обе указанные модели предполагают, что основным источником движения ванны является механическая энергия, переданная жидко-

сти при ее взаимодействии с пузырями или газожидкостным потоком. В настоящей работе представлена математическая модель, в которой источником движения слоя является сила притяжения земли. Такое движение называется свободной конвекцией. Оно возникает, если в среде имеется изменяющееся в пространстве поле плотности. В условиях действия силы притяжения в таком пространстве возникает переменное поле силы тяжести, которое вызывает движение среды. Это движение происходит в направлении, противоположном направлению градиента силы тяжести. Широко известны работы по свободной конвекции в гомогенных средах. В таком случае переменное поле плотности возникает, например, в связи с неравномерным прогревом среды. В нашей модели переменное поле плотности возникает в связи с неравномерным распределением газа в объеме слоя.

Этот факт описывается в системе главных уравнений 2.3÷2.10, а в условиях однозначности – уравнением (2.11). В связи с внесенными изменениями в уравнении закона сохранения импульса (уравнение Навье-Стокса) переменной величиной становится массовая плотность силы тяжести (первое слагаемое справа в уравнении 2.9). Изменен также способ определения кинематического коэффициента вязкости $\nu_{\text{эф}}$ барботажного слоя. В существующих моделях он определяется в заданной точке объема слоя с помощью «k-ε» модели турбулентности. Однако, эта модель создана и справедлива для гомогенных сред. Для барботажного слоя она определяет значение $\nu_{\text{эф}}$ с погрешностью в 50% (см. рис.1.10). В нашей работе кинематический коэффициент вязкости определяется по формуле:

$$\nu_{\text{эф}} = \frac{\mu_{\text{эф}}}{\rho_{\text{эф}}}$$

где $\mu_{\text{эф}}$ определяется по формуле (2.4), $\rho_{\text{эф}}$ – по формуле (2.3).

Таким образом, учитывается тот факт, что в движущейся среде с дисперсными частицами (в нашем случае пузыри в потоке расплава или капли расплава в потоке газа) наличие дисперсной фазы оказывает доминирующее влияние на параметры турбулентных пульсаций и подавляет их [73].

Изменение концентрации газа в фурменной зоне определяли с помощью эмпирической формулы (2.11), полученной путем обработки экспериментальных данных Г.Т. Альмусина [93]. Изменение этой величины за пределами фурменной зоны в пределах допущения Буссинеска определяли по формуле (2.8) [82].

Перечисленные добавления, внесенные в классическую модель движения гомогенной жидкости, сделали ее чувствительной к изменению физических свойств псевдогомогенной ванны: ее плотности и вязкости, которые изменяются в объеме барботажного слоя при неизменной температуре и постоянном химическом составе расплава только из-за изменения локальных значений концентрации газа. Созданная модель позволила решить поставленные задачи исследования.

4.3 Особенности гравитационного перемешивания ванны с барботажным слоем при боковой продувке

В процессе исследований выполнили 24 серии численных экспериментов: 4 серии в области пузырькового режима истечения ($Gn < 1$), 4 серии в области переходного режима истечения ($1 \leq Gn \leq 3$) и 4 серии при струйном режиме истечения ($3 \leq Gn \leq 13,3$). Каждое исследование проводилось при $H_0 = 11$ и $H_0 = 19$.

В каждом из указанных режимов газ по-разному вытекает из фурмы в расплав. При пузырьковом режиме на носике фурмы формируется пузырь, который достигнув отрывного размера, отрывается под действием силы Архимеда и всплывает вдоль фурменной стенки к поверхности слоя. При истечении в переходном режиме у носика фурмы образуется газовая полость, которая некоторое время удерживается у носика и при этом увеличивается в размерах. Достигнув определенных размеров, полость отрывается и также всплывает вдоль фурменной стенки со скоростью, меньшей, чем сферический пузырь [64]. При струйном режиме истечения у носика фурмы образуется не исчезающая газовая полость, от поверхности которой отрываются газовые пузыри. Кроме того, от ее

головной части периодически отрываются газожидкостные агрегаты, образующие газожидкостные потоки, движущиеся к поверхности слоя по криволинейным траекториям [4].

Установлено, что во всех режимах зона наиболее энергичного перемешивания расположена в фурменной плоскости. По высоте активное перемешивание ванны имеет место в интервале шести калибров диаметра выходного отверстия фурмы, т.е. в пределах фурменной и переходной зон. В зоне квазистационарного слоя свободная конвекция, связанная с неравномерностью распределения газа в объеме слоя, развита слабо, что объясняется относительно равномерным распределением газа по объему ванны в этой зоне.

При пузырьковом и переходном режимах продувки в зоне квазистационарного слоя движение ванны в вертикальном направлении наблюдается только вблизи фурменной стенки. Это связано с тем, что при указанных режимах только в этой зоне имеет место значительный градиент плотности ванны по высоте. Ширина пристеночной области, в которой наблюдается восходящее движение ванны зависит от относительной высоты слоя и не превышает четырех калибров выходного отверстия фурмы. При этом скорость восходящего потока высока. Ее максимальное значение достигается в конце переходной зоны и в исследованных пределах значений критерия Глинкова равнялась 16 м/с (рис. 4.2). С увеличением высоты слоя максимальное значение скорости восходящего потока уменьшается, что связано с возрастанием отрывного диаметра пузыря и его деформации, что уменьшает скорость всплытия и увеличивает ширину восходящего потока.

Помимо фурменной плоскости высокие скорости циркуляции ванны при любом режиме продувки имеют место на поверхности барботажного слоя. Толщина зоны интенсивной циркуляции не превышает половины диаметра выходного отверстия фурмы. Причина интенсивной циркуляции ванны объясняется следующим образом. При выходе газа на поверхность ванны происходит разрыв пузырей. Часть высвободившейся энергии передается образовавшимся каплям расплава, сообщая им вертикальную скорость, а оставшаяся энергия раз-

рыва пузыря переходит в окружающую жидкость, заставляя ее двигаться в продольном и поперечном направлениях на поверхности слоя. Помимо этого работает и чисто гравитационный механизм, связанный с неравномерностью распределения по поверхности газа, покидающего барботажный слой. Суммарная скорость ванны на поверхности слоя складывается из продольной и поперечной проекций и составляет значительную величину (рис. 3.16÷3.19).

Эксперименты показали, что свободная конвекция в поперечном направлении в фурменной и переходной зонах незначительна. Она становится заметной в верхней части квазистационарного слоя. Причиной этого является, очевидно, характер распределения газа по объему барботажного слоя.

Для пузырькового режима истечения, для которого характерна слабая в целом подвижность слоя, скорость восходящего потока достигает 12 м/с (рис. 4.2), а скорость горизонтального – 10 м/с (рис. 4.3). В то время, как максимальная скорость газожидкостного потока на поверхности реакционной зоны кислородного конвертера по данным Е.Д. Хмелевой [47] не превышает 0,9 м/с. Такой же порядок величины этой скорости представлен в работе Г.Н. Абрамовича – 0,5 м/с [72]. Из этого следует, во-первых, что движение ванны под действием гравитационных сил примерно в сто раз интенсивней, чем под действием динамического воздействия газовой фазы на расплав, а во-вторых, что процесс перемешивания ванны под действием силы тяжести анизотропен. Эксперименты показали, что при работе на малых значениях числа Глинкова и низком слое преобладающее значение имеет перемешивание в вертикальном направлении (рис. 4.2). Но при работе в переходном и, особенно, в струйном режимах решающую роль играет перемешивание в продольном направлении (рис. 4.3). При реально достижимых значениях критерия Глинкова ($Gn=5$) скорость циркуляции ванны в вертикальном направлении может достигнуть 9 м/с при скорости продольного движения 50 м/с.

