

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени академика С.П. КОРОЛЕВА
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)»

**С.В. Лукачев, А.А. Диденко, И.А. Зубрилин,
С.Ю. Мишенков, С.О. Некрасова**

**Математические модели и расчет распределения топлива
в турбулентном потоке воздуха за центробежной форсункой**

Электронное учебное пособие

САМАРА

2011

УДК: 621.43.056

Авторы: **Лукачев Сергей Викторович,
Диденко Алексей Александрович,
Зубрилин Иван Александрович,
Мишенков Сергей Юрьевич,
Некрасова Светлана Олеговна**

Рецензенты: д-р техн. наук, профессор Ю.И. Цыбизов
д-р техн. наук, профессор В.Н. Матвеев

Лукачев, С.В. Математические модели и расчет распределения топлива в турбулентном потоке воздуха за центробежной форсункой [Электронный ресурс] : электрон. учеб. пособие / С.В. Лукачев, А.А. Диденко, И.А. Зубрилин, С.Ю. Мишенков, С.О. Некрасова; Минобрнауки России, Самар. гос. аэрокосм. ун-т. С.П. Королева (нац. исслед. ун-т). - Электрон. текстовые и граф. дан. (4,2 Мбайт). - Самара, 2011. - 1 эл. опт. диск (CD-ROM). - Систем. требования: ПК Pentium; Windows 98 или выше.

Изложены основы теории и математические модели для расчета параметров течения жидкого топлива в каналах центробежной форсунки. Описаны математические модели и приведены примеры расчета функции (спектра) распределения капель по размерам и величин средних диаметров капель. Кратко рассмотрены методы определения дисперсных характеристик двухфазного потока, в том числе наиболее распространенные и современные лазерно-оптические. Разработаны математические и численные модели, приведены примеры квазидномерного и трехмерного расчета траекторий движения капель и распределения топлива в факеле за центробежной форсункой при подаче топлива навстречу сносящему турбулентному потоку воздуха. Вычислительные программы и расчеты разработаны и осуществлены в среде математического пакета программ Math CAD и специализированного пакета вычислительной газодинамики Fluent. Результаты выполненных расчетов сравниваются между собой и с результатами других расчетных и экспериментальных исследований.

Учебное пособие предназначено для студентов старших курсов высших учебных заведений, обучающихся по специальностям 160301 – «Авиационные двигатели и энергетические установки» для курсового и дипломного проектирования. Оно может быть полезным для магистрантов, аспирантов, инженерно-технических и научных работников при изучении процессов распыливания и смесеобразования с использованием методов инженерного анализа, численного моделирования и методов лазерно-оптических измерений.

© Самарский государственный
аэрокосмический университет, 2011

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ.....	7
ГЛАВА 1 ОСНОВЫ ТЕОРИИ РАСПЫЛИВАНИЯ ЖИДКОГО ТОПЛИВА.....	11
1.1 ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ФОРСУНКАХ И ХАРАКТЕРИСТИКАХ ФАКЕЛОВ РАСПЫЛА	11
1.2 Теория работы идеальной форсунки	13
1.2.1 Струйные форсунки.....	13
1.2.2 Центробежные форсунки	14
1.3 Теория дробления струй и пленок жидкости.....	28
1.3.1 Физическая картина на механизма распыла	28
1.3.2 Вторичное дробление капель	30
ГЛАВА 2 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КАПЕЛЬ ПО РАЗМЕРУ И СКОРОСТЯМ	36
2.1 LDA	36
2.2 PDA	42
2.3 PIV.....	48
2.4 PTV.....	50
Глава 3 РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК РАСПЫЛА И ИСПАРЕНИЯ ФАКЕЛА ЦЕНТРОБЕЖНОЙ ФОРСУНКИ, РАСПОЛОЖЕННОЙ ПРОТИВ ПОТОКА	52
3.1 Исходные данные для расчета.....	53
3.2 Спектр распыливания.....	54
3.3 Движение одиночной капли в потоке газа	59
3.4 Определение траектории движения капель в условиях топливного факела.....	70

3.5	Рассеивание капель относительно траекторий упорядоченного движения	73
3.6	Испарение капель в условиях топливного факела	75
3.7	Распределение жидкой фазы топлива	79
3.8	Определение функции распределения капель по размерам, среднего диаметра капель (по Заутеру)	86
Глава 4 МЕТОДИКА И ПРИМЕР ТРЕХМЕРНОГО РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ФАКЕЛА РАСПЫЛИВАНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОГО ПАКЕТА ПРОГРАММ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ГИДРОГАЗОДИНАМИКИ		90
ЗАКЛЮЧЕНИЕ		114

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

a - диаметр капли; a_0 - начальный; a_M - медианный диаметр в спектре распыливания;

$V(a)$ - объемная доля капель в спектре распыливания с диаметром меньше a ;

$\Delta V(a)$ - объемная доля капель в спектре с диаметром a ;

c - безразмерная концентрация паров топлива;

c_0 - на поверхности капли;

c_∞ - в окружающей среде;

λ - коэффициент теплопроводности;

ε - интенсивность турбулентности потока (в %);

D' - диаметр трубы;

l' - длина трубы;

l - теплота испарения жидкости;

r - радиус сопла;

x, y - координаты в ортогональной системе;

ε - толщина пелены жидкости, вытекающей из форсунки;

α - половина угла распыливания форсунки;

γ - угол наклона относительной скорости обдува капель к оси Ох;

τ - время;

G_T - расход топлива через форсунку, кг/с;

T - абсолютная температура, К;

c_T - удельный поток топлива в г/см² с;

$c_{жс}$ - жидкой фазы, $c_{жс_исп}$ - жидкой фазы при испарении;

P - статическое давление, Н/м²;

Δp_T - давление подачи топлива, Н/м²;

$p_{н.н}$ - давление насыщенных паров топлива, Н/м²;

t - температура капли в °С, t_0 - начальная; t_p - равновесная температура испарения капли; t_B - температура воздуха;

u - скорость воздуха относительно капли в м/с;

w - скорость потока в м/с;

w' - пульсационная скорость потока, м/с.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Основным видом топлива для тепловых двигателей, применяемых на транспорте, являются различные сорта жидких топлив – бензины, керосины, соляры, сжиженный природный газ, жидкие или сжиженные ракетные топливные компоненты. В зону сжигания (горения) жидкое топливо обычно подается в распыленном на капли виде и с нужными концентрациями распределяется в огневом пространстве. Это обеспечивает равномерное и быстрое его испарение, образование горючей смеси с благоприятными для горения свойствами, а также быстрое и качественное последующее её сгорание.

В авиационных ГТД в качестве топлива (горючего) применяются специальные авиационные керосины, которые являются, как правило, продуктом переработки природной нефти и представляют собой смесь жидких углеводородов с различным молекулярным строением и физико-химическими свойствами. В камеры сгорания топливо подводится под некоторым давлением p_T к небольшим специальным устройствам – форсункам, посредством которых оно непрерывно впрыскивается в быстрый поток воздуха, протекающий через двигатель и камеру сгорания, в котором потом и сгорает. Кислород атмосферного воздуха служит окислителем для горючего.

В авиационных ГТД применяются в основном два типа форсунок – пневмомеханические (пнеумогидравлические) и пневматические.

В пневмомеханических форсунках топливо подается, как правило, под сравнительно большим перепадом давления $\Delta p_T^* = (10 \dots 40) \cdot 10^5$ Па и распыливается с помощью центробежного распылителя. Вокруг центробежного распылителя, соосно с ним, располагаются 1-3 кольцевых лопаточных или канальных воздушных завихрителя. С помощью них улучшается процесс распыливания и обеспечивается нужное поле распределения топлива. То есть, в пневмомеханических форсунках топливо распыливается в основном за счет энергии самого подаваемого топлива.

В пневматических форсунках, наоборот, топливо подается под сравнительно низким перепадом давления $\Delta p_T^* = (3 \dots 5) \cdot 10^5$ Па и выдавливается, как правило, на пленкообразующую поверхность. Кольцевая топливная пленка с наружной и внутренней стороны ин-

тенсивно обдувается двумя потоками воздуха, проходящими с закруткой после воздушных завихрителей. Если в такой форсунке имеется третий ярус завихрителей, то он, как правило, служит для лучшего перемешивания образующейся топливно-воздушной смеси и её точного распределения по входу в зону горения. Таким образом, в пневматических форсунках распыливание топлива осуществляется, в основном, за счет энергии потока воздуха.

Пневмомеханические и пневматические форсунки устанавливаются в основные камеры сгорания, которые штатно имеются на каждом двигателе и которые располагаются между компрессором и турбиной. На некоторых авиационных ГТД, как правило, военных, могут применяться камеры сгорания дополнительного подогрева – форсажные камеры. Они располагаются перед реактивным соплом и включаются при необходимости резкого увеличения тяги двигателя. По габаритам форсажные камеры в несколько раз больше основных и соизмеримы со всей турбокомпрессорной частью двигателя. В форсажных камерах используются, как правило, центробежные форсунки, при этом топливо к ним подводится под сравнительно высоким давлением и распыливается с помощью них, обычно, по схеме «навстречу потоку».

При испытаниях форсунок на специальных экспериментальных стендах качество их работы оценивается по форме и дальноточности струй впрыскиваемого ими топлива, по обеспечению требуемого закона распределения массы топлива в пространстве и величине неравномерности этого распределения, а также по величине диаметров образующихся капель и их относительному количеству в факеле распыла.

При выполнении расчетов процессов смесеобразования и горения типичными являются задачи, в которых для начального сечения зоны горения в числе исходных данных по факелу распыла задаются:

- общий расход топлива;
- начальные диаметры капель, число их фракций по диаметрам, минимальный и максимальный диаметры капель в факеле распыла, количество капель в каждой выделенной размерной фракции (распределение капель по диаметрам);
- значения составляющих скоростей капель для каждой размерной фракции и распределение капель по скоростям;

- значения составляющих скоростей движения воздуха и их распределение в сечении, например, на входе в диффузор камеры сгорания или на входе в каналы воздушного завихрителя.

Далее производится расчет рабочего процесса в камере сгорания, в том числе траекторий движения испаряющихся капель. В результате расчета становятся известными траектории движения капель для каждой их размерной фракции, поля распределения испаренного топлива и массы жидкого топлива, которая содержится в недоиспарившихся каплях. Результаты расчетов должны быть достаточно детальными с целью их последующего сопоставления с экспериментальными данными и данными других расчетных методов.

Учебное пособие посвящено вопросам изучения процессов распыливания жидкого топлива и смесеобразования применительно к камерам сгорания авиационных ГТД. Объектом изучения являются рабочий процесс и факел распыливания центробежной форсунки, находящейся в прямолинейной трубе с равномерным потоком воздуха. Из всего многообразия типов систем смесеобразования ГТД для данного учебного пособия они выбраны как наиболее простой и хорошо изученный к настоящему времени тип системы смесеобразования, как наиболее доступный для анализа в учебном процессе с использованием теоретических знаний, применением экспериментальных и расчетных методов.

В разделе 1 учебного пособия излагаются основы теорий распыливания жидкого топлива, работы идеальной центробежной форсунки, дробления струй и пленок жидкости, вторичного дробления капель.

В разделе 2 кратко рассматриваются способы определения характеристик распределения капель по размерам и скоростям, даются понятия соответствующим функциям распределения капель, кратко освещаются методы измерения размеров и скоростей капель, скоростей воздуха.

В разделе 3 излагается методика и пример квазиодномерного расчета испаряющегося факела распыливания при впрыске топлива центробежной форсункой навстречу потоку воздуха, анализируются и сравниваются результаты расчетов и измерений.

В разделе 4 излагается методика и пример трехмерного расчета характеристик факела распыливания при использовании для расчетов специализированного пакета программ вычислительной гидро-

газодинамики Fluent. Кратко описывается процедура создания математической модели объекта и подготовки данных к расчету, анализируются и сравниваются результаты расчетов, полученных различными методами и с использованием некоторых вариаций математических моделей.

Цель данного учебного пособия

1) Познакомить обучающихся с теоретическими и практически основами знаний о течении жидкости в центробежных форсунках, о процессе распыливания жидкого топлива и смесеобразования.

2) Дать представления о современных лазерно-оптических методах измерения, расчета и численного моделирования параметров факела распыливания и двухфазного потока.

3) Закрепить теоретические знания на примерах выполнения расчетов траекторий движения капель в факеле распыливания с использованием квазиодномерных методов и трехмерных методов численного моделирования.

ГЛАВА 1 ОСНОВЫ ТЕОРИИ РАСПЫЛИВАНИЯ ЖИДКОГО ТОПЛИВА

Для лучшего понимания принципов работы центробежных форсунок и лучшего понимания уравнений математической модели, описывающих её работу, в самом начале ниже следующего подраздела 1.1, кратко рассматриваются основные уравнения для струйных форсунок.

1.1 ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ФОРСУНКАХ И ХАРАКТЕРИСТИКАХ ФАКЕЛОВ РАСПЫЛА

Центробежные форсунки широко применяются в авиационных газотурбинных двигателях (ГТД) и в жидкостных ракетных двигателях (ЖРД). В ЖРД также широко используется другой тип распылителей – *струйные форсунки*; в современных поршневых двигателях (ПД) с непосредственным впрыском топлива струйные форсунки являются основным типом систем подачи и распыливания топлива.

Принцип действия центробежных форсунок следующий: топливо под большим давлением подается к форсункам, интенсивно закручивается в специальной камере закручивания и далее с большой скоростью проталкивается через цилиндрическое сопло малого диаметра; после выхода из сопла цилиндрическая струя приобретает форму полого конуса и почти у самой форсунки разрушается на множество мелких капель различного диаметра d_k . В результате образуется конусообразный факел распыла.

К струйным форсункам топливо также подается под некоторым давлением. Внутреннее устройство струйных форсунок представляет собой последовательную систему каналов, коллекторов, пространство вокруг клапанов, пружин и т.п. На последнем участке течения через форсунку топливо также с большой скоростью протекает через сопло малого диаметра и после вылета из форсунки струя на некотором расстоянии от среза сопла распадается на множество мелких капель, создавая узкий факел распыленного топлива (факел распыла) с малым углом расходимости.

Основным параметром режима работы струйных и центробежных форсунок является перепада давления топлива $\Delta p_{T,0}^*$ на форсунке:

$$\Delta p_{T,0}^* = p_{T,0}^* - p_K^* , \quad (1)$$

где: $p_{T,0}^*$, p_K^* - абсолютные полные давления топлива перед форсункой и газообразной среды в камере сгорания, Н/м².

Качество работы форсунок оценивается по группе расходных, геометрических и дисперсных характеристик форсунки и факела распыла.

Расходные характеристики форсунки – это зависимость общего расхода топлива – массового G_T , кг/с или объемного Q_T , м³/с от величины перепада давления топлива $\Delta p_{T,0}^*$ на форсунке.

Геометрические характеристики факела распыла – это зависимость формы струи или факела от перепада давления топлива $\Delta p_{T,0}^*$. Как правило, их форма описывается одним или двумя параметрами – углом раскрытия γ факела, град и дальностью струи L , м.

Расходно-геометрические характеристики струй или факелов распыла – это зависимость некоторого параметра, определяющего заданный закон распределения массы распыленного топлива в пространстве или неравномерность его распределения по массе, например местного расхода топлива $\Delta G_T(x, y)$ через малую площадку ΔS или плотности орошения $q = \Delta G_T(x, y) / \Delta S$, (г/с)/см² от геометрических или режимных параметров работы форсунки.

Дисперсные характеристики – это зависимость величины среднего диаметра капель (СДК, в микрометрах) от перепада давления топлива $\Delta p_{T,0}^*$ на форсунке. Используют различные по смыслу СДК – средний арифметический, средний по массе всех капель, средний по боковой поверхности испарения и другие. Для характеристики неоднородности капель по размерам используют форму спектра или функции распределения капель по диаметрам $f(d_k)$. Определение СДК и $f(d_k)$ будет дано ниже.

1.2 Теория работы идеальной форсунки

1.2.1 Струйные форсунки

Теоретическое описание движения жидкости через струйные форсунки базируется на двух следующих уравнениях.

а) Уравнение сохранения расхода топлива:

$$G_{T,t} = \rho_T \cdot w_t \cdot F_C, \quad (2)$$

где: ρ_T - плотность топлива, кг/м³;

w_t - теоретическая скорость истечения топлива из сопла форсунки, м/с (это скорость в плоскости выходного сечения сопла);

F_C - площадь выходного поперечного сечения канала сопла, м².

Если сопло с поперечным сечением в форме круга радиусом r_C , то $F_C = \pi \cdot r_C^2$;

$G_{T,t}$ - теоретическое значение расхода топлива, кг/с.

б) Уравнение энергии Бернулли для идеальной несжимаемой жидкости:

$$p_{T,0}^* = p_{T,0} + \rho \cdot \frac{w_t^2}{2}, \quad (3)$$

где: $p_{T,0}$ - давление топлива в потоке перед форсункой, Н/м².

Из уравнения (3) в предположении равенства давления в потоке на срезе сопла $p_{T,0}$ давлению газа в камере сгорания p_K^* легко выразить теоретическую скорость истечения топлива w_t :

$$w_t = \sqrt{2 \cdot \frac{\Delta p_{T,0}^*}{\rho_T}}. \quad (4)$$

После подстановки этого выражения для w_t в формулу для расхода топлива (2) получим:

$$G_{T,t} = \rho_T \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{\Delta p_{T,0}^*}{\rho_T}} \cdot F_C = (\pi r_C^2) \cdot \sqrt{2 \cdot \rho_T \cdot \Delta p_{T,0}^*}. \quad (5)$$

В действительности, в силу наличия при течении реальной жидкости через форсунку различных завихрений, пограничных слоев, вязкого гидравлического и поверхностного трения, создающих гидравлические сопротивления и из-за чего действительная скорость истечения $w < w_t$, фактический расход топлива G_T представляют так:

$$G_T = \mu \cdot G_{T,t} = \mu \cdot \pi r_c^2 \cdot \sqrt{2 \cdot \rho_T \cdot \Delta p_{T,0}^*}, \quad (6)$$

где: μ - коэффициент расхода форсунки, с помощью которого учитывают все выше перечисленные гидравлические потери; $\mu < 1$.

Величина μ как правило не рассчитывается, а определяется экспериментально при, так называемых, «проливках» форсунок.

1.2.2 Центробежные форсунки

Центробежные топливные форсунки (ЦБТФ) по внутреннему устройству существенно проще автомобильных струйных форсунок. Принцип работы центробежных форсунок существенно отличается от струйных и состоит в следующем (рис.1.1).

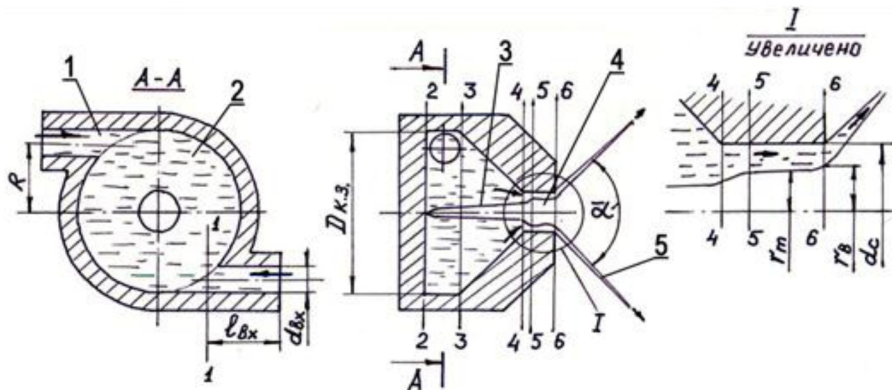


Рис. 1.1. Центробежная форсунка: расположение расчетных сечений

Топливо по тангенциальным каналам (1) (рис. 1.1) подается внутрь цилиндрической камеры закручивания (2), приобретает в ней вращательное движение и продвигается одновременно к узкому цилиндрическому соплу (4). Таким образом, в камере закручивания каждая частица жидкости совершает винтовое движение, ускоряясь

в окружном направлении при приближении к оси форсунки. При входе в сопло и при движении по нему часть энергии вращательного движения преобразуется в поступательное осевое движение. За счет центробежных сил жидкость одновременно прижимается к цилиндрической внутренней боковой поверхности камеры закручивания и сопла так, что приосевая зона форсунки освобождается от топлива и заполняется газообразной средой, здесь формируется газообразный вихревой шнур (3). При покидании сопла полая цилиндрическая топливная струя жидкости, вращающаяся с большой скоростью, превращается за счет больших центробежных сил в полый тонкостенный конус (5), который плавно утоньшается и на некотором расстоянии от сопла форсунки разрушается на множество мелких капель.

Расход топлива через центробежную форсунку G_T также как и для струйной форсунки может быть представлен формулой, аналогичной (6), однако коэффициент расхода μ будет иметь другое значение. Разработанная к настоящему времени теория идеальной ЦБТФ позволяет получить аналитическое выражение для μ . Сделаем это для простой одноступенчатой ЦБТФ, изображенной на рис. 1.1.

Для описания течения жидкости через ЦБТФ дополнительно, по сравнению со струйной форсункой, используется уравнение сохранения момента количества движения жидкости M относительно оси форсунки:

$$M = w_0 \cdot R = w_u(r) \cdot r = const, \quad (7)$$

где: w_0 - скорость жидкости на входе в камеру закручивания (рис. 1.2), м/с;

$w_u(r)$ - скорость жидкости в окружном направлении на произвольном радиусе r от оси форсунки в любом сечении тракта, м/с. Если входные тангенциальные каналы цилиндрические с радиусом r_K и их n_K штук, то

$$w_0 = \frac{G_T}{\rho_T \cdot \pi r_K^* \cdot n_K}. \quad (8)$$

Для винтового движения, какое совершает частица жидкости при течении через центробежную форсунку, уравнение Бернулли будет иметь вид:

$$p_{T.0}^* = p_T + \rho_T \cdot \frac{w_u^2 + w_a^2}{2};$$

или, переходя от абсолютных к избыточным давлениям (перепадам):

$$\Delta p_{T.0}^* = \Delta p_T + \rho_T \cdot \frac{w_u^2 + w_a^2}{2}, \quad (9)$$

где: w_u , w_a - соответственно окружная и осевая составляющие полной скорости $w = \sqrt{w_u^2 + w_a^2}$; $\Delta p_{T.0}^*$, Δp_T - по формуле (1).

Рассматривая равновесие в радиальном направлении любой частицы жидкости на участке между сечениями 5-5 и 6-6 и принимая, что избыточное давление в потоке на границе с газовым шнуром $\Delta p_T = (\Delta p_T)_{ш} = 0$, из уравнения (9) для $w_a(r)$ можно получить:

$$w_a(r) = \sqrt{2 \cdot \frac{\Delta p_{T.0}^*}{\rho_T} - w_{u.ш}^2} = \text{const.} \quad (10)$$

То есть, осевая скорость w_a по высоте поперечного сечения на указанном участке цилиндрического выходного сопла форсунки остается неизменной. Это справедливо, так как из уравнения сохранения момента количества движения M (7) следует, что:

$$w_{u.ш} = \frac{w_0 \cdot R}{r_{ш}} = \text{const}, \quad (11)$$

где $r_{ш}$ - радиус газового шнура, м.

Заметим также, что в сопле площадь поперечного сечения полый кольцевой струи топлива

$$F_{cmp} = \pi r_c^2 - \pi r_{ш}^2 = \pi r_c^2 \cdot \left(1 - \frac{r_{ш}^2}{r_c^2}\right) = \pi r_c^2 \cdot \phi, \quad (12)$$

где ϕ - коэффициент заполнения сопла топливом.

Теперь вернемся в уравнение (10), выразив w_a , а также w_u из (11), через объемный расход топлива $Q_T = G_T / \rho_T$:

$$\frac{Q_T}{\pi r_c^2 \cdot \phi} = \sqrt{2 \cdot \frac{\Delta p_{T,0}^*}{\rho_T} - \left(\frac{Q_T}{n_K \cdot \pi r_K^2} \cdot \frac{R}{r_u} \right)^2}. \quad (13)$$

Возведя левую и правую части уравнения (13) в квадрат и группируя слева слагаемые, содержащие Q_T , получим:

$$\frac{Q_T^2}{(\pi r_c^2)^2} \cdot \left[\frac{1}{\phi^2} - \frac{R^2 r_c^2}{n_K^2 r_K^4} \cdot \frac{r_c^2}{r_u^2} \right] = 2 \cdot \frac{\Delta p_{T,0}^*}{\rho_T}. \quad (14)$$

Обозначив в левой части (14) комплекс соотношений геометрических параметров форсунки $R^2 r_c^2 / n_K^2 r_K^4 = A_\Gamma^2$ и учтя, что $r_c^2 / r_u^2 = 1 / (1 - \phi)$, получим окончательно следующую формулу для объемного расхода топлива через форсунку Q_T :

$$Q_T = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\phi^2} + \frac{A_\Gamma^2}{1 - \phi}}} \cdot \pi r_c^2 \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{\Delta p_{T,0}^*}{\rho_T}}. \quad (15)$$

Комплекс геометрических соотношений A_Γ называется «геометрической характеристикой форсунки». Если, как и в случае струйной форсунки, последний множитель правой части в (15) рассматривать как некоторую теоретическую скорость истечения, а второй множитель – это площадь поперечного сечения сопла, то первый множитель можно принять за коэффициент расхода форсунки μ :

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\phi^2} + \frac{A_\Gamma^2}{1 - \phi}}}. \quad (16)$$

В случае идеальной ЦБТФ ее коэффициент расхода μ учитывает специфику форм профилей скоростей и автоматически то, что

цилиндрическая струя в сопле полая, кольцевая и занимает только ϕ -ую часть поперечного сечения сопла, т.е. μ - это некоторый *эффективный* коэффициент расхода.

Поясним физический смысл геометрической характеристики форсунки A_{Γ} . Если массовый расход жидкости $G_u = w_u \rho_{\text{ж}} \cdot l_{1/o} \cdot t$, который в сопле форсунки течет в окружном направлении, отнесте ко всему массовому расходу жидкости, подсчитанному по входным каналам $G = w_{\text{вх}} \rho_{\text{ж}} F_{\text{вх}}$, то после преобразований получим

$$\frac{G_u}{G} = \frac{R \cdot r_c}{n_K r_K^2} \cdot \frac{\phi^2}{\text{tg}(\gamma_{cp} / 2)} = A_{\Gamma} \cdot \frac{\phi^2}{\text{tg}(\gamma_{cp} / 2)}.$$

В выражении для G_u величина $l_{1/o}$ - время одного оборота жидкости по среднему радиусу в сопле; t - толщина жидкой пленки. Таким образом, можно сказать, что геометрическая характеристика форсунки A_{Γ} определяет собой интенсивность закрутки жидкости в сопле форсунки: с увеличением A_{Γ} интенсивность закрутки должна возрастать. Однако, при увеличении A_{Γ} отношение расходов G_u/G сначала возрастает, при малых значениях A_{Γ} , достигает максимума и затем снижается из-за снижения коэффициента заполнения сопла и роста угла γ_{cp} , см. рис. 1.2.

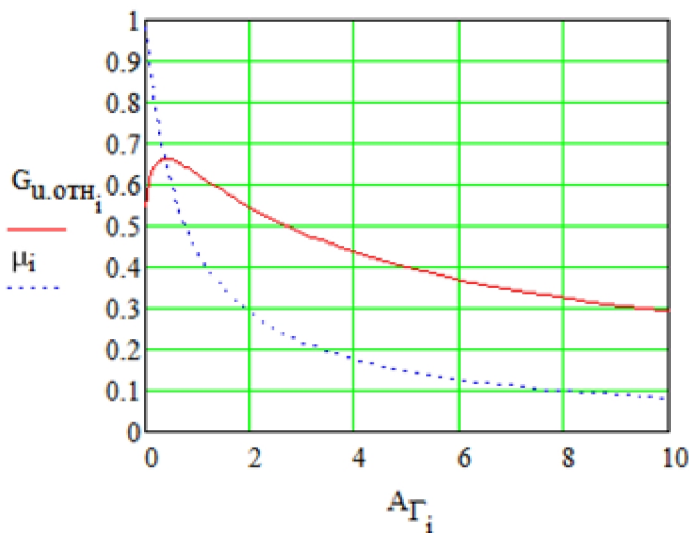


Рис. 1.2. Изменение параметра закрутки G_u/G в зависимости от геометрической характеристики форсунки A_T

Умножая обе части (15) на плотность топлива и учтя (16), получим формулу для массового расхода топлива через идеальную центробежную форсунку:

$$G_T = \mu \cdot \pi r_C^2 \cdot \sqrt{2 \cdot \rho_T \cdot \Delta p_{T,0}^*} . \quad (17)$$

В соответствии с (16) коэффициент расхода является функцией двух величин $\mu = f(\phi, A_T)$, то есть зависит от коэффициента заполнения сопла ϕ , который определяется режимом течения, и от геометрической характеристики A_T , которая, очевидно, должна определять и величину ϕ . Для исключения этой неоднозначности Г.Н. Абрамовичем был предложен прием преобразования выражения (16) для μ , названный им «принципом максимального расхода топлива». В соответствии с этим принципом через форсунку автоматически устанавливается такой расход топлива, который при её геометрических параметрах является максимально возможным, то есть производная $d\mu/d\phi = 0$. После взятия этой производной от вы-

ражения (16) и решения получившегося уравнения относительно величины A_T , можно получить следующую для нее формулу:

$$A_T = \sqrt{2} \cdot \frac{1-\phi}{\phi\sqrt{\phi}}. \quad (18)$$

Подставляя A из (18) обратно в выражение (16), получим:

$$\mu = \frac{\phi\sqrt{\phi}}{\sqrt{2-\phi}}. \quad (19)$$

Таким образом, геометрическая характеристика форсунки является важнейшим геометрическим параметром ЦБТФ, так как ее величина определяет согласно (18) коэффициент заполнения сопла ϕ (т.е. толщину топливной струи $t_c = r_c(1 - \sqrt{1-\phi})$, см. ниже) и через его значение, согласно (19), - величину коэффициента расхода μ .

Нетрудно показать, что геометрическая характеристика определяет и угол раскрытия топливного факела γ . Получим для него расчетное выражение. Для этого выполним следующее.

Из уравнения Бернулли, записанного для выходного сечения 6-6 (Рис. 1.1), для произвольного радиуса r по толщине топливной струи имеем:

$$w_{a6}(r)^2 + w_{u6}(r)^2 = 2 \cdot \frac{\Delta p_{T,0}^*}{\rho_T}.$$

Выразим осевую составляющую скорости:

$$w_{a6}(r) = \sqrt{2 \cdot \frac{\Delta p_{T,0}^*}{\rho_T} - w_{u6}(r)^2}$$

и подставим в эту формулу выражение для $w_{u6}(r)$ из (11):

$$w_{u6}(r) = \frac{R}{r} \cdot w_0 = \frac{R}{r} \cdot \frac{Q_T}{n_K \cdot \pi r_K^2} = \frac{R}{r} \cdot \frac{\mu \cdot \pi r_c^2 \cdot \sqrt{2\Delta p_{T,0}^* / \rho_T}}{n_K \cdot \pi r_K^2}$$

Окончательно получим для значений составляющих скорости

$$w_{u6}(r) \text{ и } w_{a6}(r) \text{ следующие выражения:}$$

$$w_{u6}(r) = \frac{R \cdot r_c}{n_K \cdot r_K^2} \cdot \frac{r_c \cdot \mu}{r} \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{\Delta p_{T.0}^*}{\rho_T}}, \quad (20)$$

$$w_{a6}(r) = \sqrt{1 - \left(\frac{R \cdot r_c}{n_K \cdot r_K^2} \right)^2 \cdot \frac{r_c^2 \cdot \mu^2}{r^2}} \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{\Delta p_{T.0}^*}{\rho_T}}, \quad (21)$$

где комплекс $R \cdot r_c / n_K \cdot r_K^2 = A_\Gamma$. Из (20) и (21) видно, что с увеличением радиуса r , т.е. с приближением к стенке сопла, окружная составляющая скорости уменьшается, а осевая несколько увеличивается. Непостоянство осевой составляющей скорости в сечении 6-6 объясняется преобразованием части количества движения в окружном направлении в количество движения в осевом направлении.

Используя (20) и (21), можно получить выражения для окружной и осевой скорости $w_{u6}(r_{cp})$ и $w_{a6}(r_{cp})$ на срединном радиусе толщины топливной струи r_{cp} и по соотношению этих скоростей определить средний угол конусности топливного факела γ_{cp} . Так как толщина топливной струи в сопле $t_c = r_c - r_{ш}$, то для срединного радиуса толщины топливной струи получим:

$$r_{cp} = \frac{r_c + r_{ш}}{2} = \frac{r_c \cdot (1 + \bar{r}_{ш})}{2} = r_c + \frac{t_c}{2} = r_c \cdot (1 - 0,5 \cdot \bar{t}_c),$$

где: $\bar{r}_{ш} = r_{ш} / r_c$ - относительный радиус воздушного шнура;

$\bar{t}_c = t / r_c$ - относительная толщина топливной струи (пленки) в сопле, $\bar{t}_c = 1 - \sqrt{1 - \phi}$. Для угла раскрытия топливного факела γ_{cp} - среднего корневого угла конусности факела - получим выражение:

$$\operatorname{tg} \left(\frac{\gamma_{cp}}{2} \right) = \left(\frac{w_{u6}(r_{cp})}{w_{a6}(r_{cp})} \right) = \frac{\frac{2\mu A_\Gamma}{1 + \bar{r}_{ш}} \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{\Delta p_{T.0}^*}{\rho_T}}}{\sqrt{1 - \frac{4\mu^2 A_\Gamma^2}{(1 + \bar{r}_{ш})^2}} \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{\Delta p_{T.0}^*}{\rho_T}}}, \quad (22)$$

и, соответственно:

$$\begin{aligned}\gamma_{cp} &= 2 \cdot \arctg \left(\frac{w_{u6}(r_{cp})}{w_{a6}(r_{cp})} \right) = \\ &= 2 \cdot \arctg \left(\frac{2\mu A_{\Gamma}}{\sqrt{(1 + \bar{r}_{\text{ш}})^2 - 4\mu^2 A_{\Gamma}^2}} \right)\end{aligned}\quad (23, \text{a})$$

или с использованием относительной толщины топливной струи (пленки) $\bar{t}_c$:

$$\begin{aligned}\gamma_{cp} &= 2 \cdot \arctg \left(\frac{w_{u6}(r_{cp})}{w_{a6}(r_{cp})} \right) = \\ &= 2 \cdot \arctg \left(\frac{\mu A_{\Gamma}}{\sqrt{(1 - 0,5 \cdot \bar{t}_c)^2 - \mu^2 A_{\Gamma}^2}} \right),\end{aligned}\quad (23, \text{б})$$

При выходе топливной пленки из сопла форсунки она поворачивается на угол $\gamma_{cp} / 2$ и толщина её $t_{\text{пл}}$ оказывается меньше толщины на срезе сопла t_c :

$$t_{\text{пл}} = t_c \cdot \cos(\gamma_{cp} / 2) = (1 - \sqrt{1 - \phi}) \cos(\gamma_{cp} / 2). \quad (24)$$

На рис. 1.3 представлены графики, иллюстрирующие зависимость ϕ , μ , $\bar{t}_c$ ($t_{6_отн}$), $t_{\text{пл}}$ ($t_{\text{пл_отн}} = t_{\text{пл}} / r_c$) и γ_{cp} от величины геометрической характеристики форсунки A_{Γ} .

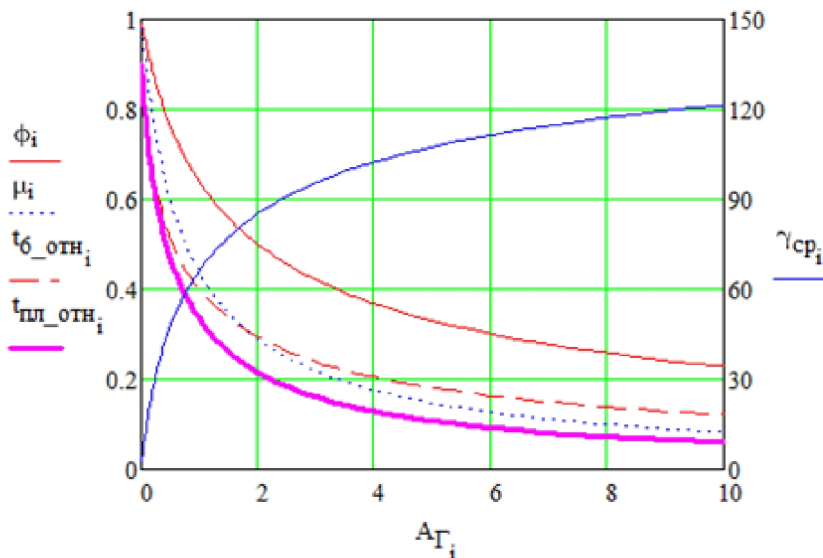


Рис. 1.3. Изменение расходно-геометрических характеристик форсунки

Выше изложены основные уравнения математической модели идеальной центробежной форсунки.

При течении вязкой жидкости в реальной форсунке необходимо учитывать наличие и влияние шероховатости обтекаемых поверхностей, пограничного слоя, местных завихрений потока и вязкого трения в самой жидкости – то есть необходимо учитывать потери количества движения и энергии жидкости из-за вязких и местных гидравлических сопротивлений. Можно показать [Р.7, К.13], что, следуя аналогичным как для идеальной форсунки рассуждениям и построениям, можно получить схожие с (18), (19) и (22), (23) и (24) выражения для случая течения вязкой жидкости через реальную центробежную топливную форсунку (ЦБТФ). В работах [Р.3, 5, 7; К.3, 13, 34] приводятся основные уравнения математической модели течения вязкой жидкости в реальной центробежной форсунке. Некоторые из них приведем для сравнения:

а) коэффициент расхода через форсунку с длинной камерой закручивания и, в общем случае, наклонными входными каналами, сравни с (16):

$$\mu_L = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\phi^2} + \frac{A_{\text{э}L}^2}{1-\phi} + \Delta_{\Sigma}^*}}, \quad (25)$$

где: $A_{\text{э}L}$ - эквивалентная геометрическая характеристика форсунки (нижний индекс « L » у всех параметров означает, что это для форсунки с длинной камерой закручивания);

Δ_{Σ}^* - суммарная величина потерь полного давления во всех элементах проточной части форсунки $\Delta p_j = \Delta_j \mu_L^2 \Delta p_T^*$ – во входных каналах, камере закручивания и на входе в сопло, потери собственно в сопле учитываются отдельно и проявляются в расчете скоростей истечения.

б) угол факела распыла, подсчитанный по отношению средних скоростей и с учетом гидравлических сопротивлений, выраженный через $\bar{r}_{\text{ш}}$ - относительный радиус воздушного шнура, сравни с (23 а):

$$\gamma_{cpL} = 2 \cdot \arctg \left(\frac{2\mu_L A_{\text{э}L}}{\sqrt{(1+\bar{r}_{\text{ш}})^2 (K')^2 - 4\mu_L^2 A_{\text{э}L}^2}} \right), \quad (26)$$

где K' - коэффициент, учитывающий потери на трение собственно в сопле, все потери полного давления в форсунке, геометрические параметры форсунки и коэффициент заполнения сопла и расхода [К.13].