Анализ гидродинамики доструйных режимов продувки показал, что в процессе циркуляции участвует в лучшем случае треть объема барботажного слоя. при этом в зоне циркуляции, расположенной у стен печи, развиваются вы-

сокие скорости восходящих потоков, что влечет за собой недопустимо большие механические, тепловые и химические нагрузки на них, а также является причиной интенсивного брызгоуноса из слоя. В целом при доструйных режимах продувки управлять гидродинамикой ванны невозможно.

При переходе к струйному режиму продувки изменяется механизм истечения газа в расплав. Вслед за этим меняется кинематика ванны. Наличие в фурменной зоне перед выходным сечением сопла неисчезающей газовой полости конечных размеров способствует тому, что основная часть вдуваемого газа проникает в глубину слоя. Это приводит к более равномерному распределению газа в фурменной зоне. Уменьшается газовая нагрузка в пристеночной зоне, а вслед за этим снижается скорость восходящих потоков у стен агрегата. С другой стороны возникает градиент плотности в вертикальной плоскости в той части фурменной зоны, в которую проникает газовый поток. Соответственно возникает восходящее движение в объеме расположенном над указанной частью фурменной зоны. В пределе в восходящем движении участвует весь объем ванны. Это создает предпосылки для реализации в ней режима идеального смешения. По мере увеличения числа Глинкова возрастает интенсивность перемешивания ванны с одновременным снижением максимального значения вертикальной проекции скорости ванны и падением до нуля скорости потока в пристеночной зоне слоя.

В качестве интегральной характеристики гидродинамики слоя определили среднюю по объему скорость ванны $\bar{w}$, как среднеарифметическое значение локальных скоростей:

$$\bar{w} = \frac{\sum_{i=1}^n \sqrt{u_i^2 + v_i^2 + w_i^2}}{n}. \quad (4.1)$$

На рисунке представлен график ее зависимости от режима продувки для двух значений высоты ванны. Из графика следует, что при работе в пузырьковом и переходном режимах средняя по ванне скорость сложным образом зависит от значения критерия Глинкова и высоты слоя.

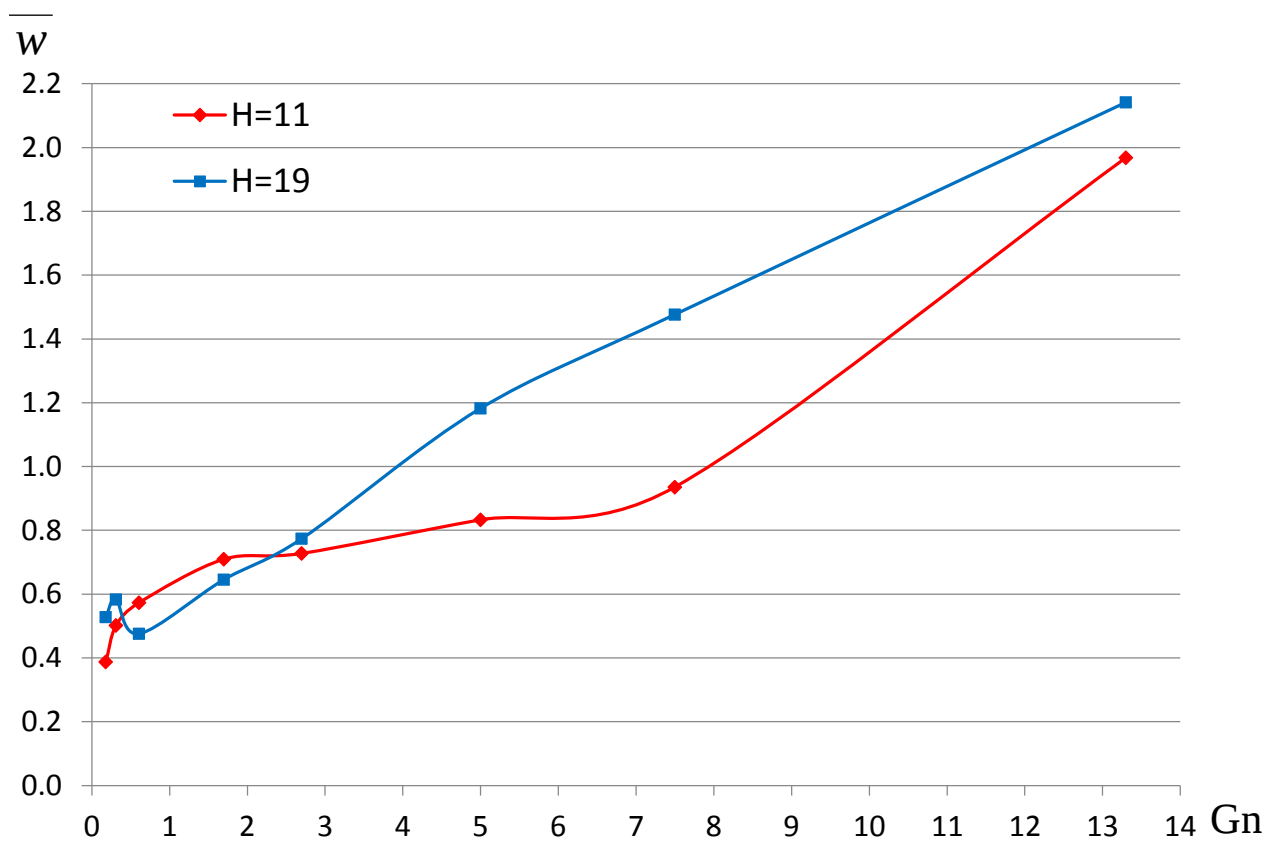


Рисунок 4.1 – Зависимость средней скорости ванны от режима продувки, $\bar{w}$, м/с