в) относительная толщина конической пленки [К.13], сравни с (24):

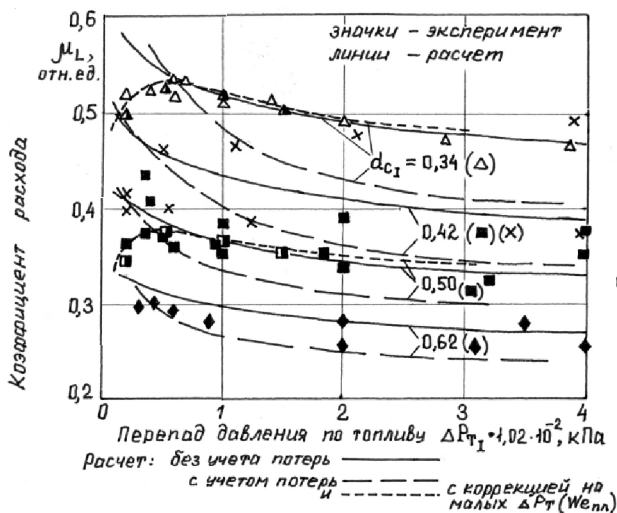
$$\bar{t}_{\text{пл}} = \frac{1 - \sqrt{1 - (\mu_L / \bar{w}_{c.\text{отн}}) \cos^2(\gamma_{cp} / 2)}}{\cos(\gamma_{cp} / 2)}, \quad (27)$$

где [К.13]:

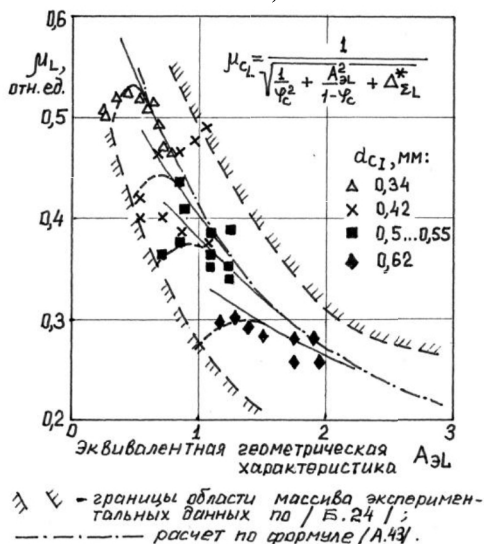
$$\bar{w}_{c.\text{отн}} = \sqrt{1 - \frac{2\mu_L A_{\text{э}L}}{(1+\bar{r}_{\text{ш}}) K'}} \cdot \sqrt{1 - \Delta_L^* \mu_L^2}. \quad (28)$$

Математическая модель реальной форсунки и алгоритм её расчёта, построенные на выше приведенных формулах, использовались в [К.13] для исследования работы форсунки и получения полуэмпирических критериальных выражений для оценки мелкости распыливания топлива. Цель исследования состояла в установлении взаимосвязи, с одной стороны, между геометрическими параметрами форсунки, коэффициентом расхода и толщиной топливной пленки и, с другой стороны, измеренными с помощью лазерно-оптического метода средними диаметрами капель. Для иллюстрации полученных результатов ниже приведены графики. На рис. 1.4 показано, как изменяется коэффициент расхода ЦБТФ с наклонными входными каналами и разной величиной диаметра выходного сопла. На рис. 1.5 приведена зависимость изменения величины среднего диаметра капель от перепада давления на форсунке и диаметра сопла в корреляции с толщиной топливной пленки. В работах [К. 3 и 34] приведены краткие примеры определения основных конструктивных и расходно-геометрических характеристик центробежной форсунки и факела распыла, опирающиеся формулы принципа максимального расхода.

Это означает, что выше приведенные формулы для идеальной форсунки правильно в целом отражают влияние режимных и геометрических параметров форсунки, в частности, влияние $\Delta p_{T,0}^*$ и A_T . Следовательно, выполняя проливки форсунок и получая из эксперимента величины μ и γ_{cp} , можно проводить анализ влияния на них указанных выше режимных и геометрических параметров форсунки.



а)



б)

Рис. 1.4. Изменение расходно-геометрических характеристик форсунки с учетом влияния гидравлических сопротивлений

а) влияние диаметра сопла форсунки и перепада давления по топливу на коэффициент расхода центробежной пнеумовой форсунки

б) влияние величины геометрической характеристики на коэффициент расхода форсунки

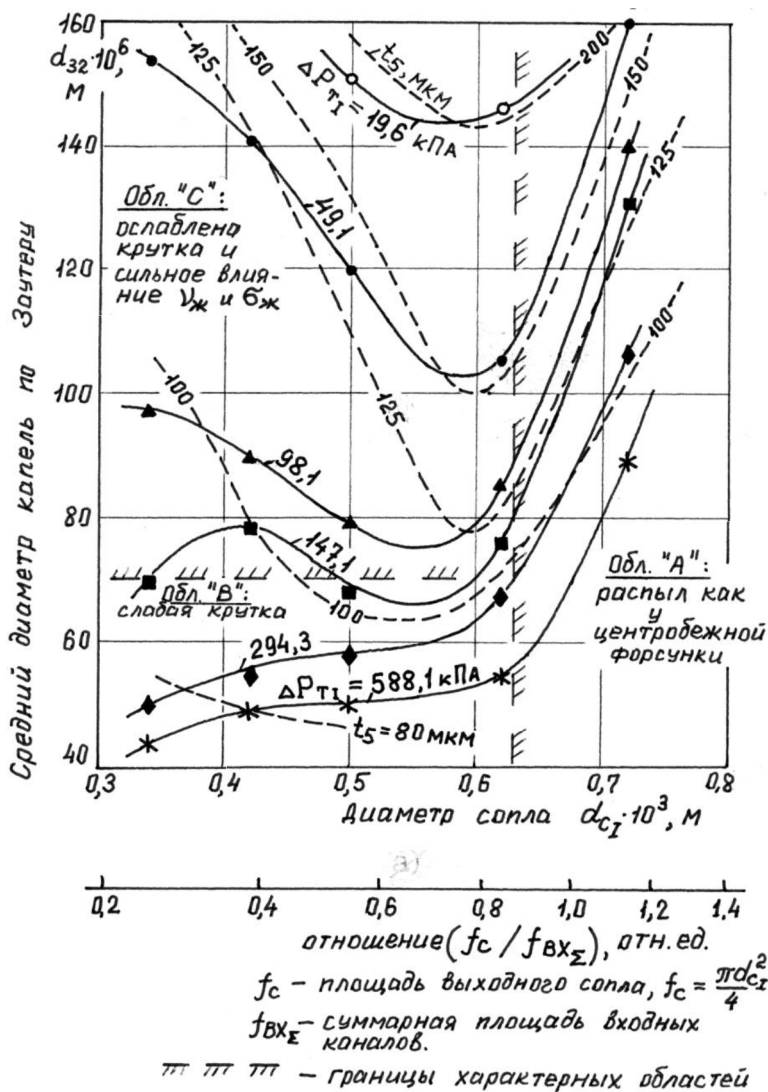


Рис. 1.5. Влияние диаметра сопла форсунки и перепада давления по топливу на толщину топливной пленки $t_{пл}$ (в сечении 5) и величину средних диаметров капель распыленного топлива d_{32}

Необходимо, однако, заметить, что в некоторых работах, в частности в [Р.3], аргументировано высказываются критические замечания на правомочность использования принципа максимального расхода при получении формул типа (18), (19) и, соответственно, всех последующих. При этом излагается теория и расчетные алгоритмы, позволяющие не использовать принцип максимального расхода.

1.3 Теория дробления струй и пленок жидкости

1.3.1 Физическая картина на механизма распыла

Распад и дробление струи или пленок жидкости при истечении их из форсунки происходит вследствие неустойчивости их поверхности и толщины, которая возникает от воздействия малых возмущений. Источником этих возмущений является шероховатость поверхности сопла, отступление контура выходного отверстия от правильной окружности, вибрации, турбулентные пульсации в самой жидкости и в окружающей среде и т.д.

Амплитуды волн малых колебаний, появившихся в жидкости, при развитии неустойчивости быстро возрастают, конфигурация струй резко изменяется и завершается этот процесс распадом струи на отдельные части. Получившиеся в результате промежуточные образования и капли могут подвергнуться дальнейшему распаду и дроблению.

В схематично представленном механизме, при его изучении, принято выделять отдельные стадии и проявления. Рассмотрим вначале отдельную цилиндрическую струю, согласно Рэлею:

1) волна растущей амплитуды формирует в струе последовательно расположенные локальные утолщения, которые на конечной стадии отделяются от струи в виде частиц (рис. 1.6), превращающихся далее в капли;

2) из всевозможных волн возмущений, накладывающихся на струю, развивается только та, скорость роста которой имеет максимум. Такая волна длиной $\lambda_{\text{опт}}$ называется «оптимальной»;

3) в первоначальный момент времени скорость роста возмущения оптимальной волны находится в линейной области; амплитуды волны пока ещё малы по сравнению с диаметром струи; с некоторого момента амплитуды волны уже нельзя считать малыми, скорость их роста оказывается уже в нелинейной области; при этом длина

волны сохраняется оптимальной. Рэлеем показано, что подобной неустойчивостью к росту обладают длинноволновые колебания с $\lambda \geq 2\pi r_c$ (r_c - радиус струи), а $\lambda_{\text{опт}} = 4,508 \cdot 2r_c$.

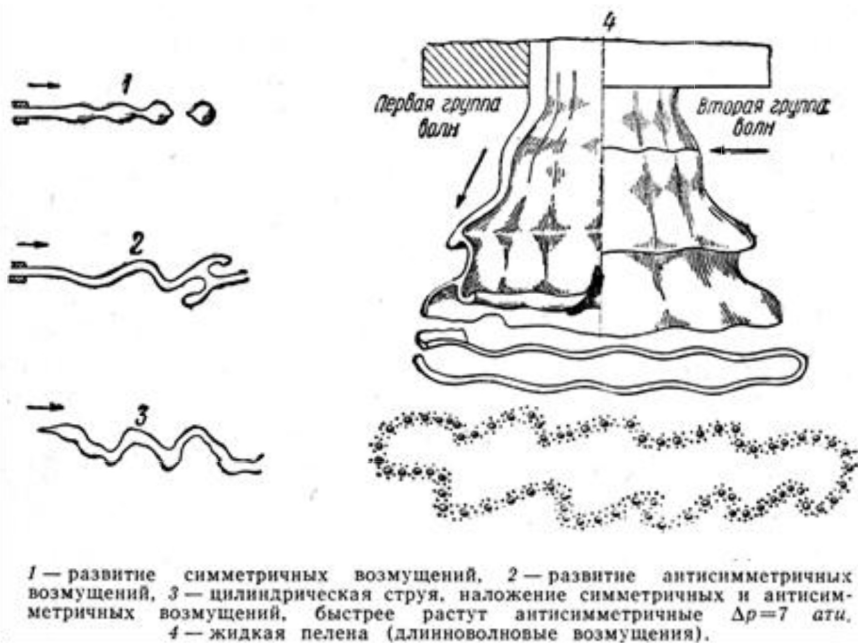


Рис. 1.6. Схемы распада жидких струй на капли

Симметричные возмущения (1, рис. 1.6) постепенно сменяются антисимметричными 2 (деформация оси струи). Затем возникает промежуточный режим течения 3, когда одновременно существуют оба вида волн. В дальнейшем наступает режим распыливания, при котором становятся неустойчивыми к росту возмущения все более коротких волн, гребни их срываются с волнообразной поверхности жидкости в виде множества мельчайших частиц, превращающихся в капли.

Таким образом, создается целый спектр капель различной крупности. Оптимальная длина волны колебаний, характеризующая наиболее вероятный размер капель в спектре, сдвигается в область малых волн.

Распад пелены жидкости, вытекающей из центробежной форсунки, осуществляется в следующей последовательности. Многочисленные искровые фотографии показывают, что на малом расстоянии от устья сопла форсунки существует малый начальный участок нераспавшейся и маловозмущенной струи. По мере удаления от сопла на пелене жидкости развиваются волны возмущений, амплитуды которых интенсивно возрастают (4, рис. 1.6). На пелене наблюдаются две группы волн. Контуры гребней первой группы образуются в меридиональных сечениях и стремятся разделить пелену на систему струй, расходящихся веерообразно от сопла форсунки. Контуры гребней второй группы образуются в поперечных сечениях пелены, они стремятся разделить пелену на систему последовательных колец. Чаще распад пелены происходит на систему колец неравной толщины с локальными сужениями – «слабыми» точками. Отделившееся жидкое кольцо или его фрагмент, подобно жидкому цилиндру, являются неустойчивой формой и далее распадаются на более мелкие образования – частицы, превращающиеся в капли.

Чем больше величина относительной скорости истечения, тем длина волны неустойчивого возмущения оказывается меньше. Как следствие меньше оказываются толщины отделившихся колец и размеры получающихся капель. При достаточно большой относительной скорости наступает режим распыливания; с поверхности струй срываются гребни мельчайших волн, состоящие из скопления мельчайших капель. Этот режим особенно характерен при распыливании в потоке воздуха. Образовавшиеся при распаде пелены капли могут затем дробиться в результате воздействия окружающего потока газа.

1.3.2 Вторичное дробление капель

Экспериментальные исследования и визуализация позволили процесс дробления капли представить в следующем виде. На поверхности жидкой частицы, обтекаемой потоком, создается распределение давлений (близкое к распределению на шаре), которое деформирует каплю. При определенном соотношении параметров внешние силы аэродинамического воздействия ($\sim \rho_r U^2 \cdot \pi d_k^2$) преодолевают силы поверхностного натяжения ($\sim \pi d_k \cdot \sigma_{\text{ж}}$), вызывая

дробление капли. Количественно, соотношение этих сил определяется величиной критерия деформации – числа Вебера We :

$$We = \frac{\rho_{\Gamma} U^2 d_{\kappa}}{\sigma_{\text{ж}}}, \quad (29)$$

где: d_{κ} - диаметр капли,

$\sigma_{\text{ж}}$ - коэффициент поверхностного натяжения жидкости,

ρ_{Γ} - плотность окружающего газа,

U - относительная скорость капли.

Установлены следующие характерные значения критерия Вебера. При $We < 10,7$ капля в потоке деформируется, но ещё не распадается; при $We = 10,7$ достигается нижний предел дробления – капля разрушается на две части, при этом из общего числа капель распадается 10-20 %. По мере увеличения критерия Вебера в интервале $10,7 \leq We < 14$ капля разделяется на 3, 4, 5, и т.д. капелек и % раздробившихся капель возрастает. При $We = 14$ достигается верхний предел дробления - все 100% капель дробятся на множество мелких частиц (режим распыливания капли), и далее при всех $We > We_{\text{кр}} = 14$ режим дробления капель сохраняется. Образующиеся капли будут тем мельче, чем больше величина We .

Физическая картина распада капли состоит в том, что первоначально шарообразная капля под действием давления на её поверхности деформируется и приобретает форму эллипсоида вращения. Если форма капли оказывается неустойчивой относительно малых возмущений, резко меняется и достигает некоторой критической фазы, то капля продолжает далее сплющиваться. Эллипсоид начинает продавливаться в центре и быстро переходит в жидкое кольцо, которое является неустойчивой формой, распадающейся затем на капли. На рис. 1.7 показаны последовательные фазы деформации капли.

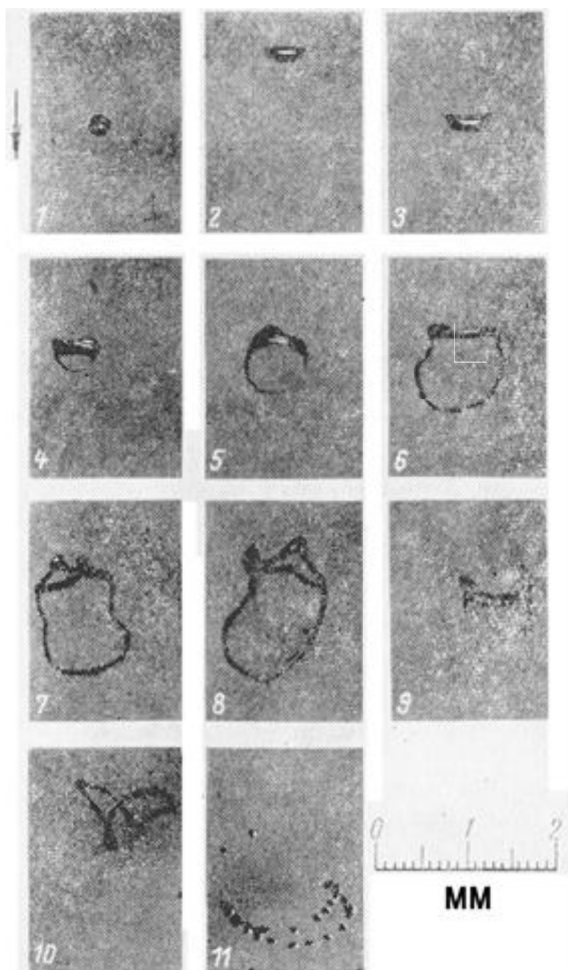


Рис. 1.7. Последовательные стадии деформации и разрушения капли

На практике всегда важным является вопрос о том, будут ли образовавшиеся при распыле топлива капли испытывать вторичное дробление? Приведем на этот счет два числовых примера с использованием формулы (29) и значений критического числа Вебера. Пусть топливо – авиационный керосин – распыливается центробежной форсункой в условиях, близких, например, для определенности, к условиям взлетного режима в КС ТРДД CF6-80C2B1, для этих

условий $\rho_r = 12,72 \text{ кг/м}^3$. Из справочника по топливам [X.8] для керосина ТС-1 и при температуре 20°C возьмем $\sigma_{\text{ж}} = 24,53 \cdot 10^{-3} \text{ Н/м}$. Величину относительной скорости капле при впрыске топлива примем $U = 70 \text{ м/с}$. Тогда, согласно рассмотренному, вторичное дробление будут испытывать все капли с диаметрами:

$$d_k \geq \frac{We_{\text{кр}} \sigma_{\text{ж}}}{\rho_r U^2} = \frac{14 \cdot 24,53 \cdot 10^{-3}}{12,72 \cdot (70)^2} \cong 5,5 \cdot 10^{-6} \text{ м (5,5 мкм)}$$

Второй пример: в случае, если форсунка будет испытываться на специальном форсуночном стенде, но распыливание топлива будет производиться при атмосферных условиях, близких к нормальным, $\rho_r = 1,134 \text{ кг/м}^3$, то согласно выше изложенному вторичное дробление будут испытывать лишь капли с диаметрами $d_k \geq 70 \text{ мкм}$.

Для получения более адекватных и точных оценок требуется учитывать временной фактор [Р.34]. При попадании капли в поток аэродинамические силы деформируют и одновременно увлекают её, относительная скорость обдува капли и критерий We при этом уменьшаются. Если время достижения критической фазы деформации $\tau_{\text{кр.деф}}$ будет меньше времени её увлечения до уровня $We_{\text{кр}}$, то произойдет дробление капли. Если время достижения критической фазы $\tau_{\text{кр.деф}}$ будет больше времени увлечения капли до уровня $We_{\text{кр}}$ то деформация капли, достигнув некоторого максимума, начнет постепенно спадать и капля снова, по мере снижения относительной скорости U , будет приближаться к шару. Согласно [Р.34] время достижения критической фазы $\tau_{\text{кр.деф}}$:

$$\tau_{\text{кр.деф}} = 1,65 \frac{d_k}{U_0} \sqrt{\frac{\rho_{\text{ж}}}{\rho_r}}, \quad (30)$$

где U_0 - начальное значение скорости обдува капли,

$\rho_{\text{ж}} = 784 \text{ кг/м}^3$ - плотность керосина типа ТС-1.

Для капель с диаметрами и условиями распыла из первого примера время достижения критической фазы $\tau_{\text{кр.деф}} \approx 1 \cdot 10^{-6} \text{ с (1 мкс)}$.

Оно существенно меньше времени пребывания газа в первичной зоне горения КС ТРДД CF6-80C2B1 ($\tau_{\text{пр}} = 5,5$ мс – без горения), а также меньше времени пребывания в зоне смесеобразования $0,1 \cdot \tau_{\text{пр}} = 0,55$ мс. Таким образом, и с этой точки зрения капли с $d_k \geq 5,5$ мкм очевидно будут испытывать вторичное дробление.

Для капель с диаметрами и условиями из второго примера $\tau_{\text{кр.деф}} \approx 43,4 \cdot 10^{-6}$ с (43,4 мкс) - оно значительно меньше времени пребывания в зоне смесеобразования (2,3 мс), поэтому дробление капель с диаметрами $d_k \geq 70$ мкм в стендовых условиях, скорее всего, также будет иметь место.

Контрольные вопросы к главе 1

- 1) Каков принцип действия центробежных и струйных форсунок? Отметьте общее и различие.
- 2) Перечислите основные характеристики, которыми оценивается качество работы форсунок и факела распыла.
- 3) Какие основные уравнения используются для описания работы а) струйных и б) центробежных форсунок?
- 4) Напишите формулу для подсчета скорости истечения топлива из сопла форсунки.
- 5) Напишите формулу для вычисления фактического расхода топлива через форсунку.
- 6) Что характеризует собой геометрическая характеристика A_T центробежной форсунки? Напишите для неё определяющую формулу для случая идеальной ЦБТФ.
- 7) Поясните суть принципа максимального расхода топлива через форсунку Г.Н. Абрамовича.
- 8) Напишите определяющие формулы для коэффициента заполнения сопла ϕ и относительной толщины $\bar{t}_c$ пленки струи топлива.
- 9) Поясните формулы основных параметров в случае течения вязкой жидкости через реальную форсунку, опираясь на текст учебного пособия.

- 10) Нарисуйте графики изменения основных параметров течения жидкости через центробежную форсунку ϕ , μ , $t_{пл}$ и $\gamma_{ср}$.
- 11) Опираясь на рисунок 1.6, дайте понятие основным формам механизма разрушения струй и пленок жидкости.
- 12) Какой критерий подобия используется для определения возможности вторичного дробления капель? Дайте ему определение, приведите его численные значения.

ГЛАВА 2 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КАПЕЛЬ ПО РАЗМЕРУ И СКОРОСТЯМ

2.1 LDA

Лазерная доплеровская анемометрия (англ. *LDA*) основана на измерении частоты лазерного излучения, рассеянного движущимся объектом. Лазерный пучок, характеризуемый частотой ω_0 и волновым вектором

$$k_0 \quad |k_0| = \frac{\omega_0}{c},$$

где c – скорость света, падает на движущийся со скоростью v объект и рассеивается в разные стороны. Рассеянная волна при этом характеризуется волновым вектором k_s и частотой ω_s . Взаимосвязь между оптическими частотами ω_0 и ω_s определяется выражением

$$\omega_s = \omega_0 \frac{1 - \frac{v}{c} \cos \theta}{1 - \frac{v}{c} \cos \vartheta}, \quad (1)$$

где θ – угол между направлением распространения лазерного пучка и направлением движения объекта,

ϑ – угол между направлениями регистрации волны и движения объекта (см. рис. 2.1).

Это соотношение положено в основу доплеровского метода измерения скоростей. Оно позволяет определить скорость объекта по измеренной частоте рассеянной волны при известных параметрах ω_0 , θ , ϑ .

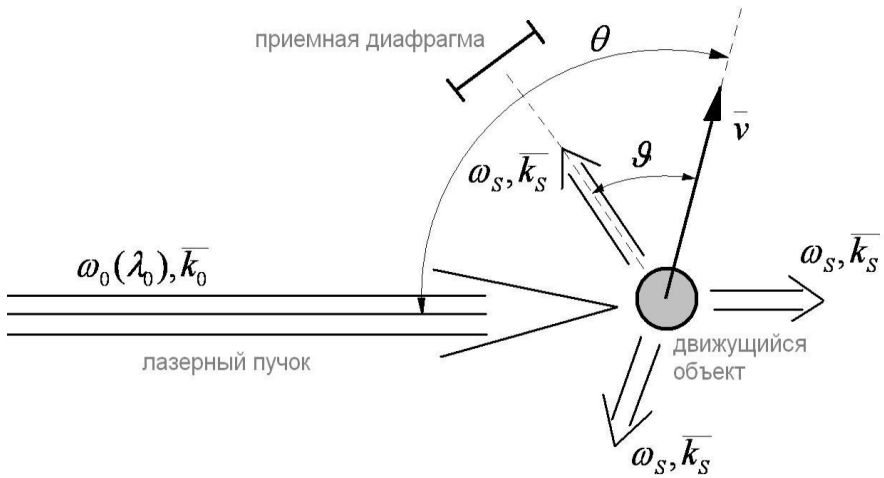


Рис. 2.1 – Регистрация доплеровского сигнала

Так как в оптическом диапазоне ($\omega_0 \approx 1.5 \cdot 10^{15} \frac{\text{рад}}{\text{с}}$) непосредственно измерить частоту рассеянного излучения трудно, то используются методы измерения разности частот лазерного и рассеянного излучений. С учетом (1) при $v \ll c$ можно определить обусловленный эффектом Доплера сдвиг частоты рассеянного излучения

$$\omega_D = \omega_s - \omega_0 = \omega_0 \frac{v}{c} (\cos \vartheta - \cos \theta). \quad (2)$$

Таким образом, из формулы (2) видно, что максимальную частоту приемник регистрирует при $\vartheta = 0$, т.е. когда частица летит прямо в приемную диафрагму. Минимальная же регистрируемая частота наблюдается при $\vartheta = 180^\circ$, т.е. когда частица летит в противоположную сторону.

Это соотношение удобно записать в векторной форме

$$\omega_D = (\bar{k}_s - \bar{k}_0) \cdot \bar{v}. \quad (3)$$

Лазерные измерители по взаимному расположению фотоприемника, передатчика и объекта подразделяются на два основных вида. Первые работают в режиме так называемого прямого светорассеяния. В них фотоприемник и передатчик располагаются по разные стороны объекта. Такие измерители, естественно, применяются только для исследования движения прозрачных объектов (газов, жидкостей и т. п.). Вторые работают в режиме обратного светорассеяния. Фотоприемник в таких системах расположен с той же стороны, что и формирователь зондирующего поля (относительно исследуемого объекта). Приемная и передающая оптические системы могут быть совмещены в едином корпусе, что облегчает юстировку измерителя относительно объекта. Энергия рассеянных поверхностью твердого тела лазерных пучков в обратном направлении очень мала. Это обстоятельство предъявляет высокие требования к чувствительности измерителя, определяемой апертурой приемного объектива. Большая апертура увеличивает уровень светового сигнала. В то же время, увеличение апертуры ведет к росту погрешности измерений из-за возрастающей неопределенности направления принимаемых световых волн.

В схемах с *опорным* пучком на исследуемую движущуюся поверхность направляется один лазерный пучок. Выделенная под углом к направлению падающего пучка рассеянная волна посылается на фотоприемник. В качестве опорного пучка используется небольшая доля падающего пучка. Источником освещающего и опорного пучков служит один и тот же лазер. Результат измерения доплеровского сдвига частоты в таких схемах, определяемого выражениями (2) и (3), зависит от геометрии как освещающего, так и опорного пучков, т. е. в значительной мере от направления наблюдения, что и накладывает ограничения на апертуру приемного объектива и на расстояние до измеряемой движущейся поверхности. Значительная погрешность измерения скорости затрудняет применение подобных схем измерителей с опорным пучком.

В настоящее время в лазерных измерителях широко используется дифференциальная схема с двумя зондирующими пучками. На движущийся объект направляются два лазерных пучка, а рассеянное в произвольном направлении оптическое излучение регистрируется фотоприемником (см. рис. 2.2).

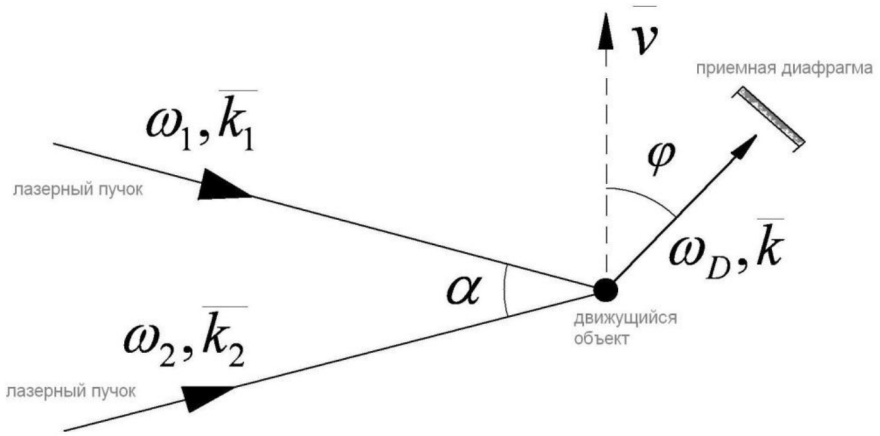


Рис. 2.2. Схема с двумя зондирующими пучками

Если ω_1 , ω_2 , $\bar{k}_1$, $\bar{k}_2$ - круговые частоты и волновые векторы первого и второго пучков, то частоты рассеянного движущимся объектом излучения определяются как

$$\begin{aligned}\omega_{S1} &= \omega_1 + (\bar{k}_{S1} - \bar{k}_1) \cdot \bar{v}, \\ \omega_{S2} &= \omega_2 + (\bar{k}_{S2} - \bar{k}_2) \cdot \bar{v}.\end{aligned}\quad (4)$$

Так как рассеянное излучение от двух лазерных пучков регистрируется в одном направлении и при этом $\frac{v}{c} \ll 1$, то можно принять

$$|k_{S1}| = |k_{S2}| = k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (5)$$

где k - волновое число,

λ - длина волны лазерного излучения.

Тогда доплеровский сдвиг частоты

$$\omega_D \equiv \omega_{S1} - \omega_{S2} = (\omega_1 - \omega_2) - (\bar{k}_1 - \bar{k}_2) \cdot \bar{v} \approx (\bar{k}_2 - \bar{k}_1) \cdot \bar{v}. \quad (6)$$

При $\omega_1 = \omega_2$

$$\omega_D = \bar{k} \cdot \bar{v} = 2kv \cos \phi \sin \alpha = \gamma v \cos \phi, \quad (7)$$

где α - угол между зондирующими пучками,

ϕ - угол между векторами $\vec{k}$ и $\vec{v}$, $v \cos \phi$ - проекция вектора скорости на направление разностного вектора $\vec{k}$. Коэффициент $\gamma = 2k \sin \alpha$ находится через известные параметры оптической схемы (угол α) и известную длину волны лазерного излучения λ . Поэтому измерение доплеровского сдвига частоты дает информацию о скорости

$$v \cos \phi = \frac{\omega_D}{\gamma} \quad (8)$$

Таким образом, из (6) видно, что при падении на движущийся объект двух лазерных пучков ω_D не зависит от направления наблюдения рассеянного излучения. Это значит, что результат измерения доплеровского сдвига частоты определяется геометрией освещающих пучков и не зависит от приемной апертуры, ограничивающей рассеянное излучение. Это особенно важно при малых расстояниях между объектом и приемником.

Работа дифференциальной схемы может быть описана (с некоторыми ограничениями) простой *интерференционной моделью*. Согласно этой модели пересечение двух когерентных оптических пучков в исследуемой области образует интерференционную картину (см. рис. 2.3). В области пересечения образуется решетка интенсивности. Пространственный период этой решетки совпадает с пространственным периодом интерференционной картины.

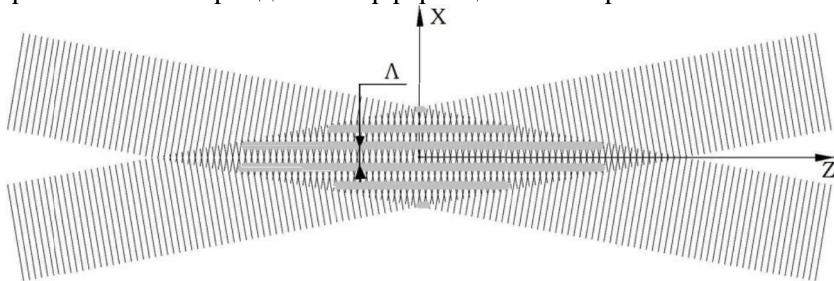


Рис. 2.3. Интерференционная картина от двух пучков

Как известно, ширина интерференционной полосы Λ определяется формулой

$$\Lambda = \lambda / 2 \sin \alpha \quad (9)$$

Излучение, рассеянное объектом, движущимся в интерференционном поле со скоростью v , модулировано по интенсивности. Частота модуляции (или доплеровская частота), очевидно, равна обратной величине времени пересечения рассеивающим объектом одной интерференционной полосы

$$F_D = (v / \Lambda) \cos \phi = (2v / \lambda) \sin \alpha \cos \phi \quad (10)$$

Полученное выражение идентично формуле (6) для доплеровского сдвига частоты. Когда два когерентных луча пересекаются, они интерферируют в области пересечения. Если лучи пересекаются в области перетяжек (самых узких мест лучей, аналога фокуса для некогерентного луча), их волновые фронты плоские. Следовательно, в результате интерференции возникают параллельные светлые и темные полосы. Расстояние между полосами прямо пропорционально длине волны лазера и обратно пропорционально углу между лучами. Пересекая эти "полосы", частица как бы вспыхивает и угасает. Интенсивность отраженного от частицы света будет прямо пропорциональна скорости пересечения полосы частицей.

На рис. 2.4 представлена характерная схема прибора для одномерного определения скорости частиц в потоке методом лазерной доплеровской анемометрии.

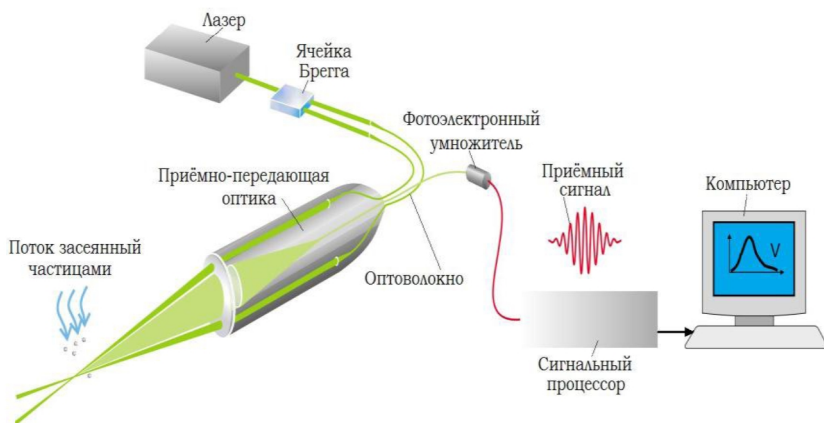


Рис. 2.4. Типовая схема одномерного ЛДА

Для определения двух- или трехмерного (полного) вектора скорости частиц необходимо включение в схему дополнительных двух или трех пар пучков лазера соответственно. Юстировка пучков осуществляется таким образом, что плоскости их интерференционных картин взаимно ортогональны, а центры совпадают (рис. 5). Как правило, каждая из пар пучков имеет свою длину волны для исключения интерференции с другими парами.

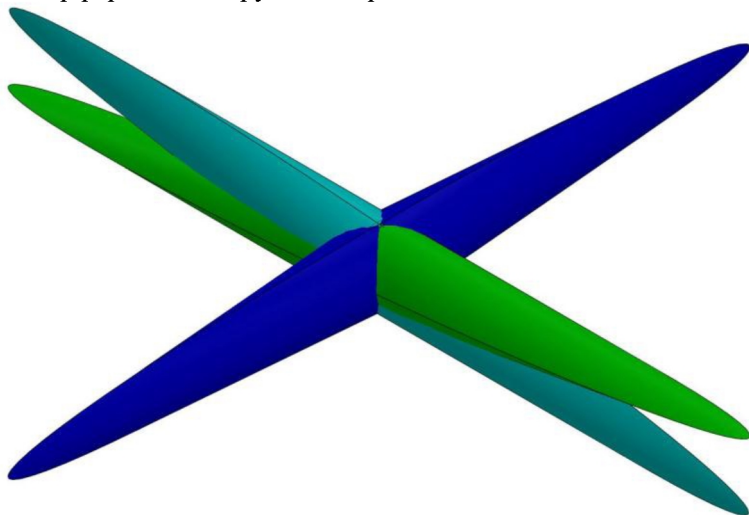


Рис. 2.5 Область пересечения лучей трехмерного ЛДА

2.2 PDA

Метод фазо-доплеровской анемометрии (англ. *Phase Doppler Anemometry* или *PDA*) является развитием метода *LDA*, т.е. изначально использует те же принципы – измерения проводятся бесконтактно в маленьком объеме, который определяется пересечением перетяжек двух лазерных лучей. С помощью этого метода можно одновременно измерить полный вектор скорости, а так же размер частицы. Безусловно, существуют определенные условия, ограничивающие этот метод:

- оптический доступ к области измерений (обычно с двух направлений);
- сферичность частиц (капель, пузырьков, твердых частиц);
- высокая степень однородности материала частицы;
- известные коэффициенты преломления частиц и среды;

- размер детектируемых частиц от 0,5мкм до нескольких миллиметров;

- максимальная концентрация частиц ограничена.

Принципиальная схема измерения размеров частиц методом *PDA* представлена на рис. 2.6 [1]. Здесь введены следующие обозначения:

θ - угол пересечения лучей;

ϕ - угол рассеяния;

Ψ - угол возвышения.

Стоит отметить, что форма и размер приемных апертур детектора строго определена для конкретных параметров измерительной системы. Поляризация лазерных пучков при этом должна быть параллельна или перпендикулярна плоскости рассеяния.

Принцип определения полного вектора скорости частиц был рассмотрен выше, поэтому на нем останавливаться не будет, и детально изучим определение размеров частиц.

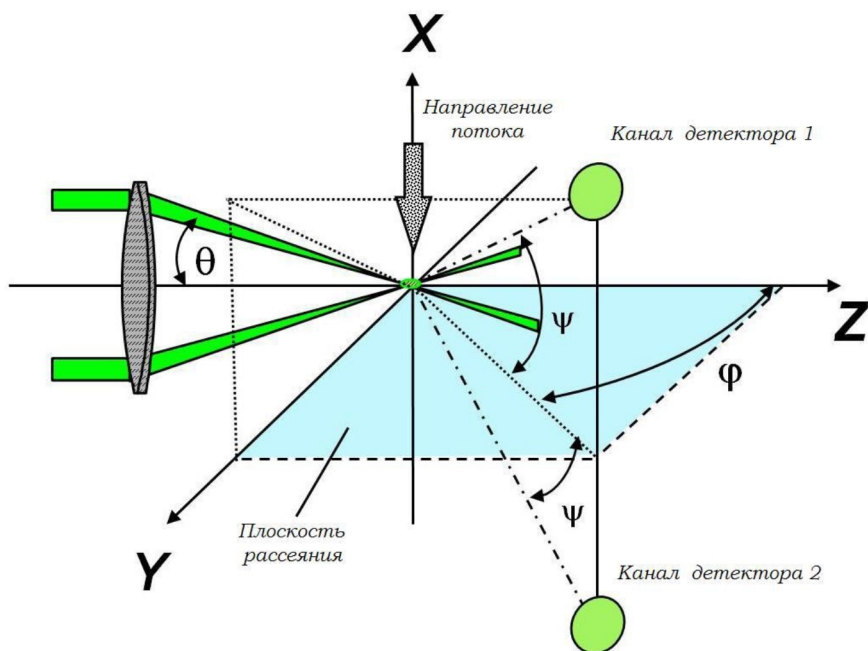


Рис. 2.6. Принципиальная схема измерения размеров частиц методом *PDA*

Метод фазо-доплеровской анемометрии использует явление рассеяния света, которое может быть представлено при рассмотрении хода лучей. Эти лучи, попадающие, например, на каплю воды, частично отражаются от поверхности, частично проходят внутрь капли и преломляются в переднем направлении и, после одного внутреннего отражения, в заднем направлении (см. рис. 2.7).

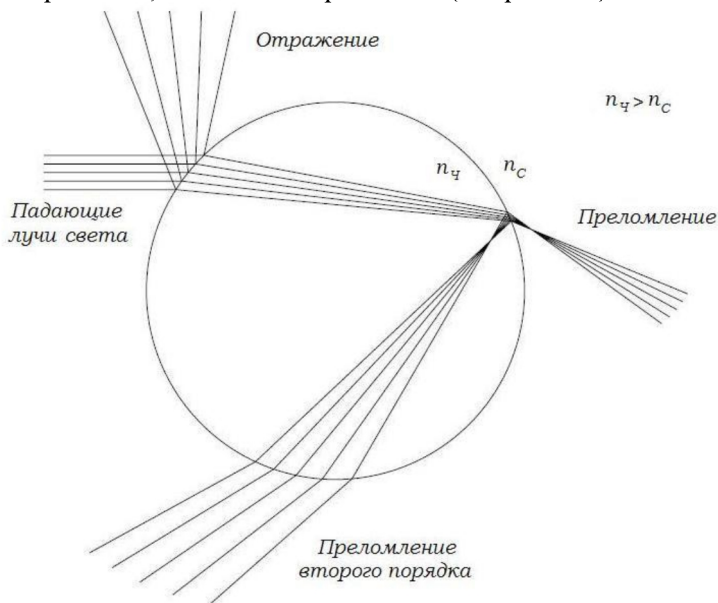


Рис. 2.7 Ход лучей при их попадании на оптически прозрачную частицу

Интенсивность рассеянного света во всех направлениях не однородна и зависит от относительного показателя преломления.

$$n_{OTH} = \frac{n_q}{n_c}, \quad (11)$$

где n_q - показатель преломления частицы,

n_c - показатель преломления среды.