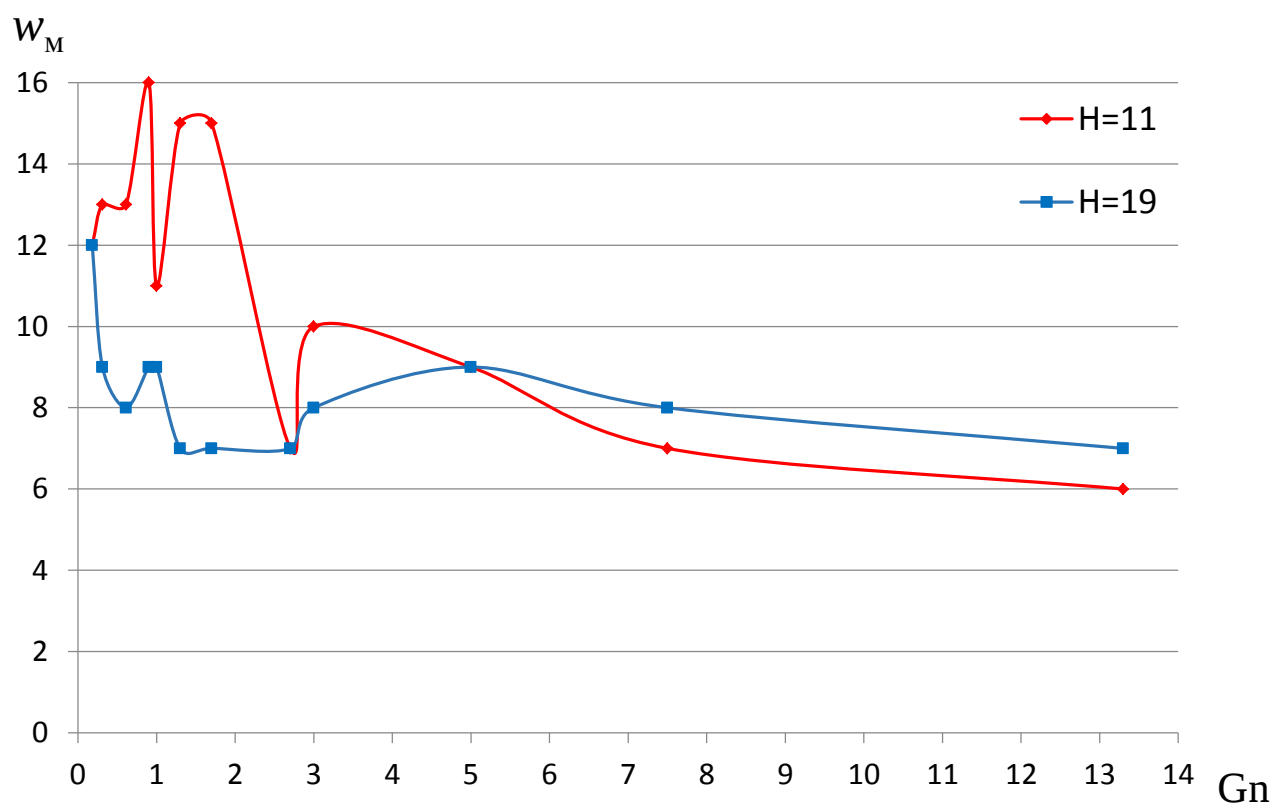


Рисунок 4.2 – Зависимость максимального значения вертикальной составляющей скорости ванны от режима продувки, w_M , м/с

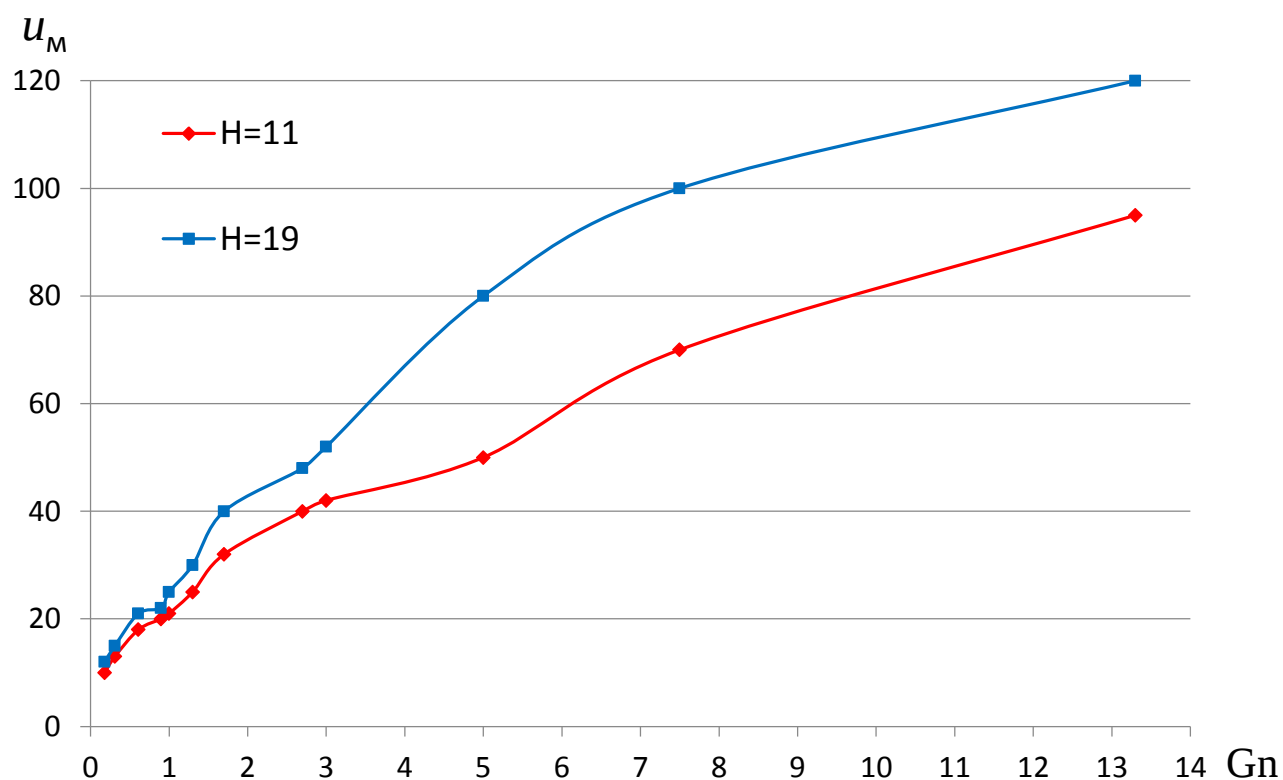


Рисунок 4.3 – Зависимость максимального значения горизонтальной составляющей скорости ванны от режима продувки, u_m , м/с

Таблица 4.2 – Максимальные значения вертикальной и горизонтальной составляющих скорости ванны от режима продувки и высоты слоя

Значения критерия Глинкова, Gn	Высота слоя $H_0=11$		Высота слоя $H_0=19$	
	u_m , м/с	w_m , м/с	u_m , м/с	w_m , м/с
0.18	10	12	12	12
0.31	13	13	15	9
0.61	18	13	21	8
0.9	20	16	22	9
1	21	11	25	9
1.3	25	15	30	7
1.7	32	15	40	7
2.7	40	7	48	7
3	42	10	52	8
5	50	9	80	9
7.5	70	7	100	8
13.3	95	6	120	7

Однако после перехода к струйному режиму продувки указанная зависимость становится практически линейной. Кроме того, проявляется ее зависимость от высоты слоя.

При доструйных режимах продувки, в которых в настоящее время работают все печи с барботажным слоем, рассматриваемые в данной работе, предельная скорость ванны близка к значению 0,8 м/с. Эта величина ранее была определена В.Г. Здановской с помощью полного факторного эксперимента [7]. Совпадение значения скорости перемешивания ванны, определенной расчетным путем и экспериментально, является еще одним подтверждением корректности используемой в работе математической модели.