Положение приемника рассеянного излучения должно быть правильно выбрано для того, чтобы обеспечить доминирование одного вида рассеяния. Обычно используют следующие углы рассеяния: $30^\circ - 70^\circ$ при преломлении; $80^\circ - 110^\circ$ при отражении;

$135^{\circ} - 150^{\circ}$ при двойном преломлении. Этим, а так же фокусным расстоянием объектива, обусловлена форма и размер приемных апертур многоканального детектора.

Рассмотрим сущность измерения размеров частиц методом *PDA*. При прохождении частицы через измерительный объем, ею отражается и преломляется свет от двух лазерных пучков. Рассеянные от частицы и первый и второй пучки каждый создают свой телесный угол отражения (на рис. 6 показан один из пучков; второй – под углом к первому по аналогии). На пересечении этих телесных углов происходит интерференция двух линейно поляризованных источников излучения. Пространство внутри пересечения двух телесных углов охватывает приемную область каналов детектора. Как показано на рис. 7 приемные диафрагмы находятся под определенным углом к оси и разнесены друг относительно друга (зеркально). Каждая из них регистрирует доплеровский сигнал от движущейся частицы. Но сигналы на разных каналах детекторах отличаются на фазу смещения. Она связана с различными по величине оптическими путями лучей, попадающих на сферическую поверхность частицы. Причем чем менее криволинейная эта поверхность, тем большее значение фазы смещения возникает на каналах детектора. Другими словами фаза смещения пропорциональна размеру сферической частицы. На рис. 2.87 представлены пояснения по возникновению фазы смещения в двухканальной системе обработки доплеровского сигнала для разных размеров частиц.

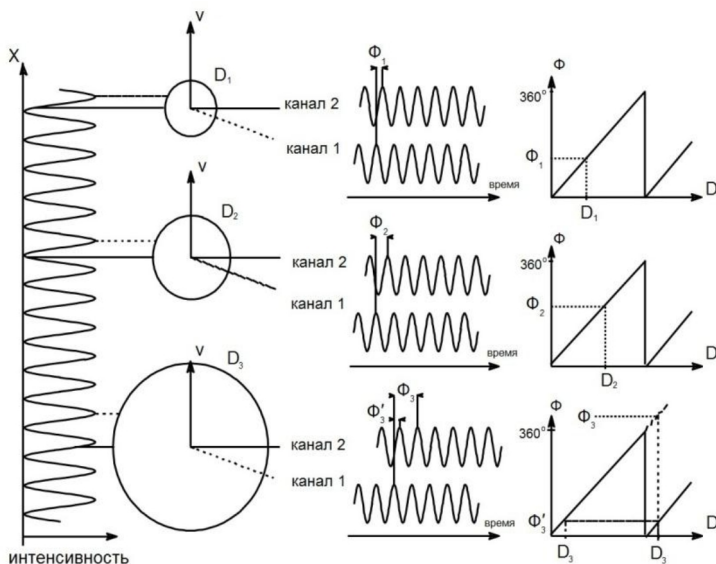


Рис. 2.8 Система двухканального детектирования

В связи с тем, что фаза Φ – это гармоническая функция с периодом 2π , то она не может превышать 2π , т.е. 360° . Именно поэтому двухканальный детектор не может различить большую частицу, вызвавшую смещение более 2π , и гораздо более мелкую. Эту двусмысленность решает система трехканального детектора (см. рис. 2.9).

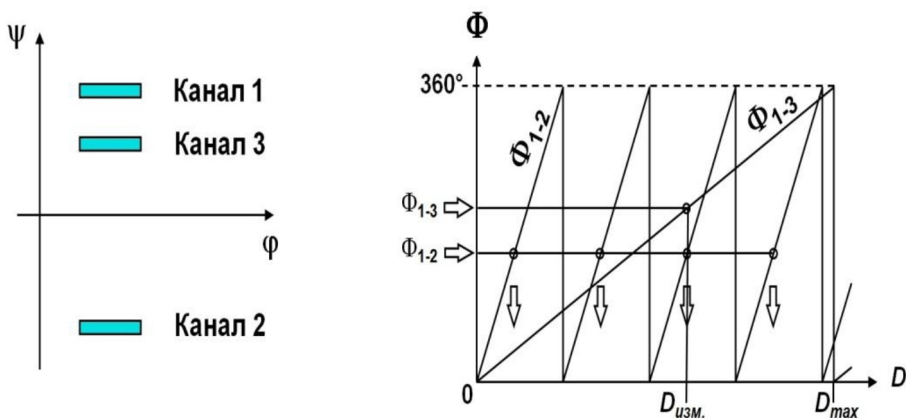


Рис. 2.9 Система трехканального детектирования

Введение третьего канала происходит в область одного полупространства с каналом l относительно плоскости рассеяния. Таким образом происходит корреляция фаз смещения Φ_{1-2} и Φ_{1-3} . Это увеличивает диапазон измеряемых размеров частиц и поддерживает высокую разрешающую способность. На рис. 2.10 представлена общая схема, реализующая метод *PDA*.

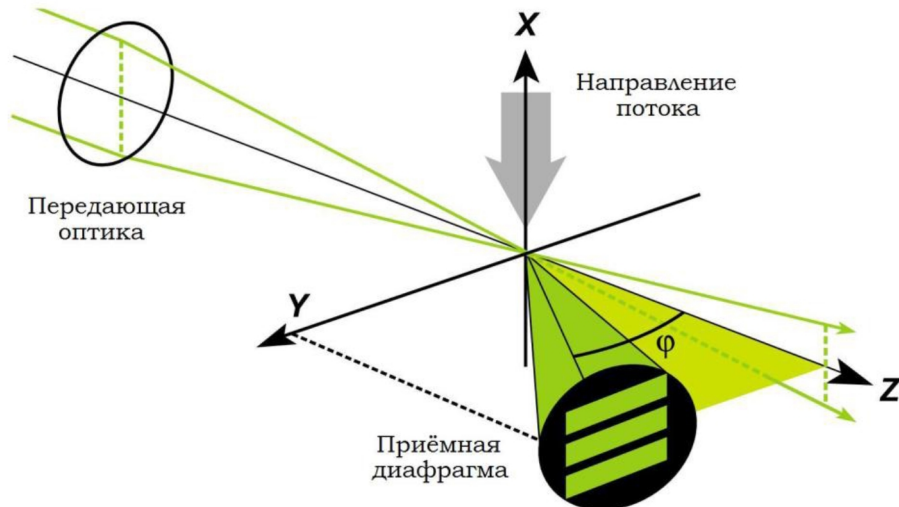


Рис. 2.10 Общая схема прибора, реализующего метод *PDA*

Соотношение, определяющее смещение фазы между детекторами, регистрирующими отраженный от частицы сигнал, имеет вид

$$\Phi = \frac{2\pi D}{\lambda} \frac{\sin \theta \sin \psi}{\sqrt{2(1 - \cos \theta \cos \psi \cos \phi)}}, \quad (12)$$

где D – характерный размер частицы (диаметр).

Для случая преломления первого порядка справедливо следующее выражение

$$\Phi = \frac{-2\pi D}{\lambda} \frac{n_{OTH} \sin \theta \sin \psi}{\sqrt{2(1 + \cos \theta \cos \psi \cos \phi)(1 + n_{OTH}^2 - n_{OTH} \sqrt{2(1 + \cos \theta \cos \psi \cos \phi)})}}, \quad (13)$$

Измерительные комплексы, реализующие методы *LDA* и *PDA* находят широкое применение в процессах:

- распыливания (водяные распыливания, топливный впрыск, лакокрасочные покрытия, сельскохозяйственные орошения, фармацевтические аэрозоли);
- порошковом производстве (порошковая покраска, порошковая металлургия);
- динамике пузырьковых кластеров (кавитация, аэрация, многофазный перенос вещества).

2.3 PIV

Методы визуализации для изучения потоков были известны задолго до появления электронных вычислительных машин. Первые наблюдения за течением жидкости в водоемах при помощи естественных природных трассеров были описаны еще Леонардо да Винчи [2]. Постепенно от качественных наблюдений произошел переход к измерению количественных характеристик течений, и к 60-м годам 20-ого столетия сформировалось широкое направление в диагностике, известное как «стробоскопическая визуализация». Принцип стробоскопической трассерной визуализации заключается в измерении смещения трассеров в заданном сечении потока жидкости или газа за известный интервал времени. Областью измерения служит плоскость, освещаемая лазерным ножом. Результатом измерения является мгновенное поле скорости в измерительной плоскости.

В результате развития цифровой и компьютерной техники и, как следствие, применение цифровых методов регистрации изображений и обработки данных появился метод *PIV* (Particle Imaging Velocimetry). Он является техническим приёмом измерения мгновенного поля скоростей в поперечном сечении потока. В общем случае происходит измерение двух компонент скорости. Получение вектора скорости в данном методе происходит в результате определения направления смещения частицы между двумя световыми импульсами [1].

$$\begin{aligned}\bar{v}_x &= \frac{\Delta X}{\Delta t}, \\ \bar{v}_y &= \frac{\Delta Y}{\Delta t}.\end{aligned}\tag{14}$$

Определение этого смещения основано на применении корреляционных методов к трассерным картинкам, с использованием регулярного разбиения на элементарные области (см. рис. 2.11).

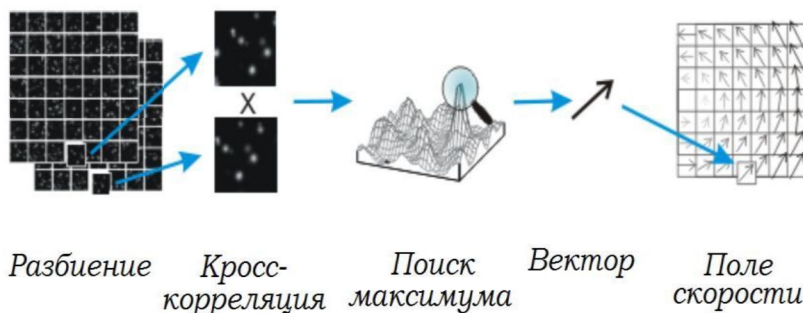


Рис. 2.11. Кросскорреляционный алгоритм вычисления вектора скорости по изображениям частиц в потоке

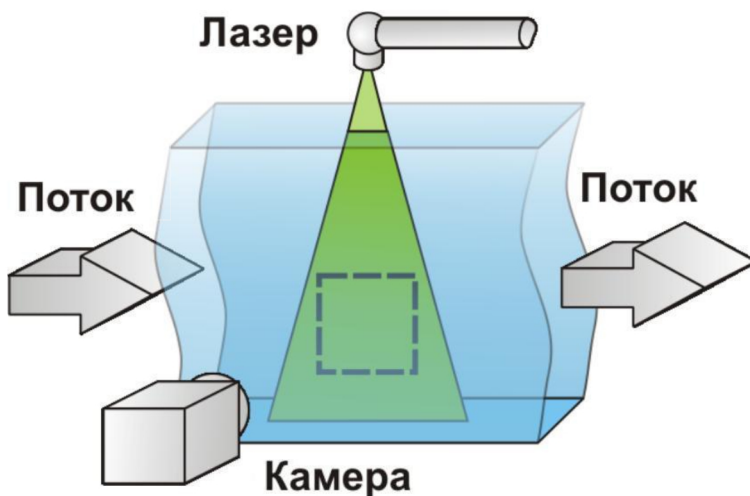


Рис. 2.12. Схема *PIV* измерения

Регистрация сигнала происходит с помощью фоточувствительного элемента. На рис. 2.12 представлена схема проведения *PIV* измерения [3].

Метод *PIV* широко применяется в гидро- и аэродинамике лабораторных течений, в физическом моделировании технологических процессов в энергетике, в химической промышленности, в диагно-

стике обтекания реальных и модельных объектов в авиа- и автомобилестроении и т.д. К достоинствам метода можно отнести широкий динамический диапазон измеряемых скоростей (порядка 500:1), что позволяет использовать его для исследования сложных турбулентных течений.

Результатом развития метода является так называемый метод стерео *PIV*, позволяющий получить трехмерную картину поля скоростей. Условно это стало возможным за счет объединения двух *PIV* в одну систему. На сегодняшний день самым передовым методом является метод *3D-PIV*.

2.4 PTV

Particle Tracking Velocimetry (PTV) – еще один оптический метод, результатом измерения которого являются поля скоростей частиц. Само название предполагает, что частицы отслеживаются, а не только регистрируются в виде изображения, как это реализовано в *PIV*. Несмотря на сходство, это два очень разных экспериментальных метода [6]. Итак, уточним

PIV – это двумерный характер измерения в плоском срезе потока, подсвеченного лазерным ножом. Низкая засеянность частицами позволяет отслеживать каждую в отдельности на протяжении нескольких кадров;

PTV – это система, состоящая из нескольких камер и осуществляющая трехмерное освещение измерительного объема. Она производит отслеживание потока индикаторов (например, частиц) в трехмерном пространстве с помощью фотограмметрических принципов:

- *пространственные координаты* определяют положение точек объекта в пространстве;
- *координаты на фотографии* определяют положения точек объекта на плёнке или цифровом снимке;
- *элементы внешнего ориентирования* фоточувствительного элемента определяют его положение в пространстве и направление съёмки;
- *элементы внутреннего ориентирования* определяют геометрические характеристики процесса съёмки.

К элементам *внешнего ориентирования* относятся трёхмерные координаты центра проекции, продольный и поперечный углы наклона снимка и угол поворота. К элементам *внутреннего ориен-*

тирования относятся, в первую очередь, фокусное расстояние объектива (хотя может учитываться и характер искажений, вносимых при съёмке: например, дисторсия объектива, деформация фотоматериала и пр.) и двухмерные координаты главной точки.

Типичная установка *PTV* включает три или четыре цифровых камеры, установленных в определенной угловой согласованности и синхронизировано записывающих дифрагированный или флуоресцентный свет от засеивающих поток трассеров. Область измерений подсвечена лазерным пучком или другим источником света. Особых условий по когерентности или монохроматичности источника освещения нет

В принципе для построения полного вектора скорости вполне достаточно и двух камер, но большинство практических задач требуют трех или даже четырех камер.

Контрольные вопросы к главе 2

1. Что лежит в основе доплеровского метода измерения скоростей?
2. Почему для измерения скоростей частиц используются методы измерения именно разности частот излучений?
3. Почему форма доплеровского сигнала имеет чередование максимумов и минимумов?
4. Какое требование к форме частиц предъявляются в методе PDA?
5. За счет чего образуется разность фаз сигнала на приемных каналах детектора?
6. Почему в методе PIV нельзя обойтись без лазерного излучения для освещения частиц?
7. В чем основное отличие метода PTV от PIV?

Глава 3 РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК РАСПЫЛА И ИСПАРЕНИЯ ФАКЕЛА ЦЕНТРОБЕЖНОЙ ФОРСУНКИ, РАСПОЛОЖЕННОЙ ПРОТИВ ПОТОКА

В работе рассматривается процесс распыливания топлива типа авиационный керосин ТС-1 центробежной форсункой против потока. Топливо в виде цилиндрической струи или пелены поступает в поток, проходящий через камеру. Обычно на малом расстоянии от места впрыска (0,5-10 мм) распад струи завершается. С этого момента капли начинают двигаться по определенным траекториям как система отдельных материальных частиц. Одновременно с увлечением капель потоком они нагреваются теплом окружающей среды и испаряются. При заданном расходе G_T рассматривается ряд номинальных фракционных размеров a_i капель - 20, 40, 60, 80, 100 и 120 мкм. Капли с данными принятыми размерами представляются как система движущихся частиц, которая определяет профиль концентраций или удельных потоков жидкого топлива, а пар, смешавшийся с воздухом, создает распределение концентраций газообразной горючей смеси. Таким образом, в работе рассматривается некоторый объем капельно-воздушной смеси от места впрыска до выбранных сечений $x=365$ мм, 265 мм, 165 мм. В основе математической модели расчета лежит методика, приводимая в [1].

Смесеобразование представляет собой сложный комплекс отдельных элементарных процессов, взаимодействующих друг с другом. Приводимая методика расчета основывается на рассмотрении процесса распыла топлива форсунками в виде следующих «элементарных процессов»:

- 1 распад струи жидкости, дробление на капли;
- 2 движение капель по траекториям в условиях топливного факела;
- 3 рассеивание капель относительно их упорядоченных траекторий движения;
- 4 испарение капель;
- 5 унос паров от капель потоком турбулентного перемешивания их по сечению потока.

3.1 Исходные данные для расчета

Топливо – керосин ТС-1, расположение форсунки – против потока.

1. Температура потока, К $T_B = 473.15$
2. Скорость потока, м/с $w = 86$
3. Давление в потоке, Н/м² $p_B = 9.80665 \cdot 10^4$
4. Интенсивность турбулентности $\varepsilon_T = 0.05$
5. Масштаб турбулентности $D' = 0.15, l_T = 0.018 \cdot D'$
6. Давление подачи топлива, Н/м² $\Delta p_T = 19.6133 \cdot 10^4$
7. Расход топлива, кг/с $G_T = 8.73 \cdot 10^{-3}$
8. Температура топлива, К $T_{топл} = 318.15$
9. Плотность топлива, кг/м³ $\rho_T = 761.6$
10. Поверхностное натяжение топлива, Н/м $\sigma_T = 25.3 \cdot 10^{-3}$
11. Плотность воздуха при $T_B = 473.15 K$, кг/м³ $\rho_B = 0.12$
12. Вязкость воздуха при $T_B = 473.15 K$, Па/м² $\mu_B = 1.79 \cdot 10^{-6}$
13. Диаметр соплового отверстия форсунки, м $d_c = 1.2 \cdot 10^{-3}$
14. Угол конуса распыливания форсунки, град $\alpha = 41^\circ$
15. Угол наклона вектора относительной скорости к оси, град
 $\gamma = 172^\circ$
16. Длина участка движения капель, м $x = 365 \cdot 10^{-3}$
17. Начальный диаметр капель, м
 $a_{01} = 20 \cdot 10^{-6}$
 $a_{02} = 40 \cdot 10^{-6}$
 $a_{03} = 60 \cdot 10^{-6}$
 $a_{04} = 80 \cdot 10^{-6}$
 $a_{05} = 80 \cdot 10^{-6}$
 $a_{06} = 120 \cdot 10^{-6}$

3.2 Спектр распыливания

Система основных размерных параметров, характеризующих процесс, включает восемь величин.

- Величина a – определенный средний диаметр, например медианный диаметр спектра a_M , соответствующий ординате 0.5 на статистической кривой суммарных относительных объемов.

- $a_{\max}$ - диаметр, соответствующий ординате 0.95 на кривой суммарных относительных объемов.

- ε - толщина пелены жидкости, измеренная по нормали к средней скорости жидкости V . Чем меньше ε данной форсунки, тем мельче образующиеся капли.

- μ - коэффициент расхода форсунки, учитывающий неполноту заполнения струей соплового сечения, поворот струи на угол распыливания, потери напора и профиль скоростей жидкости.

- $\bar{a}$ - константа размера, чем больше ее значение, тем крупнее капли.

- n - константа распределения, чем больше ее значение, тем более равномерно капли распределяются по размерам. Данные константы изменяются в зависимости от форсунки и режима ее работы, т.е. зависят от всех размерных параметров, определяющих процесс распыливания жидкости.

- u - начальная скорость истечения жидкости относительно системы координат, связанной с окружающим потоком.