Влияние параметров тяжелой фазы на кинематику барботажного слоя изучали путем сопоставления зависимости средней по объему скорости ванны $\bar{w}$, от режима продувки воздухом слоя воды и расплава. Плотность последнего принимали равной $\rho_{\text{ж}}=7000 \text{ кг/м}^3$, динамический коэффициент вязкости μ_c , мПа·с определен по формуле [97]:

$$\lg \mu_c = -0.855 + \frac{300}{T} \quad (4.2)$$

Результаты расчетов представлены на рисунке 4.4. Из графиков следует, что при увеличении плотности тяжелой фазы интенсивность свободноконвективного движения ванны при всех режимах продувки возрастает. На доструйных режимах с увеличением значения критерия Глинкова темп роста скорости металлической ванны больше, чем водяной. При струйном режиме продувки с увеличением критерия Глинкова скорость циркуляции металлической ванны оставаясь выше, чем скорость водяной, возрастает по асимптотическому закону, тогда как скорость водяной ванны – по линейному. С нашей точки зрения это связано с тем, что характер распределения газа в металлической и водяной ваннах различен. При равных значениях критерия Глинкова скорость газа на входе в металлическую ванну существенно выше, чем водяную:

$$w_0 = \sqrt{\frac{Gn \cdot \rho_{\text{ж}} \cdot g \cdot h}{\rho_{\Gamma}}}. \quad (4.3)$$

Этой величиной в значительной степени определяется структура фурменной зоны, а также характер и траектория восходящего газожидкостного потока [63]. Необходимо также учитывать, что при определенном уровне газовой нагрузки возможен пробойный режим продувки ванны [41], при котором интенсивность перемешивания резко падает. Все перечисленные факторы определяют сложный характер зависимости скорости свободноконвективного движения от режима продувки и высоты слоя. Однако, результаты расчетов однозначно показывают, что с увеличением плотности жидкой фазы возрастает скорость свободной конвекции. Связано, это, по-видимому, с тем, что отношение $\frac{\Delta \rho}{l}$, являющееся интегралом градиента плотности ванны $\frac{\partial \rho}{\partial l}$ и определяющее движущую силу свободной конвекции, для металлической ванны больше, чем для водяной. Во всяком случае, согласно данным рисунка 4.4 скорость перемешивания металлической ванны за счет свободной конвекции при работе на практически достижимых значениях критерия Глинкова ($Gn=5$) примерно вдвое больше, чем у водяной при одной и той же высоте барботажного слоя.

Таким образом, при переходе на струйный режим и работе на реально достижимых дозвуковых режимах продувки ($Gn=5$) возможно более чем в два раза увеличить среднюю скорость перемешивания ванны. Что, как было показано в первой главе данной работы, позволит минимум вдвое интенсифицировать обменные процессы в ней. При этом одновременно с ростом производительности агрегата снизятся динамические, тепловые и химические нагрузки на ограждения рабочей камеры печи.

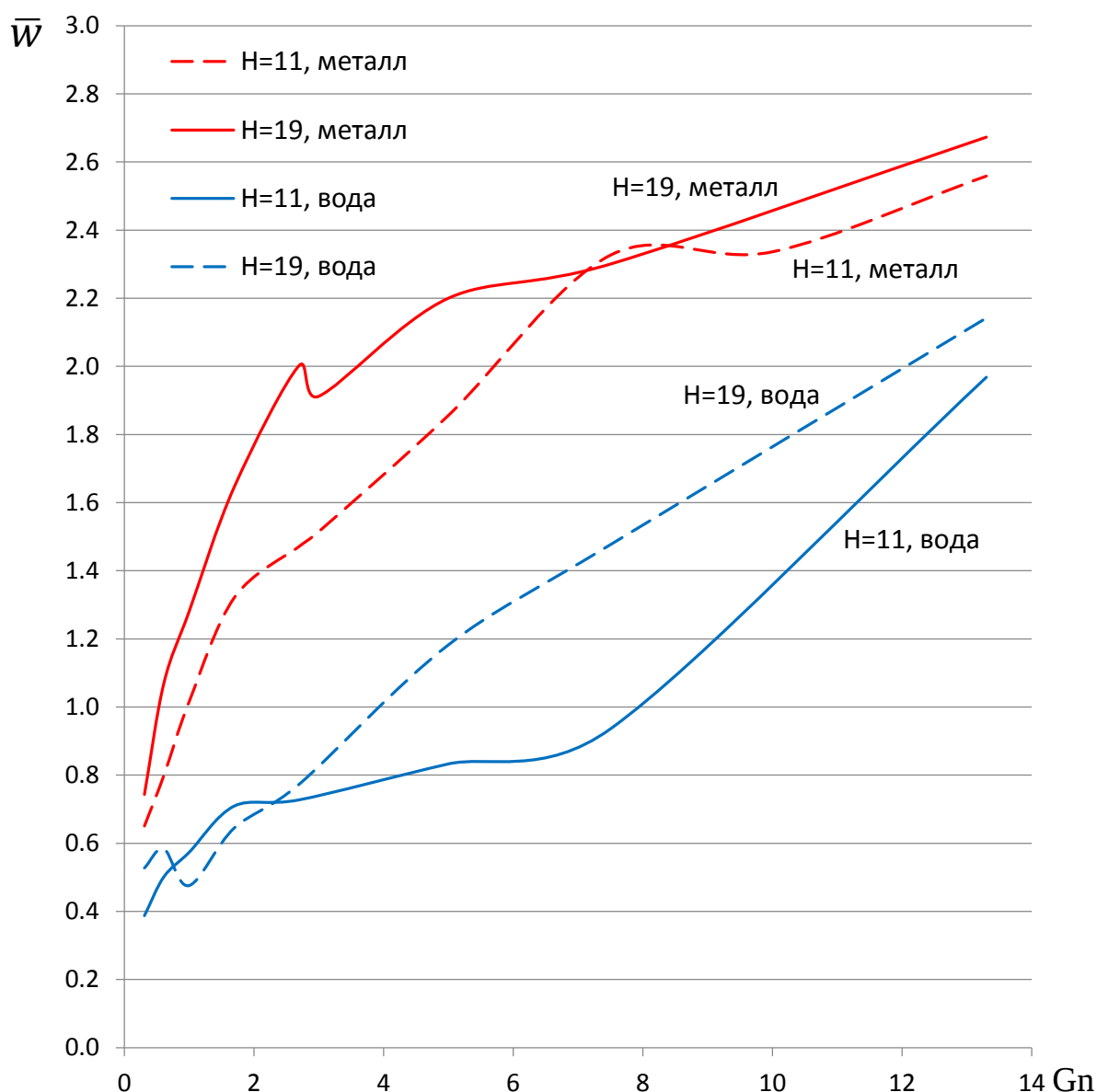


Рисунок 4.4 – Зависимость скорости перемешивания ванны от режима продувки, высоты слоя и плотности жидкой фазы, $\bar{W}$, м/с

Изучение особенностей перемешивания ванны на основании анализа распределения удельной мощности перемешивания по объему барботажного слоя показывает, что при доструйных режимах продувки интенсивное перемешивание сосредоточено в пристеночной зоне и при малых значениях критерия Глинкова растянуто по высоте слоя. С переходом на струйный режим продувки по мере увеличения числа Глинкова удельная мощность перемешивания в вертикальной плоскости уменьшается, но увеличивается вплоть до всей ширины пе-

чи зона активного перемешивания. За счет этого возрастает интегральный эффект перемешивания ванны в вертикальной плоскости.

Внешне указанный эффект выражается в том, что на поверхности ванны при увеличении критерия Глинкова бурное кипение с мощными выбросами сменяется на спокойное кипение, равномерное по всей поверхности. Указанная особенность объясняется тем, что по мере увеличения значения критерия Глинкова увеличивается размер газовой полости (зоны продувки) в фурменной зоне. Это приводит к более равномерному распределению потоков газа по объему слоя и, следовательно, к уменьшению локальных значений градиента плотности. Однако, при этом в восходящее движение оказывается вовлеченной все большая часть объема слоя. По той же причине уменьшается по высоте зона активного перемешивания и увеличивается интенсивность перемешивания в продольном направлении, особенно в фурменной плоскости.

На рисунке 4.5 представлены графически результаты численного исследования зависимости осреднённой по объему ванны удельной мощности перемешивания от перечисленных выше параметров. Из графиков видно, что суммарная мощность свободноконвективного перемешивания возрастает с ростом плотности ванны и ее высоты, а также при переходе от пузырькового к струйному режиму продувки. В металлургии практически реализуемым режимом продувки является продувка со значением критерия Глинкова не более пяти. При этом удельная мощность перемешивания может возрасти от пяти до семи раз по сравнению с реализуемой в настоящее время при продувке в режиме $Gn \leq 1$.

Резюмируя изложенное выше, можно представить механизм гравитационного перемешивания ванны печи с барботажным слоем следующим образом: при пузырьковом режиме истечения газовая полость располагается вдоль фурменной стенки и не проникает в глубь слоя. В связи с этим градиент плотности в фурменной зоне локализован и наблюдается непосредственно в зоне нахождения газовой полости. Поэтому силы гравитации действуют также в указанной области. При струйном режиме продувки около выходного отверстия фурмы

образуется газовая полость конечных размеров. Соответственно пропорционально увеличивается область действия высокого градиента силы тяжести и соответственно величина гравитационных сил. Этим и объясняется анизотропия процессов свободной конвекции.

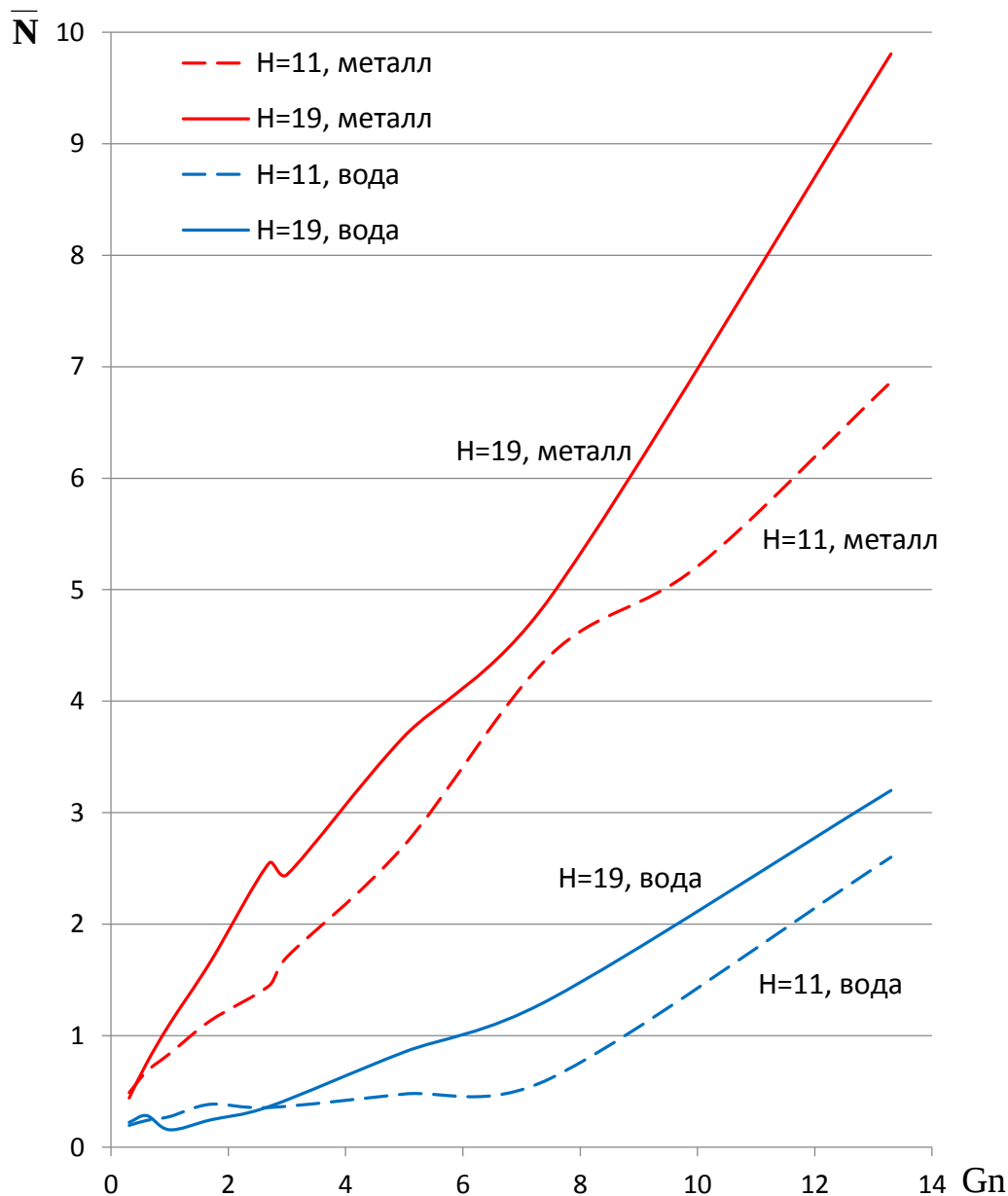


Рисунок 4.5 – Зависимость удельной мощности перемешивания ванны $\bar{N}$, кВт/т, от режима продувки, высоты слоя и плотности расплава

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обобщая диссертационную работу, хотелось бы обратить внимание на следующие моменты.

Поставленные перед началом работы задачи выполнены полностью.

Впервые численным экспериментом показано решающее влияние гравитации на гидродинамику ванн печей с барботажным слоем типа печи Ванюкова или Ромелт.

Проведено цельное, разностороннее исследование влияния режима истечения газа из фурмы при боковой подаче на процессы перемешивания ванны. Показано, что при реализации существующих режимов продувки невозможно интенсифицировать технологические процессы в ванне за счет увеличения высоты слоя или скорости истечения газа из носка фурмы.

Впервые разработана математическая модель гидродинамики барботажного слоя при боковой подаче газа, учитывающая действие силы гравитации. Созданная модель позволила выявить влияние изменения эффективной плотности и эффективного коэффициента вязкости барботажного слоя в локальных точках его объема.

Объективность и достоверность полученных результатов обеспечивалась применением при разработке математической модели фундаментальных законов природы, а также строгим соблюдением законов теории подобия. Верификация модели осуществлялась путем сравнения результатов получаемых в численном эксперименте с данными лабораторных и промышленных исследований других авторов.

Установлено, что удельная мощность гравитационного перемешивания пропорциональна плотности перемешиваемого материала и возрастает с увеличением высоты слоя.

Проведены исследования гидродинамики барботажного слоя при работе в доструйных и струйных режимах.

В доструйных режимах работают все без исключения печи с барботажным слоем при боковой продувке. Показано, что при реализации этих режимов три четверти рабочего объема ванны практически не участвуют в процессах конвективного теплообмена – они слабоподвижны. Форсирование процесса продувки доступными способами, т.е. увеличением скорости подачи газа через фурму или изменением высоты слоя расплава над фурмой практически не приводит к положительным результатам. Хотя максимальные значения удельной мощности перемешивания в вертикальном направлении при этом могут существенно возрасти. В целом ванна не чувствительна к форсированию гидродинамики подобным образом, зато возрастают динамические нагрузки на фурменную стенку и брызгоунос из слоя.