Как показали теоретические и экспериментальные исследования [1] процесс распыливания определяется скоростью жидкости относительно воздуха в месте распада струи. Для случая распыливания в неподвижный воздух эта скорость совпадает со скоростью истечения. Для форсунки, установленной против потока, она равна геометрической разности векторов скорости истечения и скорости набегающего потока:

$$\vec{u}_0 = -(\vec{w} - \vec{V}), \quad \vec{u}_0 - \text{скорость обдува капли.}$$

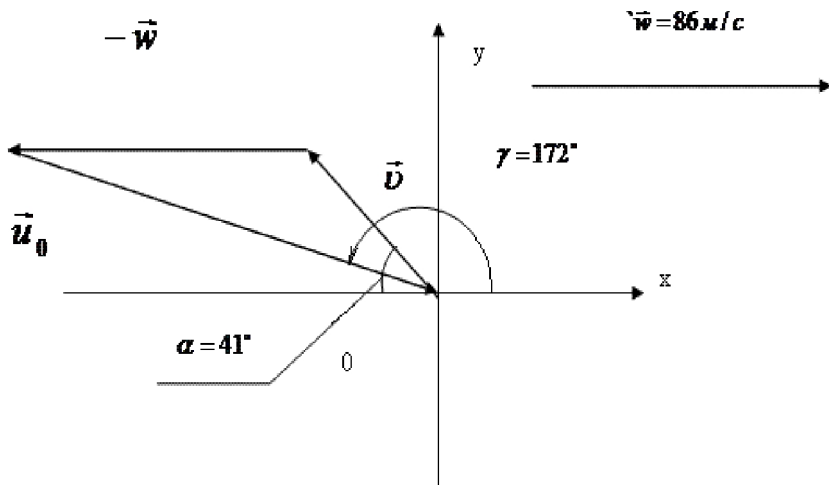


Рис. 3.1. Графическое определение u_0

По вопросам распыливания и смесеобразования широко используется эмпирическое уравнение для изображения кривой объемного (или массового спектра распыливания в координатах y, a, V_s (формулы Розина-Раммлера).

$$y = \frac{n}{\bar{a}^n} a^{n-1} e^{-\left(\frac{a}{\bar{a}}\right)^n};$$

$$V_s = 1 - e^{-\left(\frac{a}{\bar{a}}\right)^n};$$

- где $y = \frac{\Delta V}{\Delta a_i V_0}$ - относительный объем капель, т.е. объем всех капель ΔV_i , приходящихся на данный (малый) интервал спектра размеров $(a_i; a_i + \Delta a_i)$, отнесенный к объему всех капель V_0 на длине интервала Δa_i .
- $\bar{a}, n$ - константы размера и распределения.

- Расчет спектра распыливания начинаем с определения параметров топливоподачи, коэффициента расхода форсунки, толщины жидкой пелены и скорости истечения жидкости U .

$$\mu = \frac{G_T}{\pi \cdot r^2 \cdot \sqrt{2 \cdot \Delta p_T \cdot \rho_T}}; \mu = 0.446589.$$
$$\varepsilon = \frac{1 - \sqrt{1 - \mu \cdot \cos(\alpha)}}{\cos(\alpha)} \cdot r; \quad \varepsilon = 1.477 \cdot 10^{-4}.$$
$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta p_T}{\rho_{T_45}}}.$$
[illegible]

56

$$\begin{aligned}
u_0 &= \sqrt{u_{0x}^2 + u_{0y}^2}, \quad \vec{u}_0 = -(\vec{v} - \vec{\omega}), \\
v_x &= v \cdot \cos \alpha = 22 \cdot \cos 41^\circ = 16.65 \text{ м/с} \\
v_x &= v \cdot \cos(90 - \alpha) = 22 \cdot \cos 49^\circ = 14.47 \text{ м/с} \\
u_{0x} &= -v_x + w_x = -(-16.65) + 86 = 102.65 \text{ м/с} \\
u_{0y} &= -v_y + w_y = -(-14.47) + 0 = -14.47 \text{ м/с} \\
u_0 &= 103 \text{ м/с}
\end{aligned}$$

Располагая всеми необходимыми размерными параметрами, вычисляем безразмерные критерии процесса распыливания.

$$\begin{aligned}
\Pi_1 &= \frac{\varepsilon \cdot \rho_B \cdot u_0}{\mu_B} & \Pi_1 &= 987; \\
\Pi_2 &= \frac{\varepsilon \cdot \rho_B \cdot \sigma_T}{(\mu_B)^2} & \Pi_2 &= 13282.
\end{aligned}$$

Медианный, максимальный диаметр капель и характеристики спектра распыливания определяются по функциям, аппроксимирующим кривые зависимостей $\frac{a_M}{\varepsilon}(\Pi_1), \frac{a_{\max}}{\varepsilon}(\Pi_2)$.

Медианный диаметр капель:

$$\begin{aligned}
a_M &= (135 + 3.67 \cdot 10^{-3} \cdot \Pi_2) \cdot (\Pi_1)^{-0.9} \cdot \varepsilon; \\
a_M &= 52.9 \text{ мкм},
\end{aligned}$$

принимаем $a_M = 53 \text{ мкм}$.

Максимальный диаметр капель:

$$\begin{aligned}
a_{\max} &= (67 + 3.44 \cdot 10^{-3} \cdot \Pi_2) \cdot (\Pi_1)^{-0.7} \cdot \varepsilon; \\
a_{\max} &= 128.9 \text{ мкм},
\end{aligned}$$

принимаем $a_{\max} = 130 \text{ мкм}$.

Исходя из принятых значений $a_{\max} = 130 \text{ мкм}$, а также $a_{\min} = 10 \text{ мкм}$, удобным способом разбивки капель на группы при-

нимается деление на $i = 6$ групп со средними диаметрами a_{0i} (см. раздел 3.1), ширина размерного диапазона - $\Delta a_{0i} = 20 \text{ мкм}$.

Величина отношения $\frac{a_{\max}}{a_M} \approx 2.4$ является характерной для

большинства форсунок. Крупность распыливания, полученная в расчете, может быть признана с точки зрения качества смесеобразования в потоке воздуха (испаряемость и т.д.) вполне удовлетворительной.

Константа распределения:

$$n = \frac{0.636}{\log \left(\frac{1 + 5.4 \cdot 10^{-5} \cdot \Pi_2}{2 + 5.4 \cdot 10^{-5} \cdot \Pi_2} \cdot \Pi_1^{0.184} \right)}; n = 1.8.$$

Кривая спектра распыливания $V_{Si} = 1 - e^{-\left(\frac{a_{0i}}{a_p}\right)^n}$.

Константа размера, м:

$$\bar{a} = \frac{a_M}{\ln(2)^{\frac{1}{n}}}; \bar{a} = 64.8 \text{ мкм}.$$

Результаты расчета спектра распыливания представлены на рис. 3.3.

Использование уравнения вида $V_s = 1 - e^{-\left(\frac{a}{\bar{a}}\right)^n}$ является первым приближением в решении сложной задачи о связи между распределением капель в спектрах распыливания и режимными параметрами, характеризующими распад струи жидкости. На Рис. 3 приводится полученная расчетная кривая спектра распыливания, показывающая, какая доля капель определенного фракционного размера имеет место в результате распыливания топлива форсункой.

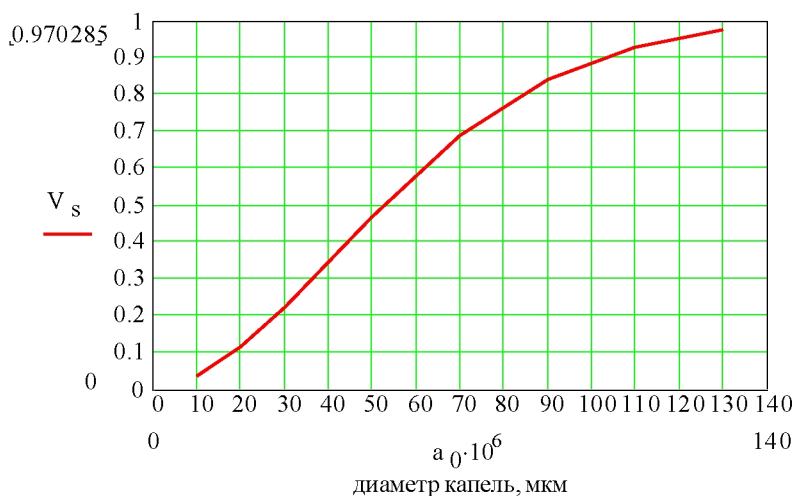


Рис. 3.3. Спектр распыливания

Внешний вид кривой определяется тем, что количество капель с диаметрами $a_{0i} < a_{\min}$ и $a_{0i} > a_{\max}$ составляет:

$$V_{S\min} = 1 - e^{-\left(\frac{a_{\min}}{\bar{a}}\right)^n}; \quad V_{S\min} = 0.034$$

т.е. приблизительно 3% от общего количества капель, поэтому ширина размерного диапазона капель ограничивается $a_{01} = 20 \text{ мкм}$ -

$a_{06} = 120 \text{ мкм}$ без значительной потери точности вычислений.

3.3 Движение одиночной капли в потоке газа

Данные о кинематике движения капель (скорость, координаты, время пребывания в потоке) требуются для расчета испарения и распределения топлива в потоке газа. После завершения распада струи возникшая система капель движется по определенным траекториям, образуя топливный факел. При исследовании движения всего топливного факела от форсунки необходимо учитывать ряд сложных явлений: возмущение начальных параметров движения капель после распада струи, взаимодействие потока воздуха с топливным факелом и т.д.

Первоначально рассматривается движение изолированной капли. Полученные результаты являются исходными для расчета движения системы капель в топливном факеле. Кроме того, они используются при расчетах, связанных с тепло- и массообменном капель.

Изучение движения капли в среде с сопротивлением базируется на уравнении движения центра масс твердого шара, которое записывается в виде:

$$\frac{G}{g} \cdot \frac{d\bar{v}}{d\tau} = -c_{\text{ш}} \cdot F_{\text{ш}} \cdot \psi(D) \cdot \rho_B \cdot \frac{u_0}{2} \cdot \bar{u}_0 - \frac{1}{S} \cdot \int_S \frac{1}{g} \cdot \frac{dG}{d\tau} \cdot \bar{v}_{\Pi} dS; \quad (1)$$

$$\bar{u}_0 = \bar{v} - \bar{\omega};$$

$\bar{u}_0$ - скорость обдува капли (см. рис. 3.1);

$\bar{v}$ - абсолютная скорость капли (ее центра масс);

$\bar{v}_{\Pi}$ - скорость оттока паров от капли.

Второй член правой части уравнения (1) представляет реактивную силу, возникающую из-за неравномерного оттока паров с различных участков поверхности капли. В данном расчете реактивными силами, возникающими из-за неравномерного оттока от капли можно пренебречь. Таким образом, принимаем, что:

$$\frac{1}{S} \int \frac{1}{g} \frac{dG}{d\tau} v_n dS = 0;$$

$$\omega = const$$

$$d\bar{v} = d\bar{u}_0 \quad (2)$$

при

Из сопоставления уравнения (1), в котором отброшен второй член в правой части, с уравнением (2) следует, что $d\bar{u}_0 \parallel \bar{u}_0$, т.е. направление относительной скорости при увлечении капли равномерным потоком остается постоянным.

Влияние деформации на изменение миделя и коэффициента сопротивления капли является существенным и учитывается в уравнении движения введением функции:

$$\psi(D) = \frac{F_{\delta} \cdot c_{\delta}}{F_{\text{ш}} \cdot c_{\text{ш}}}; \quad (3)$$

где

$D = \frac{\rho_B \cdot u^2 \cdot a}{\sigma}$ - критерий равновесной деформации капли;

σ - коэффициент поверхностного натяжения жидкости;

$F_{ш}, c_{ш}$ - мидель и коэффициент сопротивления шарообразной капли;

F_d, c_d - мидель и коэффициент сопротивления деформированной капли.

Параметр D называется критерием деформации, дробления или критерием Вебера также определяется по формуле:

$$\frac{\rho_r \omega^2 a}{\sigma} = \frac{\rho_r \omega a^2}{\sigma} = const = D;$$

где a и σ - диаметр и коэффициент поверхностного натяжения капли;

ρ_r - плотность окружающего газа;

ω - скорость потока.

и, таким образом, представляет собой отношение величин, пропорциональных аэродинамическому давлению потока на каплю и давлению поверхностного натяжения.

Экспериментальная зависимость функции $\psi(D)$ определена опытным путем [1], согласно которой данная функция в области $D(0..10)$ можно аппроксимировать выражением:

$$\psi(D) = e^{0.03D^{1.5}}.$$

Уравнение (1) решается с учетом уменьшения диаметра испаряющейся капли:

$$\left(\frac{a}{a_0}\right)^3 = \left(\frac{u}{u_0}\right)^k. \quad (2)$$

Подставляя (2) в (1) и разделяя переменные, получено:

$$\frac{1}{\psi\left(\frac{u}{u_0}\right)} \cdot \frac{d\left(\frac{u}{u_0}\right)}{\left(\frac{u}{u_0}\right)^{\frac{3-k}{2}}} = -\frac{2\sqrt{u_0}}{A} d\tau; \quad (3)$$

$$\frac{1}{\psi\left(\frac{u}{u_0}\right)} \cdot \frac{d\left(\frac{u}{u_0}\right)}{\left(\frac{u}{u_0}\right)^{\frac{1-k}{2}}} = -\frac{2}{A\sqrt{u_0}} dL; \quad (4)$$

где $dL = u d\tau$, L – координата капли, движущейся вместе с потоком со скоростью ω

$$A = \frac{0.19 \gamma_T a_0^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{g \mu_B \gamma_B}}.$$

Функция $\psi\left(\frac{u}{u_0}\right)$ в интервале изменения $\frac{u}{u_0} \left[1.. \left(\frac{u}{u_0}\right)_{D=10} \right]$ для

случая $D_0 > 10$ будет равна $\psi\left(\frac{u}{u_0}\right) = \psi_{CP} = 1.78$, а в интервале

$$\frac{u}{u_0} \left[\left(\frac{u}{u_0}\right)_{D=10} .. 0 \right];$$

при $D_0 \leq 10$

$$\psi\left(\frac{u}{u_0}\right) = e^{0.03 D^{1.5}}.$$

Для дальнейшего расчета координаты и времени движения капли от 0 до сечения $x=365$ мм необходимо определить температуру испаряющегося слоя капли. Рассматривается задача о неравновесном испарении при допущении, что нагревается лишь наружный слой испаряющейся части капли. В первом приближении определения t_p воспользуемся графиком на Рис. 3.4.

Согласно Рисунку 3 при $t_B = 200^\circ\text{C}$, $p_B = 9.80665 \cdot 10^4 \text{ Н/м}^2$, $t_p = 112^\circ\text{C}$.

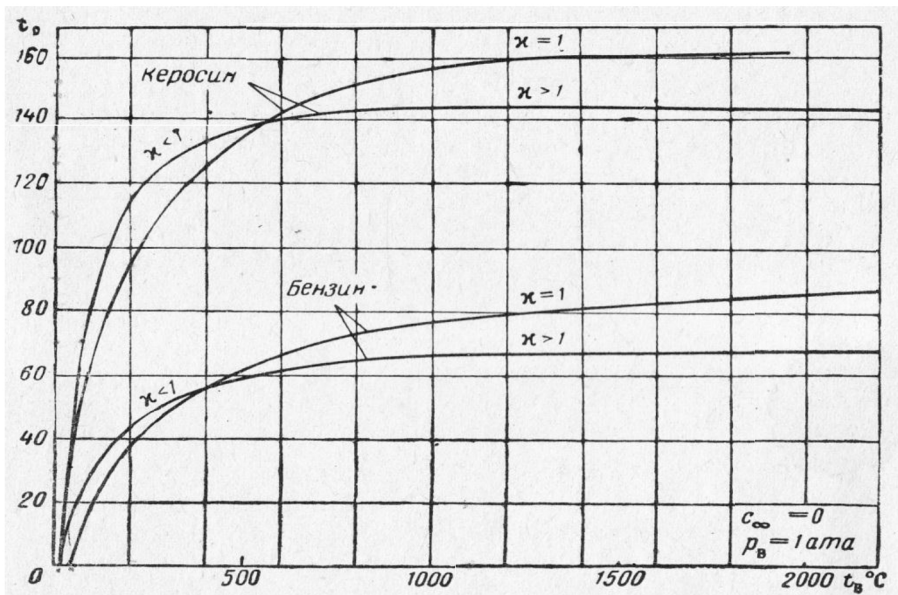


Рис. 3.4. Зависимость температуры равновесного испарения от температуры воздуха

Более точное определение температуры производится по формуле:

$$t'_p = t_B - \frac{l + c_T (t'_p - t_{\text{монл}})}{c_{PCM}} \left[\left(\frac{1 - c_\infty}{1 - c_0} \right)^\chi - 1 \right]; \quad (5)$$

где l - теплота испарения топлива, для равновесной температуры -

$$l = 318.6 \cdot 10^3 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}};$$

c_T - теплоемкость топлива;

c_{PCM} - теплоемкость смеси паров топлива с воздухом;

c_0 - безразмерная концентрация паров на поверхности капли;

c_∞ - безразмерная концентрация паров на удалении от капли; $c_\infty = 0$

;

χ - коэффициент теплопроводности, $\frac{Вт}{м \cdot К}$.

Под безразмерной концентрацией паров топлива понимают:

$$c = \frac{\rho_n \cdot \frac{p_{н.п.}}{p_B}}{\rho_{см}};$$

$$\rho_{см} = \rho_{н.н.} \cdot \frac{p_{н.п.}}{p_B} + \rho_B \cdot \frac{p_B - p_{н.н.}}{p_B};$$

где

$$\rho_B = \frac{p_B}{287.1 \cdot T_P}, \quad \rho_B = 0.887 \frac{кг}{м^3}.$$

Безразмерная концентрация на поверхности капли:

$$c_0 = \frac{\rho'_{н.н.}}{\rho_{см}} \cdot \frac{p_{н.н.}}{p_B},$$

где $p_{н.н.} = 0.317 \cdot 10^5$ Па;

$$\rho'_{н.п.} = \frac{p_{н.п.}}{\left(\frac{R_\mu}{\mu_{п.}} \right) \cdot (t_P + 273.15)};$$

$$R_\mu = 8314.41 \frac{Дж}{кмольК}.$$

Для формулы топлива $C_{12}H_{24}$

$$\mu_{П.топл.} = 12 \cdot 12 + 24 = 148 \frac{Дж}{кмольК}$$

$$\rho_{см} = \rho_{н.н.} \cdot \frac{p_{н.п.}}{p_B} + \rho_B \cdot \left(1 - \frac{p_{н.н.}}{p_B} \right)$$

$$\rho'_{н.п.} = 1.445748 \frac{кг}{м^3};$$

$$\rho_{см} = 1.074132 \frac{кг}{м^3}.$$

$$\text{Тогда } c_0 = \frac{\rho'_{н.н.}}{\rho_{см}} \cdot \frac{p_{н.н.}}{p_B} = \frac{1.446}{1.074} \cdot \frac{0.3171 \cdot 10^5}{9.80665 \cdot 10^4} = 0.4352.$$

Значения теплоемкости смеси паров топлива с воздухом:

$$c_{PCM} = c_{\text{паратопл}} \cdot c + c_{\text{Рвозд}} \cdot (1 - c) \text{ или}$$

$$c_{PCM} = c_{PB} \cdot (1 - c_0) + c_{\text{паратопл}} \cdot c_0;$$

$$c_{PCM} = c_{PB} \cdot (1 - c_0) + c_{\text{паратопл}} \cdot c_0.$$

Значения из таблиц [2], для значения $t_p = 112^\circ\text{C}$:

$$c_{PT} = 2.353 \cdot 10^3 \frac{\text{Дж}}{\text{кгК}}, \quad c_{\text{Рвозд}} = 1.009 \cdot 10^3 \frac{\text{Дж}}{\text{кгК}};$$

$$c_{\text{Рпаратопл}} = 2.171 \cdot 10^3 \frac{\text{Дж}}{\text{кгК}};$$

$$\rho_{\text{н.пара}} = 1.466 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3};$$

$$c_{PCM} = c_{\text{Рвозд}} \cdot (1 - c_0) + c_{\text{Рпаратопл}} \cdot c_0 =$$

$$1.009 \cdot 10^3 \cdot (1 - 0.4352) + 2.171 \cdot 10^3 \cdot 0.4352 = 1.5147 \frac{\text{Дж}}{\text{кгК}}$$

$$\chi = \frac{\rho_{CM} \cdot D_{II} \cdot c_{PCM}}{\lambda_{CM}};$$

где $D_{II} = 8.434 \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$ - коэффициент диффузии паров топлива,

$$\lambda_{CM} = g_B \cdot \lambda_B + g_T \cdot \lambda_T - 0.72 \cdot (\lambda_T - \lambda_B) \cdot g_B \cdot g_T \text{ согласно [2],}$$

где $g_B = 0.93$,

$g_T = 0.07$ - массовые доли компонентов в смеси,

$$\lambda_B = 3.31 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}, \quad \lambda_T = 0.099 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}.$$

Подставляя значения из таблиц [2] для значения $t_p = 112^\circ\text{C}$, получаем

$$\lambda_{CM} = 0.0346 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}, \quad \chi = 0.396.$$

Подставив полученные значения в (5):

$$t'_P = t_B - \frac{l + c_T (t'_P - t_{\text{монл}})}{c_{PCM}} \left[\left(\frac{1 - c_\infty}{1 - c_0} \right)^\lambda - 1 \right] =$$

$$200 - \frac{318.6 \cdot 10^3}{1.5147} \left(\left(\frac{1 - 0}{1 - 0.4352} \right)^{0.396} - 1 \right) = 103.5 \text{ } ^\circ\text{C}$$

Далее с помощью графика на рис. 3.5 определяется константа пропорциональности k .

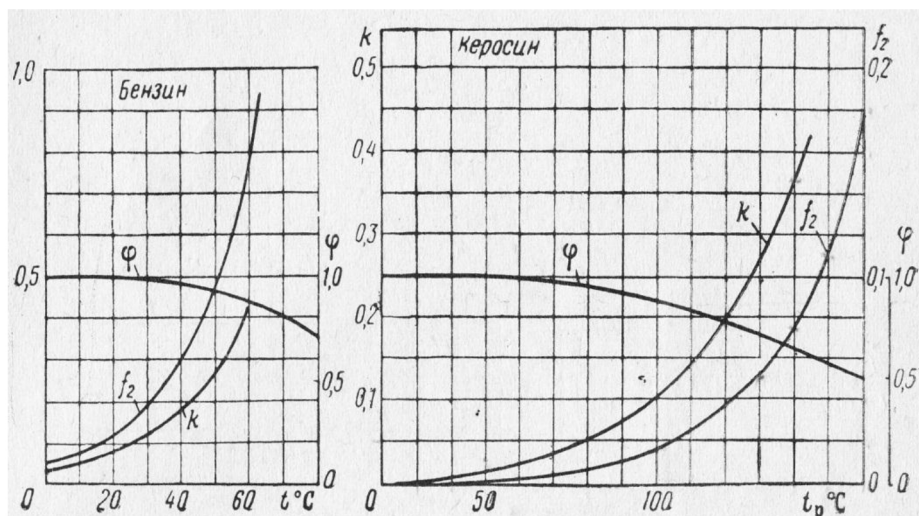


Рис. 3.5. Зависимость функций f_2, k, ϕ от температуры топлива

Проинтегрировав (3) и (4), получится:

Уравнение времени движения

$$\tau = \frac{1}{1-k} \cdot \frac{A}{\sqrt{u_0}} \cdot \left(\left(\frac{u}{u_0} \right)^{\frac{1-k}{2}} - \phi \left(D_0, k, \frac{u}{u_0} \right) \right). \quad (6)$$

Уравнение координаты капли в системе координат, движущейся вместе с потоком

$$L = \frac{1}{1+k} \cdot A \cdot \sqrt{u_0} \cdot \left(\phi_2 \left(D_0, k, \frac{u}{u_0} \right) - \left(\frac{u}{u_0} \right)^{\frac{1+k}{2}} \right); \quad (7)$$

где при $D_0 \leq 10$

$$\phi_1(D_0, U) := 1 + \frac{1-k}{2} \cdot \left[\frac{0.03 \cdot D_0^{1.5}}{2.5+k} \cdot (1 - U^{2.5+k}) - \frac{(0.03)^2 \cdot D_0^3}{2 \cdot (5.5 + 1.5 \cdot k)} \cdot (1 - U^{5.5+1.5 \cdot k}) + \frac{(0.03)^3}{6 \cdot (8.5 + 1.5 \cdot k)} \cdot (1 - U^{8.5+1.5 \cdot k}) \right]$$

$$\phi_2(D_0, U) := 1 - \frac{1+k}{2} \cdot \left[\frac{0.03 \cdot D_0^{1.5}}{3.5+k} \cdot (1 - U^{3.5+k}) - \frac{(0.03)^2 \cdot D_0^3}{2 \cdot (6.5 + 1.5 \cdot k)} \cdot (1 - U^{6.5+1.5 \cdot k}) + \frac{(0.03)^3}{6 \cdot (9.5 + 1.5 \cdot k)} \cdot (1 - U^{9.5+1.5 \cdot k}) \right]$$

при $D_0 > 10$

$$\begin{aligned} \phi_1 \left(D_0, k, \frac{u}{u_0} \right) &= \frac{1}{\psi_{cp}} + \frac{\psi_{cp} - 1}{\psi_{cp}} \left(\frac{D_0}{10} \right)^{\frac{1-k}{2 \left(2 + \frac{k}{3} \right)}} + \phi_1 \left(10, k, \frac{u}{u_0} \right) - 1 \\ \phi_2 \left(D_0, k, \frac{u}{u_0} \right) &= \frac{1}{\psi_{cp}} + \frac{\psi_{cp} - 1}{\psi_{cp}} \left(\frac{10}{D_0} \right)^{\frac{1-k}{2 \left(2 + \frac{k}{3} \right)}} + 1 - \phi_2 \left(10, k, \frac{u}{u_0} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

Ввиду того, что функции (8) представляют сложные полиномы от $\frac{u}{u_0}$, данные формулы трудно использовать при расчетах. Вводится упрощение:

$$\frac{u}{u_0} = \left(\frac{2}{D_0} \right)^{\frac{1}{2 + \frac{k}{3}}} \quad (9)$$

В этом случае функции ϕ_1, ϕ_2 будут зависеть только от двух переменных D_0, k . Графики зависимостей $\phi_1, \phi_2 / \phi_1$ от D_0, k приведены на рис. 3.6.

В решении в дальнейшем используются рассчитанные численные значения констант $\phi_1, \phi_2 / \phi_1$, приведенные в Табл. 1.

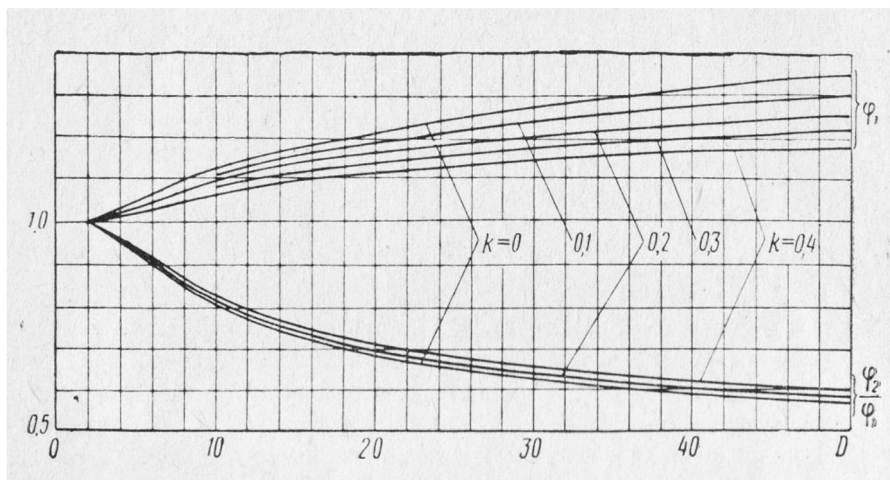


Рис. 3.6. График функций $\phi_1(D)$ и $\frac{\phi_2(D)}{\phi_1(D)}$

Представляя уравнения траектории капли в абсолютных координатах в виде проекций абсолютной скорости капли на оси x, y :

$$\left. \begin{aligned} v_x &= u \cos \gamma + \omega; \frac{dx}{d\tau} = \frac{dL}{d\tau} \cos \gamma + \omega \\ v_y &= u \cdot \sin \gamma; \frac{dy}{d\tau} = \frac{dL}{d\tau} \cdot \sin \gamma \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где L – координата капли, движущейся вместе с потоком со скоростью ω .

После интегрирования (5) получают:

$$\left. \begin{aligned} x &= \omega \cdot \tau + L \cdot \cos \gamma \\ y_p &= L \cdot \sin \gamma \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

В формулах (3), (4), (8) значения τ, x, y представлены в функциях от u . В таком виде эти формулы неудобны для расчетов. Представляя τ и y в зависимости от диаметра a и расстояния x , вводятся новые переменные:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\tau} &= \frac{\tau}{\frac{x}{w}}, \bar{a} = \phi_1(D_0, k) \cdot \frac{1}{1-k} \cdot \frac{A}{\sqrt{u_0}} \cdot \frac{w}{x}, \\ &\text{где} \\ A &= \frac{0.19 \gamma_T a_0^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{g \mu_B \cdot \gamma_B}} \\ \bar{y} &= \frac{y_P}{x \bar{a} \operatorname{tg} \gamma}, \bar{u}_{0x} = \frac{\phi_1(D_0, k)}{\phi_2(D_0, k)} \cdot \frac{1-k}{1+k} \cdot \frac{u_0 \cos \gamma}{w} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

После замены переменных в уравнениях (10) и анализа полученных выражений следует, что:

$$y_P(a, x) = x \cdot \operatorname{tg} \gamma \cdot (1 - \bar{\tau}) \quad (13)$$

$$\bar{\tau}(a_0, x) = \sqrt{\left[\frac{\bar{a}(1 + \bar{u}_{0x}) - 1}{2} \right]^2 + \bar{a}(1 - \bar{a} \bar{u}_{0x} \Delta)} - \left[\frac{\bar{a}(1 + \bar{u}_{0x}) - 1}{2} \right] \quad (14)$$

$$\text{где } \Delta = 1 - \frac{1}{\frac{\phi_2}{\phi_1} \cdot \phi_1^{\frac{2}{1-k}} \left(\frac{\bar{\tau}}{\bar{a}} + 1 \right)^{\frac{2k}{1-k}}} \quad (15)$$

Функцию $\bar{\tau}$ не удастся выразить в явном виде ($\bar{\tau}$ содержится в Δ). Определяют $\bar{\tau}$ последовательным приближением:

1. положив $\Delta = 0$, определим по (14) $\bar{\tau}_0(\bar{a}; \bar{u}_{0x})$;
2. рассчитаем $\Delta(\bar{\tau}_0)$ по (15);
3. по формуле (15) вычислим $\bar{\tau}_1[\bar{a}; \bar{u}_{0x}; \Delta(\bar{\tau}_0)]$;
4. определим $\delta = \frac{\bar{\tau}_1 - \bar{\tau}_0}{\bar{\tau}_1}$, повторяем данные шаги до момента,

когда расхождение значений для крупных капель
($a_0 = 120 \text{ мкм}$) будет не более 5%.

Получим значение $\bar{\tau}(a_0, x)$.

Результаты вычисления параметров $\phi_1(D_0), \frac{\phi_2}{\phi_1}, \bar{a}, \bar{u}_{0x}, \bar{\tau}_0(\bar{a}; \bar{u}_{0x}),$

$\bar{\tau}(a_0, x), y_p(a_{0i}; x)$ представлены в Табл. 1.

Табл. 1 Результаты вычисления параметров движения одиночной капли

№ п/п	$a, мк$	20	40	60	80	100	120
1	D_0	6.054	12.109	18.163	24.218	30.272	36.327
2	$\phi_1(D_0)$	1	1.024	1.075	1.118	1.158	1.196
3	$\phi_2(D_0)$	1	0.982	0.947	0.929	0.9202	0.917
4	$\frac{\phi_2}{\phi_1}$	1	0.9596	0.8809	0.8306	0.7948	0.7678
5	$\bar{a}$	0.0756	0.2187	0.4218	0.6758	0.9777	1.326
6	$\bar{u}_{0x}$	-0.943	-0.905	-0.831	-0.784	-0.75	0.724
7	$\bar{\tau}_0(\bar{a}; \bar{u}_{0x})$	1.0665	1.1667	1.2628	1.353	1.436	1.512
8	$\bar{\tau}(a_0, x)$	1.069	1.1789	1.2925	1.4094	1.5303	1.6583
9	$y_p(a_{0i}; x)$	0.353	0.918	1.501	2.01	2.7204	3.377

3.4 Определение траектории движения капель в условиях топливного факела

Условия движения капель в топливном факеле будут отличаться от условий движения одиночной капли. Эксперименты по измерению распределения капель факела в потоке [1] показали, что:

1. увлечение (сепарация капель) потоком ($a_0 = 20 \div 200 мк$) проявляется довольно слабо, т.е. капли движутся по четко выраженным, упорядоченным траекториям;
2. имеется рассеивание капель различных диаметров относительно своих траекторий упорядоченного движения и оно по порядку одинаково для капель: мелкие капли ($a_0 = 20 \div 80 мк$) рассеиваются несколько больше, чем крупные ($a_0 = 100 \div 200 мк$).

При положении центробежной форсунки против потока экспериментальные траектории капель лежат выше расчетных (см. Рис.

7), в связи с этим подсчитанная разность $\Delta y = y_{\text{экс}}(a_i; x) - y_p(a_i; x)$ не зависит от диаметра капель и расстояния от сопла форсунки до сечения x . Независимость значений $\Delta y = y_{\text{экс}}(a_i; x) - y_p(a_i; x)$ от диаметра капли (при положении против потока) свидетельствует о том, что влияние деформации на траектории капель учитывается в расчете удовлетворительно.

Расхождения между расчетными и экспериментальными траекториями движения происходит из-за взаимодействия топливного факела как целого с обтекающим потоком. Действительно, в области корня топливного факела на небольшом расстоянии от сопла форсунки плотность распределения капель столь велика, что равномерный поток сильно искажается, проникая внутрь факела.

Обтекание топливного факела форсунки, расположенной против потока, подобно обтеканию диска, и течение в области факела происходит так же, как и при обтекании сплошного препятствия. Возникают потери скорости именно при обтекании препятствия, а не за счет увлечения капель.

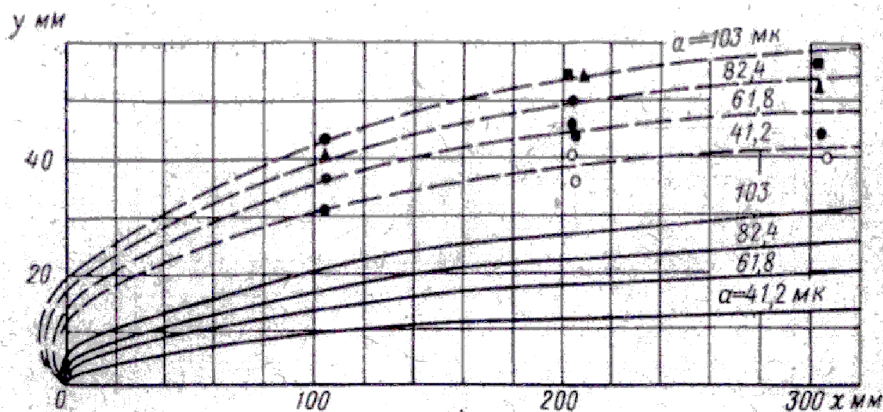


Рис. 7 Сравнение расчетных траекторий капель с экспериментальными [1]

(Форсунка центробежная, расположена против потока,

$$p_B = 9.80665 \cdot 10^4 \frac{H}{M^2}, \quad t_B = 50^\circ C, \quad w = 58 \text{ м/с}, \quad G_T = 5.3 \text{ кг/с})$$

Таким образом, в результате взаимодействия топливного факела с потоком траектории упорядоченного движения капель факела от-

личаются от расчетных, подсчитанных для условия движения одиночной капли. Из сопоставления расчетных данных по $y(a_i, x)$ с экспериментальными было оценено влияние потока на топливный факел и на изменение траекторий капель.

Формулы для определения траекторий капель, движущихся в условиях топливного факела, имеют вид

$$y(a_i, x) = y_p(a, x) + \Delta y,$$

где Δy - экспериментальная поправка к расчетному значению координаты капли $y_p(a_i, x)$. Для центробежной форсунки, расположенной против потока:

$$y(a_i, x) = y_{p_i} + 0.049 \cdot (1 - 1.95k)_m \quad (16)$$

при $k[0.25 - 0.45]$.

Используя данные Таблицы 1 и экспериментальную поправку $\Delta y = 3.06 \text{ см}$ рассчитываются значения координаты y для каждой фракции размеров капель a_i , строятся графики траекторий движения капель (см. Рис. 8)

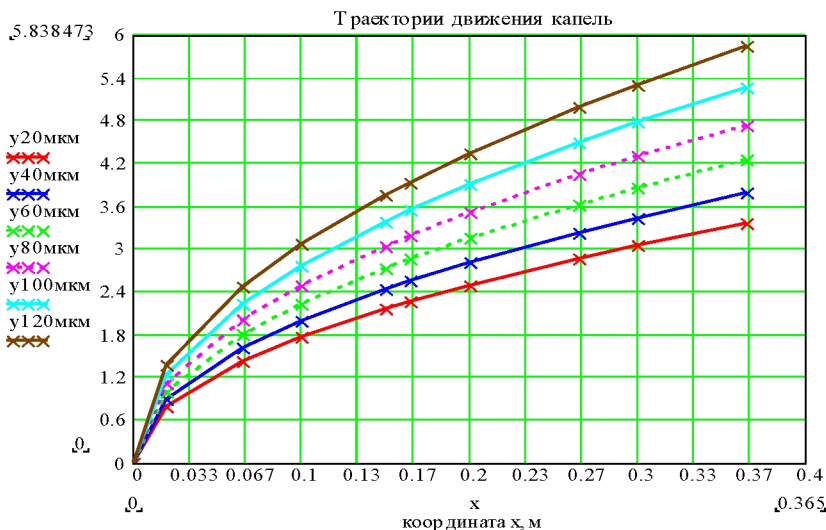


Рис. 8 Результаты расчета траекторий движения капель по фракциям

3.5 Рассеивание капель относительно траекторий упорядоченного движения

Как было сказано ранее, капли топливного факела не полностью увлекаются потоком и по мере удаления от сопла форсунки заметно рассеиваются от своих траекторий упорядоченного движения. При определении зависимости среднеквадратичного смещения капель $l(a_i; x)$ от траектории $y(a_i, x)$ от диаметра капель и параметров режима считается, что среднеквадратичное смещение l является суммой двух смещений: смещения капли под воздействием турбулентных пульсаций $l_{m.к.}$ и смещения, возникающего вследствие рассеивания траекторий капель в результате случайных отклонений в начальных данных и неполной сепарации капель в корне факела l_0 :

$$l = l_{m.к.} + l_0 \quad (17)$$

Смещение l_0 принимается пропорциональным перемещению капель факела перпендикулярно потоку и представляется в следующем виде:

$$l_0 = Bx \frac{u_0}{\omega} \sin \gamma \quad (18)$$

Смещение капель за счет турбулентного переноса $l_{m.к.}$ определяется из приближенного решения уравнения движения капли, увлекаемой турбулентными пульсациями:

$$\frac{G}{g} \frac{dv}{d\tau} = -c_x F \frac{\rho_B \cdot (u')^2}{2} \quad (19)$$

$$\text{где } \frac{dv}{d\tau} \approx \frac{v'}{T}; \quad T = \frac{l'}{w'}; \quad l' = 0.018 \cdot D_{TP}; \quad w' = \varepsilon_T \cdot w'; \quad u' = w' - v';$$

$$c_x = \frac{40}{Re'}; \quad Re' = \frac{a \cdot u'}{\nu} [4 \div 30]; \quad G = \gamma_T \frac{\pi}{6} a^3; \quad F = \frac{\pi}{4} a^2.$$

Решая при таких определениях величин уравнение (17), получается:

$$\nu' = \frac{w'}{1 + \frac{\alpha_0^2 \cdot \rho_T \cdot w'}{30 \cdot g \cdot \mu_B \cdot l'}}$$

Смещение капли $l_{м.к.}$ за период T определяется:

$$l_{м.к.} = \nu' \cdot T$$

Число смещений капли за время τ равно

$$n = \frac{\tau}{T} = \frac{x}{w} \frac{w'}{l'}; \tau = \frac{x}{w'}$$

Смещение капли под воздействием турбулентных колебаний потока на участке x равно:

$$l_{м.к.} = n \cdot l'_{м.к.} = \frac{x \cdot \varepsilon_T}{1 + \frac{\alpha_0^2 \cdot \rho_T \cdot \varepsilon_T \cdot w}{30 \cdot g \cdot \mu_B \cdot l'}};$$

где ρ_T - берется для равновесной температуры топлива $t_p = 103.5^\circ\text{C}$;

μ_B - для температуры воздуха $t_B = 200^\circ\text{C}$.

Таким образом,

$$l = B \cdot x \cdot \frac{u_0}{\omega} \sin \gamma + \frac{x \cdot \varepsilon_T}{1 + \frac{\alpha_0^2 \cdot \rho_T \cdot w \cdot \varepsilon_T}{30 \cdot g \cdot \mu_B \cdot l'}};$$

где $B \approx 0.17$.