При переходе к струнному режиму продувки доминирующим становится перемешивание в горизонтальной плоскости в продольном направлении. Удельная мощность перемешивания в этом направлении в фурменной плоскости достигает нескольких мегаватт на тонну. Одновременно падает удельная мощность перемешивания в вертикальном направлении, которая не превышает значений характерных для доструйного режима продувки. При этом меняется характер перемешивания ванны. Область интенсивной циркуляции расплава смещается от фурменной стенки вглубь ее объема. Непосредственно у стенки образуется слой слабоподвижной жидкости. По мере увеличения скорости продувки и высоты барботажного слоя область активной циркуляции ванны в вертикальном направлении расширяется и в конечном счете в эту циркуляцию включается весь объем ванны. При этом одновременно при повышении скорости истечения газа из фурмы уменьшается удельная мощность перемешивания ванны в вертикальном направлении и возрастает в продольном. Физически это объясняется тем, что по мере увеличения скорости истечения газа, увеличивается длина зоны продувки и таким образом увеличивается объем ванны занятый легким газом. Это вызывает увеличение градиента сил тяжести в горизонтальной плоскости и таким образом интенсифицирует гравитационное перемешивание в данном направлении. Одновременно, с увеличением длины зоны

продувки увеличивается поверхность, от которой отрываются газовые пузыри, уходящие в объем ванны. Объем более равномерно заполняется газовой фазой, что ведет к уменьшению градиента сил тяжести в вертикальном направлении. Соответственно падает интенсивность гравитационного перемешивания. Однако, не смотря на это, интенсивность перемешивания ванны в целом возрастает в связи с вовлечением в нее большего объема ванны.

При работе в струйном режиме ванна весьма чувствительна к изменению скорости истечения газа и высоты барботажного слоя. Таким образом, управляя этими двумя технологическими параметрами, появляется возможность оказывать влияние на интенсивность перемешивания ванны, а через это на производительность печи.

Созданная в данной работе программа может служить основой для разработки АСУТП третьего уровня.

Выводы и рекомендации

1. Впервые показана решающая роль гравитации в формировании гидродинамики ванны печей Ванюкова и Ромелт.

2. Установлено, что при существующих режимах продувки невозможно регулировать гидродинамический режим ванны печей Ванюкова и Ромелт.

3. Показано, что при струйном режиме продувки в циркуляционное движение вовлекается весь объем ванны расплава, находящийся в пределах барботажного слоя, тогда как при действующих доструйных - не более его трети.

4. Установлено, что основной механизм гравитационного перемешивания расположен в фурменной зоне барботажного слоя.

5. Для повышения интенсивности перемешивания ванны на действующих печах рекомендуется перейти на режим продувки со значением критерия Глинкова $Gn = \frac{\rho_r w_r^2}{\rho_{ж} g h_0} > 3$ при относительной высоте слоя расплава $\frac{h_0}{d_0} \leq 20$. Истечение газа из сопла в слой расплава должно происходить с дозвуковой скоростью $w_r \leq 0,85a$, где a – скорость звука в газе при параметрах истечения.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Акт внедрения результатов диссертационной работы
ООО «ЭКОТЕПЛОМАШ»



30 октября 2019 г.

Исх №108 от 30.10.19г.



внедрения результатов диссертационной работы

Комиссия в составе:

Генеральный директор

Главный конструктор

Главный инженер

Ахременко С.В.

Илюхин В.А.

Колин И.Б.

составила акт о том, что в результате проведения научной работы по теме:

«Изучение влияния свободной конвекции на гидродинамику печей с барботажным слоем типа печей Ванюкова и Ромелт с целью разработки методов повышения их удельной производительности» (диссертационная работа Володина А.М.) были получены следующие результаты:

1. Разработана математическая модель гидродинамики печей с барботажным слоем.
2. Разработана программа для реализации указанной модели.
3. Сформулированы рекомендации по оптимизации дутьевого режима печей с барботажным слоем при боковой продувке.

В проектный отдел ООО «ЭКОТЕПЛОМАСШ» была передана методика расчета оптимального режима продувки, которая используются при разработке и создании универсальных энерготехнологических агрегатов с барботажным слоем для переработки промышленных отходов.

Генеральный директор

Главный конструктор

Главный инженер

Ахременко С.В.

Илюхин В.А.

Колин И.Б.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. «Плавка в жидкой ванне» // Под редакцией А.В. Варенцова. – М.: Металлургия, 1988, – 208 с.
2. Процесс Ромелт // Под редакцией В.А. Роменца. – М.: МИСиС. Издательский дом «Руда и металлы», 2005, – 400 с.
3. «Методика расчета элементов конструкции и дутьевого режима печей типа «ПЖВ». Отчет по НИР № гос. регистрации 01890029756, – М.: МИСиС, 1990, – 51 с.
4. Г.С. Сборщиков «Струйное истечение газа через боковое затопленное отверстие». Изв. АН СССР «Металлы», №6, 1977, с. 33-36.
5. М.А. Глинков, Г.С. Сборщиков, А.И. Евдокименко, И.Н. Неведомская «Исследование пульсаций давления в потоке фьюминговой печи с газовым отоплением», Цветные металлы, №9, 1973, с. 4-8.
6. И.Н. Неведомская, Г.С. Сборщиков «Интенсификация пневматического перемешивания расплава». Научные труды МИСиС, выпуск 107 с. 75-84, – М.: «Металлургия», 1987.
7. Г.С. Сборщиков, В.Г. Здановская «Исследование процесса перемешивания при продувке ванны боковыми газовыми струями». Кислородно-газовая интенсификация процесса выплавки стали. Труды всесоюзного семинара. Киев, Наукова Думка, 1982, с. 136-144.
8. Х.К. Стоименов, Г.С. Сборщиков, Г.Т. Альмусин «Об оптимизации конструкции фурменного пояса и режима ввода газа в фьюминговую печь». Цветные металлы, №8, 1983, с. 21-23.
9. Г.Т. Альмусин, В.А. Кривандин, Г.С. Сборщиков «Истечение газа в жидкость через круглую боковую затопленную фурму» Тепло- и массообменные процессы в ваннах сталеплавильных агрегатах. Труды III научной конференции. – Жданов: – 1982, с. 32-36.

10. Г.С. Сборщиков, С.И. Чибизова «Современные проблемы металлургии и материаловедения: гидродинамика и массообмен в многофазных системах металлургии» – М: Изд. Дом «МИСиС», 2006, – 141 с.
11. Г.С. Сборщиков Механика двухфазных систем газ-жидкость. «Металлургическая теплотехника» Том 7 (Итоги науки и техники ВИНТИ АН СССР). – М: 1986, с. 3-47.
12. М.А. Глинков «Тепловая работа сталеплавильных ванн», – М: «Металлургия», 1970, – 408 с.
13. Г. Шенк Физико-химия металлургических процессов, ч. II. Производство стали (перевод с немецкого), ОНТИ, 1936.
14. В.С. Кочо Кипение жидкого металла в ванне сталеплавильной печи // Сталь. – 1945, №2,3, с.55-60.
15. С.Л. Левин Труды Днепропетровского металлургического института. Металлургиздат, вып. XIX, 1949, с. 9-20.
16. В.И. Баптизманский Механизм и кинетика процессов в конвертерной ванне. Металлургиздат, 1960.
17. В.Ф. Гликман Изв. АН СССР. Энергетика и автоматика, №2, 1959, с. 135-136.
18. П. Леруа, М. Гомбер, Б. Трантини Проблемы современной металлургии, №4, 1954, с. 47-80.
19. Н.Г. Богданов, И.Л. Грузин, Г.И. Ермолаев, Д.В. Никулинский В сб. «Экспериментальная техника и методы исследования при высоких температурах». Изв. АН СССР, 1959.
20. М.Я. Меджибожский Основы теории и кинетики сталеплавильных процессов. – Киев, Донецк: Вища шк., 1979. – 278 с.
21. Интенсификация перемешивания ванны кислородными струями при продувке / А.А. Варенцов, Л.А. Бровкин, А.В. Гребенюков и др. // Чер. металлургия: Бюл. НТИ. – 1979. – №7. – С.43.
22. Browkin L.A., Szypilow W.M., Warencow A.A. Matematyczne modelowanie ruchu gazow i cieklych stopow przy konwecyjnym oddawaniu ciepla w piecach // 1.

Miedzynarodowa konf.: Nowe aspekty metalurgii ekstrakcyjnej. – Krakow, 1979. V.2. – S. 1-2.

23. Варенцов А.А., Шипилов В.М., Хренов В.В. К вопросу о численной модели гидродинамики сталеплавильной ванны // Автоматизация проектирования в энергетике и электротехнике. – Иваново, 1979. – Вып.2. – С. 127-129.

24. Варенцов А.А., Шипилов В.М., Глебов А.А. Использование численной модели гидродинамики сталеплавильной ванны для оптимизации ее параметров // Автоматизация проектирования в энергетике и электротехнике. – Иваново, 1979. – Вып.2. – С. 130-136.

25. Варенцов А.А. Математическая модель процессов переноса в жидкой фазе при продувке расплавов // Вопр. металлургии теплошлаковых процессов. – Киев, 1980. – С. 38-52.

26. Варенцов А.А. Математическая модель перемешивания расплава при продувке // Пробл. теплофизики, теплотехники и экономии топлива в черн. металлургии: Тез. докл. науч.-техн. конф. – Свердловск, 1980. – С. 47-48.

27. Варенцов А.А. Обмен импульсом и энергией при взаимодействии газовой струи с расплавам // Тепло- и массообмен. процессы в ваннах сталеплав. агрегатов: Тез. докл. III Всесоюзн. науч. конф. – Жданов, 1982. – С.11.

28. Варенцов А.А. К вопросу о термодинамическом анализе процессов пневматического перемешивания расплава // Тепло- и массообмен. процессы в ваннах сталеплав. агрегатов: Тез. докл. III Всесоз.науч. конф. – Жданов, 1982. – С. 101-102.

29. Варенцов А.А., Капустин Е.А. Энергетический анализ процессов перемешивания металлических расплавов // Тез. докл. Всесоюз. науч. конф. Пробл. энергетики теплотехнологии. – М., 1983. – Т.2. – С. 16-17.

30. Варенцов А.А., Капустин Е.А. О связи эффективности и мощности перемешивания // Тепло- и массоперенос в газожидкост. системах применительно к процессам получения стали и др. металлов: Тез. докл. конф. – Свердловск, 1983. С. 15.

31. Варенцов А.А., Капустин Е.А. О термодинамическом анализе процессов перемешивания расплава // Изв. АН СССР. Металлы. – 1983. – №6. – С.23-32.

32. Варенцов А.А., Капустин Е.А. К энергетической теории перемешивания расплавов / Жданов. металлург. ин-т. – Жданов, 1985. – 30 с. – Деп. в УкрНИИ-ИНТИ 22.07.85, №1447.
33. Варенцов А.А. Кинетика переноса примеси при перемешивании расплава // Тез. докл. IV Всесоюз. конф. по тепло- и массообмен. процессам в ваннах сталеплавл. агрегатов. – Жданов, 1986. – С.20.
34. Варенцов А.А. Термодинамика перемешивания расплава пузырьками газа // Тез. докл. IV Всесоюз. конф. по тепло- и массообмен. процессам в ваннах сталеплавл. агрегатов. – Жданов, 1986. – С.21.
35. Варенцов А.А., Капустин Е.А. К теории перемешивания расплавов // IX Всесоюз. конф. по физико-хим. основам новых процессов пр-ва стали: Сб. препринтов. – М., 1986. – Ч.1. – С. 118-134.
36. Броунштейн Б.И., Фишбейн Г.А. Гидродинамика, массо- и теплообмен в дисперсных системах. – Л.: Химия, 1977. – 279 с.
37. Глинков Г.М., Шевцов Е.К., Ерошенко В.А. Определение истинной мощности перемешивания жидкой ванны // Изв. ВУЗов. Черн. металлургия. – 1971, №11 – с. 180-182.
38. Benda M, Burza V., Bazan J., Vilv sposobu dmychani argonem na prubeh homogenizacnich pochodn v ocelarske panvi // Sb. ved. praci VSB ostava R. hutn. – 1980 – R. 26. с. 1. – s. 137-145.
39. О.К. Токовой, А.И, Строганов, А.С. Дробышевский, Д.Я. Поволоцкий К гидродинамике конвертерной ванны при продувке кислородом // Изв. ВУЗов. Черн. металлургия – 1971, №1, с. 48-51.
40. И.П. Гинзбург, В.А. Сурин, А.А. Багаутдинов и др. Изучение процесса истечения в жидкость газового потока из заглубленной сопла. И.Ф.Ж. – 1977, т. 33, №2, с.213-223.
41. И.П. Гинзбург, В.А, Сурин, А.М. Сизов Некоторые вопросы гидрогазодинамики и массообмена в процессах металлургии и химической технологии // «Гидродинамика и теория упругости». – Днепропетровск, ДГУ, 1977, вып. 22, с.3-17.

42. Szekeli J., Asai S. Явление турбулентного течения в жидких металлах. Математическое описание поля жидкого течения в ванне, вызванного разбивающей струей газа / ВЦП – 76/56810 – Л.: 1975, 18 с. – пер.ст. из журнала: Met. Trans, 1974.– 5, №2 – p. 463-467.
43. Варенцов А.А. Развитие энергетического метода анализа процессов перемешивания и его использование при современном производстве стали. Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук, Мариуполь, 1989, 261 с.
44. В.И. Явойский, Г.А. Дорофеев, И.Л. Повх Теория продувки сталеплавильной ванны – М.: Metallurgia, 1974, – 496 с.
45. А.В. Потопов, В.П. Коваль «Изв. ВУЗов. Черная металлургия», 1981, №1, с. 24-27.
46. А.В. Бакакин, В.О. Хорошилов, В.Е. Кельманов «Изв. ВУЗов. Черная металлургия», 1981, №4, с. 52-56.
47. Е.Д. Хмелевская, З.Ф. Чуханов – ДАН АН СССР, 1966, т.168, №6, с. 1307-1310
48. Sahai Y., Guthrie RIL (1982) Hydrodynamics of gas stirred melts: Part II. Axisymmetric flows. Metall Trans B 13B: 203-211
- Sahai Y., Guthrie RIL (1982) Hydrodynamics of gas stirred melts: Part I. Metall Trans B 13B: 193-211.
49. Ilegbusi OJ, Szekely J, Iguchi M, Takeuchi H, Morita ZI (1993) A comparison of experimentally measured and theoretically calculated velocity fields in a water model of an argon stirred ladle. ISIJ Int. 33: 474-478.
50. В.О. Хорошилов «Исследование и управление процессом обработки стали в ковше нейтральным газом». Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. – М: МИСиС, 1981.
51. Szekely J, El-Kaddah NE, Grevet JH (1980) Second international conference on injection metallurgy «SCANINJECT II». Jernkonferet Sweden 5: 1-32.
- Mazumbar D, Guthrie RIL (1985) Hydrodynamic modeling of some gas injection procedure in ladle metallurgy operation. Metall Trans B 16B: 83-90.

52. DebRoy T, Mazumdar AK (1981) Predicting fluid flow in gas stirred systems. *J Met* 33(11): 42-47.
53. McKelliget JW, Cross M, Gibson RD, Brimacombe JK (1981) In: Spalding DB, Afgan NH (eds) Symp on heat and mass transfer in metallurgical systems. Hemisphere Publishing Corp., New York, NY, pp 349-372
54. Grevet JH, Szekely J, El-Kaddah N (1984) Melting rates in turbulent recirculating flow systems. *Int J Heat Mass Transf* 27: 1116/1120
55. Ilegbusi OJ, Iguchi M, Nakajima K, Sano M, Sakamoto M (1998) Modelling mean flow and turbulence characteristics in gas-agitated bath with top layer. *Metall Mater Trans B* 29B: 211-222.
56. Mazumdar Nakajima HD, Guthrie RIL (1988) Possible roles of upper slag phases on the fluid dynamics of gas stirred ladles. *Metall Trans* 19B: 507/11.
57. DebRoy T, Mazumdar AK, Spalding DB (1978) Numerical prediction of recirculation flows with free convection encountered in gas-agitated reactors. *Appl Math Modell* 2: 146-150.
58. Mazumdar D, Guthrie RIL (1986) Mixing models for gas stirred metallurgical reactors. *Metall Trans B* 17B: 725-733.
59. Woo JS, Szekely J, Castillejos E AH, Brimacombe JK (1990) A study on the mathematical modelling of turbulent recirculating flow in gas-stirred ladles. *Metall Trans B* 21B: 269-277.
60. Инжекционная металлургия. Труды конференции // Под редакцией В.А. Кудрина. – М.: Металлургия, – 1990, – 399 с.
61. И.О. Протодяконов, И.Е. Люблинская Гидродинамика и массообмен в системах газ-жидкость. – Л.: Наука, 1990, – 349 с.
62. С.С. Кутателадзе, М.А. Стырикович Гидродинамика газожидкостных систем. – М.: Энергия, 1976, – 296 с.
63. Б.С. Мастрюков, Г.С. Сборщиков Теплофизика металлургических процессов. – М.: Металлургия, 1993, – 293 с.
64. Васильев А.С., Талачев В.С., Павлов В.П. Плановский А.Н. Теоретические основы химической технологии, 1970.

65. Шахова Н.А., Минаев Г.А. Инженерно-физический журнал, т.19, 1970, №5, с. 826-837.
66. Шахова Н.А., Минаев Г.А. Инженерно-физический журнал, т.19, 1970, №6, с. 1002-1012.
67. Г.С. Сборщиков Изв. ВУЗов. Черная металлургия. – 2006, №1, с. 55-59.
68. Г.Т. Альмусин, Г.С. Сборщиков, В.П. Свистунов Сборник трудов всесоюзной конференции «Струйные течения жидкостей и газов». Новополоцк: 1982, с. 71-76.
69. Tze-Chang H., Zehnez T., Kiellberg B. fluid flow in Zandles-experimental results // Scand. J. Met. 1980. Vol.9, №3, p. 105-110.
70. Themelis N.J., Tarassoff P. and J.Szekely Trans of the metallurgical society of AJME V. 245, 1969 (november), 2425-2433.
71. Г.Н. Абрамович Теория турбулентных струй. – М.: Физматгиз, 1960, 716 с.
72. Г.Н. Абрамович, А.Б. Лебедев Приближенная теория газожидкостных струй. Технический отчет ИИАМ. Инв. №10077, 1984, – 65 с.
73. Г.Н. Абрамович и др. Теория турбулентных струй. – М.: Наука, 1984, – 716 с.
74. Г.С. Сборщиков, В.Г. Здановская Сборник докладов всесоюзной конференции «Кислородно-газовая интенсификация выплавки стали». – Киев: Наукова Думка, 1982, с. 271-277.
75. Г.С. Сборщиков Изв. ВУЗов. Цветная металлургия. – 2001, №1, с. 62-68.
76. Г.С. Сборщиков, А.М. Володин Труды научно-практической конференции «Творческое наследие Б.И. Китаева», – Екатеринбург, 2009, с.299-304.
77. G.S. Sborshicov, S.W. Grishaeva Glass and Ceramics: Vol.69, lessue 5, – 2012.
78. Г.С. Сборщиков, Н.Ф. Вельтищев, А.М. Володин, С.А. Крупенников Изв. ВУЗов. Черная металлургия. – 2013, №11, с. 25-27.
79. В.И. Полежаев Изв. РАН Механика жидкости и газов. – 2011, №1, с. 3-20.
80. В.И. Полежаев Изв. РАН Механика жидкости и газов. – 2011, №2, с. 9-32.
81. О.А. Бессонов, В.И. Полежаев Изв. РАН Механика жидкости и газов. – 2011, №5, с. 16-32.
82. Г.З. Гершуни, Е.М. Жуховицкий Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. – М.: «Наука», - 1972, - 392 с.

83. Л.А. Эпштейн, И.Э. Вольгрот //Труды ЦАГИ, вып. 1061 – 1967.
84. Г.С. Сборщиков, И.Н. Неведомская, А.П. Ковалева, П.С. Кондрашова // Цветные металлы, №4, – 1977, с. 13-17.
85. Г.С. Сборщиков, И.Н. Неведомская // Цветные металлы, №7, – 1977, с. 16-19.
86. Г.С. Сборщиков, А.М. Володин // Изв. ВУЗов. Черная металлургия, №6, – 2009, с. 55-57.
87. Г.С. Сборщиков, А.Ю. Терехова // Стекло и керамика. – 2016, №12, с. 3-7.
88. Н.А. Гиршович Теория турбулентных двухфазных струй. – М.: Машиностроение, 1993, - 256 с.
89. М.Э. Аэров, О.М. Тодес Гидравлические и тепловые основы аппаратов со стационарным и кипящим зернистым слоем. – Ленинград, из-во «Химия», – 1968 г., 512 с.
90. Manabu Iguchi, Olusegun J. Ilegbusi Modeling Multiphase Materials Processes Gas-Liquid Systems, Springer, 2011.
91. В.Г. Здановская, В.А. Кривандин, Г.С. Сбрщиков, Х.К. Стоименов. – «Цветные металлы», 1981, №6, с. 38-41.
92. Х.К. Стоименов Усовершенствование конструкции и режима работы фьюменговых печей с газовым отоплением. Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. – М.: МИСиС, 1983 г.
93. Г.Т. Альмусин «Усовершенствование конструкции и режма работы печи с барботажным слоем» Кандидатская диссертация. – М.: МИСиС, 1985 г.
94. Г.П. Иванцов, З.М. Курочкина 13 сборник трудов ЦНИИЧМ вып. 21, Металлургиздат, 1960, с. 297-316
95. В.Г. Здановская Оптимизация конструкции фурменной зоны и гидродинамического режима печей с барботажным слоем. Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. – М.: МИСиС, 1985 г.
96. Г.С. Сборщиков, Н.К. Николаенко Изв. ВУЗов. Черная металлургия. 1985, №7, с. 139-141.
97. Г.Н. Еланский, В.А. Кудрин Строение и свойства жидкого металла – технология – качество: Металлургия, 1984 г.