(20)

Константа B определена авторами [1] после большого количества сравнений $l_{эксн}$ с $l_{расч}$.

Значения величин, описывающих движение фракций размеров капель α_{0i} , в условиях топливного факела приведены в Табл. 2. Значения среднеквадратичного смещения для сечений $x=365$ мм, $x=265$ мм, $x=165$ мм представлены в виде графиков на Рис. 9. Из графиков видно, что значения l в зависимости от окружающих условий изменяются следующим образом: они растут с увеличением x , слабо убывают с увеличением размера капли (крупные капли слабее увле-

каются турбулентными пульсациями) на расстояниях, близких от форсунки.

Табл. 2 Результаты расчета параметров движения капель в условиях топливного факела

№ п/п	$a, \text{МК}$	20	40	60	80	100	120
1	$y_p(a_i, x), \text{см}$	0.3535	0.9177	1.4992	2.0954	2.7094	3.355
2	$y(a_i, x), \text{см}$	3.4134	3.9777	4.5592	5.1554	5.7694	6.4149
3	$l(a_i; x), \text{см}$	2.1514	1.5739	1.3431	1.2412	1.1892	1.1595

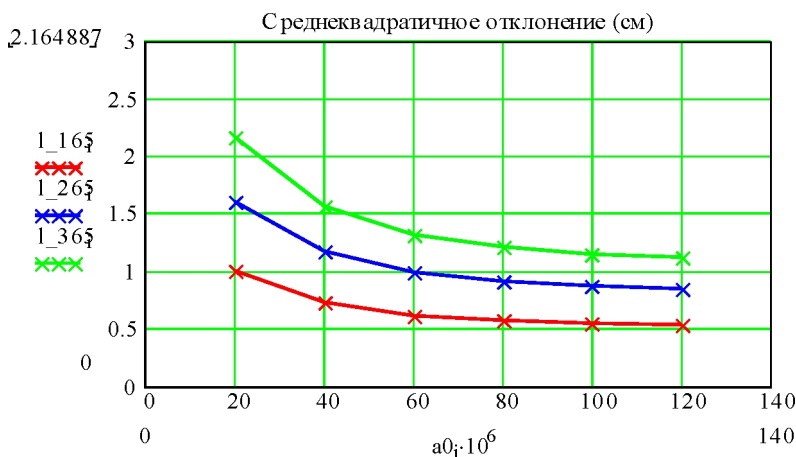


Рис. 9 Зависимость смещения $l(a_i; x)$ от диаметра капель (форсунка центробежная, $\omega = 86 \text{ м/с}$, $\Delta p_T = 2 \cdot 10^4 \text{ Н/м}^2$, $d_c = 1.2 \text{ мм}$)

3.6 Испарение капель в условиях топливного факела

Ранее были рассмотрены вопросы движения капли в условиях топливного факела с учетом нагрева капли до равновесной температуры испарения t_p . В данном разделе представлен расчет уменьшения диаметра испаряющейся капли в момент увлечения ее потоком, то есть рассматривается процесс испарения, который происходит под влиянием обдува и изменения температуры капли. Чтобы учесть оба этих фактора, необходимо решаются совместно уравнения испарения и прогрева:

$$\frac{dG}{d\tau} = -\beta \cdot S \cdot \rho_{CM} \cdot (c_0 - c_\infty); \quad (27)$$

$$G \cdot c_T \frac{dt}{d\tau} = \alpha S \cdot (t_B - t) - l \cdot \frac{dG}{d\tau}. \quad (28)$$

При решении полагают, что капля прогревается равномерно по объему, а температура и скорость воздуха постоянны по сечению и вдоль потока. Задаются критериями Nu и Nu' :

$$\left. \begin{aligned} Nu &= \frac{\alpha a}{\lambda} \\ Nu' &= \frac{\beta a}{D_{II}} \end{aligned} \right\}; \quad (29)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{1 \cdot \frac{dG}{d\tau}}{\pi \cdot a^2 (t_B - t_{канн})}, \\ \beta &= \frac{\frac{dG}{d\tau}}{\pi a^2 \cdot \rho_{CM} (c_0 - c_\infty)} \end{aligned} \right\}. \quad (30)$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} Nu_{cm} &= \frac{2 \cdot \chi}{\left(\frac{1 - c_\infty}{1 - c_0} \right)^\chi - 1} \ln \frac{1 - c_\infty}{1 - c_0}, \\ Nu'_{cm} &= \frac{\left(\frac{1 - c_\infty}{1 - c_0} \right)^\chi - 1}{\chi \cdot (c_0 - c_\infty)} Nu_{cm}. \end{aligned} \quad (31)$$

Также можно записать

$$Nu = Nu_{cm} \cdot \left(1 + 0.255 \sqrt{\frac{\lambda_B}{\lambda_{CM}}} \cdot \phi(c_0; c_\infty) \sqrt{Re} \right). \quad (32)$$

Путем последовательной подстановки β через Nu' (29), Nu' через Nu (31), Nu через (32) определим β , подставим его в уравнение (27) и, преобразовав его, получим:

$$\frac{da^2}{d\tau} = -\frac{8 \cdot D_{II} \cdot \rho_{II}}{\rho_T} \cdot \frac{\rho_{CM}}{\rho_{II}} \ln \frac{1-c_{\infty}}{1-c_0} \left[1 + 0.255 \cdot \phi \sqrt{Re} \right]. \quad (33)$$

Принимается $\sqrt{\frac{\lambda_B}{\lambda_{CM}}} = 0$.

Записывается зависимость Nu от Re :

$$Nu = Nu_{cm} + 0.54 f \sqrt{\frac{\lambda_B}{\lambda_{CM}}} \sqrt{Re} \approx 0.75 f \sqrt{Re}. \quad (34)$$

Уравнение испарения (27) после определения β с учетом (34) будет иметь вид:

$$\frac{dG}{d\tau} = -0.75 \cdot \pi \cdot a D_{II} \cdot \rho_{CM} \cdot f \cdot \left[\frac{\left(\frac{1-c_{\infty}}{1-c_0} \right)^{\chi} - 1}{\chi} \right] \cdot \sqrt{Re}. \quad (35)$$

Решая совместно уравнение движения (3) и уравнение испарения (35), получают

$$\frac{d(a^3)}{a^3} = \frac{k}{\psi(D)} \frac{du}{u}; \quad (36)$$

где $k = 0.43 \frac{D_{II} \gamma_{CM}}{g \mu_B} f_1(t)$;

$$f_1 = \frac{\left(\frac{1-c_{\infty}}{1-c_0} \right)^{\chi} - 1}{\chi} \sqrt{\frac{Nu_{cm}}{2}} \sqrt{\left(\frac{1-c_{\infty}}{1-c_0} \right)^{\chi}}.$$

Влиянием деформации капле на уменьшение степени испарения можно пренебречь, при интегрировании положим, что $\psi(D)=1$. При интегрировании уравнения (36) полагаем, что испарение капле происходит при равновесной температуре $t=t_p, k(t_p)=const$. После интегрирования:

$$\left(\frac{a}{a_0}\right)^3 = \left(\frac{u}{u_0}\right)^k \quad (37)$$

С учетом (37) можно записать

$$Re = Re_0 \left(\frac{u}{u_0}\right)^{1+\frac{k}{3}} \quad (38)$$

После подстановки (12) выражение имеет вид:

$$\frac{u}{u_0} = \frac{1}{\left[\phi_1\left(\frac{\bar{\tau}}{\bar{a}}+1\right)\right]^{\frac{2k}{1-k}}} \quad (39)$$

Значение Re представляется в виде функции $\frac{\bar{\tau}}{\bar{a}}$:

$$\sqrt{Re} = \frac{\sqrt{Re_0}}{\phi_1\left(\frac{\bar{\tau}}{\bar{a}}+1\right)^{\frac{1+\frac{k}{3}}{1-k}}} \quad (40)$$

Подставив (40) в (33), интегрируя получившееся уравнение в предположении $t_0 = t_p = const$, получают:

$$1 - \left(\frac{a}{a_0}\right)^2 = -\frac{8D_{II}\rho_{II}f_2(t_p)}{a_0^2\rho_T(t_p)} \left[1 + \frac{0.255\phi(t_p)\sqrt{Re_0}}{\phi_1^{1+m}} \cdot \Phi\left(\frac{\bar{\tau}}{\bar{a}}; m\right)\right] \times \tau(a; x) \quad (41)$$

где

$$m = \frac{4}{3} \cdot \frac{k(t_p)}{1-k(t_p)};$$

$$\Phi\left(\frac{\bar{\tau}}{\bar{a}}; m\right) = \frac{1}{m} \frac{\bar{a}}{\bar{\tau}} \left[1 - \left(\frac{\bar{\tau}}{\bar{a}} + 1 \right)^{-m} \right].$$

Допущение $t_0 = t_p = const$ возможно в связи с тем, что при изменении температуры от t_0 до t_p физические константы топлива и газа в выражениях $D_{II} \cdot \rho_{II} / \rho_T$; Re_0 , $\bar{a}$, ϕ_1 и функция $\phi(c_0, c_\infty)$ изменяются очень слабо, поэтому при интегрировании и расчете считают их постоянными и определяют $\phi(c_0, c_\infty)$ при $t = t_p$, а

$D_{II} \cdot \rho_{II} / \rho_T$, Re_0 , $\bar{a}$, ϕ_1 - при $t_{CP} = \frac{t_B + t_p}{2}$. Результаты расчета

диаметра капель, получившихся в результате испарения в сечении $x=365$ мм - a , мкм представлены в табл. 3.

3.7 Распределение жидкой фазы топлива

На основе изложенного о движении капель факела и рассеивания их можно представить следующую модель явления и схему расчета распределения в факеле жидкой фазы топлива. При распыливании форсункой топлива с расходом G_T образуется спектр капель $V(a_i)$. Для проведения расчета спектр капель разбивается на группы со средним диаметром a_i в интервале каждой группы.

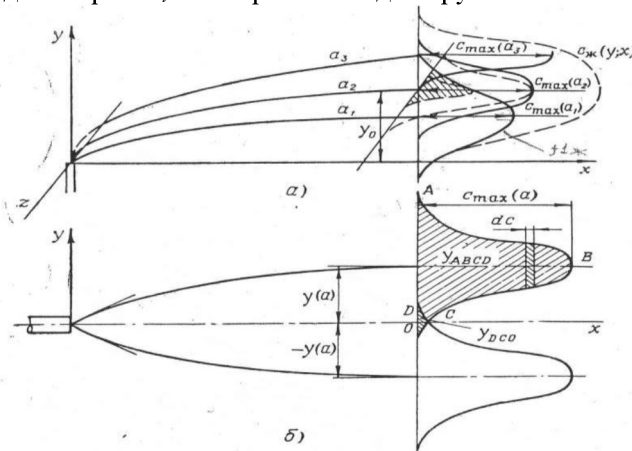


Рис. 10. К расчету распределения жидкой фазы топлива
а- для прямоструйной форсунки, б - для центробежной форсунки

В результате движения частиц и рассеивания их относительно средних траекторий в сечении x будет иметься ряд кривых распределения капель с диаметрами a_i (см. Рис. 10).

Удельный расход топлива от группы капель a_i в точке $(y; x)$ пропорционален плотности распределения капель и равен:

$$\frac{c(a_i, y)}{c_{\max}(a_i, x)} = e^{-\left[\frac{y - y(a_i, x)}{l(a_i, x)}\right]^2} \quad (21)$$

Данное утверждение делается в соответствии с тем, что распределение капель от форсунки можно представить как диффузию капель от точечного источника, расположенного на траектории упорядоченного движения капли:

$$\overline{N}(a_i; y) = \overline{N}_{\max} y(a_i; x) e^{-\left[\frac{y - y(a_i; x)}{l(a_i; x)}\right]^2} \quad (22)$$

где $y(a_i; x)$ - координата траектории упорядоченного движения капли;

$l(a_i; x)$ - среднеквадратичное смещение капель от траектории;

$\overline{N}(a_i; y) = \frac{N(a_i; y)}{\sum N(a_i)}$ - отношение числа капель размера a_i на

данной координате y к сумме капель диаметра a_i по сечению потока.

$\overline{N}_{\max} y(a_i, x)$ - максимальная относительная концентрация капель.

Абсолютная плотность распределения капель a_i зависит от доли капель в спектре, и пропорциональна $\Delta V(a_i) G_T$. Для центробежной форсунки

$$\Delta V(a_i)G_T = F_{ABCD} + F_{DCO} =$$

$$= \pi \int_0^{c_{\max}} \left\{ \left[\frac{y(a_i; x) + l(a_i; x) \sqrt{\ln \frac{c_{\max}}{c}}}{y(a_i; x) - l(a_i; x) \sqrt{\frac{c_{\max}}{c}}} \right]^2 - \left[\frac{y - y(a_i; x)}{l(a_i; x)} \right]^2 \right\} dc + 4\pi c_{\max} \int_0^{\infty} e^{-\left[\frac{y - y(a_i; x)}{l(a_i; x)} \right]^2} \cdot y dy. \quad (23)$$

После интегрирования (23), получено

$$c_{\max}(a_i; x) = \frac{\Delta V(a_i; x)G_T}{2\pi^2 l(a_i; x) y(a_i; x) Y \left[\frac{y(a_i; x)}{l(a_i; x)} \right]}; \quad (24)$$

$$\text{где } Y \left[\frac{y(a_i; x)}{l(a_i; x)} \right] = \frac{l(a_i; x)}{y(a_i; x)} \cdot e^{-\left[\frac{y(a_i; x)}{l(a_i; x)} \right]^2} + \Phi \left[\sqrt{2} \frac{y(a_i; x)}{l(a_i; x)} \right];$$

Φ - функция Лапласа.

При $\frac{y(a_i; x)}{l(a_i; x)} \geq 1$ функция $Y \approx 1$.

Случаи, когда $\frac{y(a_i; x)}{l(a_i; x)} < 1$, бывают очень редко (при большой скорости потока и малом давлении подачи топлива).

При расчете распределения топлива в факеле принимается, что при движении и рассеивании капель между ними нет взаимодействия. Тогда удельный расход жидкой фазы в каждой точке факела можно представить как сумму удельных расходов топлива от тех капель спектра, которые попадают в данную точку:

$$c_{\text{жс}}(y, x) = \sum_{a_{\min}}^{a_{\max}} c_{\max}(a_i; x) e^{-\left[\frac{y - y(a_i; x)}{l(a_i; x)} \right]^2} \quad (25)$$

При испарении капель распределение жидкой фазы топлива в данной точке топливного факела определяется по формуле:

$$c_{\text{ж.исп.}}(y; x) = \sum_{a_{\min}}^{a_{\max}} c_{\max}(a_i; x) \left(\frac{a}{a_0} \right)_i^3 e^{-\left[\frac{y-y(a_i; x)}{l(a_i; x)} \right]^2} \quad (26)$$

Определение $\left(\frac{a}{a_0} \right)_i$ дано в разделе 3.6 данной главы.

Расчет функции распределения жидкого топлива (по-другому, плотности орошения, $\left[\text{г} / \text{см}^2 \right]$) проводится в точках с координатами $y = 1..8 \text{ см}$ с шагом 1 см в плоскости сечения факела $x = 365 \cdot 10^{-2} \text{ см}$.

Все результаты расчетов распределения жидкой фазы топлива для различных фракций размеров капель представлены в Табл. 3.

Табл. 3 Результаты расчета распределения жидкой и испаренной фазы топлива

$a, \text{мк}$	20	40	60	80	100	120
$V(a)$	0.22	0.465	0.683	0.836	0.9257	0.9703
$\Delta V(a_i)$	0.22	0.245	0.217	0.153	0.0893	0.04456
$c_{\text{max}}(a_i, x), \varepsilon / \text{см}^2$	0.00376	0.0163	0.0235	0.0212	0.0143	0.0077
$(a/a_0)^3$	0	0.454	0.272	0.194	0.152	0.126
$a, \text{мкм}$	0	29.6	51.2	71.8	92.1	112.2
$c_{\infty}(a_i, x), \varepsilon / \text{см}^2$	$y, \text{см}$					
	0	$2.417 \cdot 10^{-3}$	$1.087 \cdot 10^{-3}$	$1.9789 \cdot 10^{-2}$	$6.5973 \cdot 10^{-11}$	$2.2632 \cdot 10^{-14}$
	1	$3.013 \cdot 10^{-3}$	$3.577 \cdot 10^{-3}$	$3.1407 \cdot 10^{-4}$	$2.8428 \cdot 10^{-4}$	$4.5696 \cdot 10^{-11}$
	2	$3.482 \cdot 10^{-3}$	$8.356 \cdot 10^{-3}$	$2.5232 \cdot 10^{-3}$	$1.7966 \cdot 10^{-4}$	$2.5604 \cdot 10^{-3}$
	3	$3.731 \cdot 10^{-3}$	0.01386	0.010261	$2.2795 \cdot 10^{-3}$	$3.9812 \cdot 10^{-4}$
	4	$3.706 \cdot 10^{-3}$	0.016322	0.021124	0.011128	$1.7179 \cdot 10^{-4}$
	5	$3.414 \cdot 10^{-3}$	0.013651	0.022014	0.0209	$2.0572 \cdot 10^{-3}$
	6	$2.916 \cdot 10^{-3}$	$8.10707 \cdot 10^{-3}$	0.011613	0.0151	$6.8365 \cdot 10^{-3}$

Продолжение табл. 3. Результаты расчета распределения жидкой и испаренной фазы топлива

	7	$2.3086 \cdot 10^{-3}$	$3.4189 \cdot 10^{-3}$	$3.1011 \cdot 10^{-3}$	$4.2003 \cdot 10^{-3}$	$6.07 \cdot 10^{-3}$	$6.3048 \cdot 10^{-3}$
	8	$1.695 \cdot 10^{-3}$	$1.02387 \cdot 10^{-3}$	$4.1921 \cdot 10^{-4}$	$4.4937 \cdot 10^{-4}$	$8.4196 \cdot 10^{-4}$	$1.6136 \cdot 10^{-3}$
$c_{\infty_{\text{ж}}} (a, x), \varepsilon / \text{см}^2$	$y, \text{см}$						
	0		$4.389 \cdot 10^{-4}$	$1.2304 \cdot 10^{-3}$	$4.5997 \cdot 10^{-3}$	$5.1517 \cdot 10^{-11}$	$1.8483 \cdot 10^{-14}$
	1		$1.44375 \cdot 10^{-3}$	$1.9527 \cdot 10^{-4}$	$3.9423 \cdot 10^{-6}$	$2.219 \cdot 10^{-4}$	$3.732 \cdot 10^{-11}$
	2		$3.3721 \cdot 10^{-3}$	$1.5687 \cdot 10^{-3}$	$1.30 \cdot 10^{-4}$	$3.0326 \cdot 10^{-6}$	$2.0909 \cdot 10^{-3}$
	3		$5.5929 \cdot 10^{-3}$	$6.3798 \cdot 10^{-3}$	$1.65 \cdot 10^{-3}$	$1.313 \cdot 10^{-4}$	$3.251 \cdot 10^{-6}$
	4		$6.5871 \cdot 10^{-3}$	0.0131	$8.0524 \cdot 10^{-3}$	$1.803 \cdot 10^{-3}$	$1.403 \cdot 10^{-4}$
	5		$5.509 \cdot 10^{-3}$	0.01368	0.0151	$7.8502 \cdot 10^{-3}$	$1.68 \cdot 10^{-3}$
	6		$3.272 \cdot 10^{-3}$	$7.2202 \cdot 10^{-4}$	0.0109	0.0108	$5.58 \cdot 10^{-3}$
	7		$1.3798 \cdot 10^{-3}$	$1.9281 \cdot 10^{-3}$	$3.0393 \cdot 10^{-3}$	$4.74 \cdot 10^{-3}$	$5.1 \cdot 10^{-3}$
	8		$4.132 \cdot 10^{-3}$	$2.6064 \cdot 10^{-4}$	$3.2517 \cdot 10^{-4}$	$6.5747 \cdot 10^{-4}$	$1.3177 \cdot 10^{-3}$
$C_{\text{ж}_{\infty}} (x, y), \varepsilon / \text{см}^2$		0.084	0.2002	0.2344	0.2015	0.139	0.792
$C_{\text{ж}} (x, y), \varepsilon / \text{см}^2$		0.00376	0.0163	0.0235	0.0212	0.0143	0.0077

На рис. 11, 12 представлены графики распределения топлива.

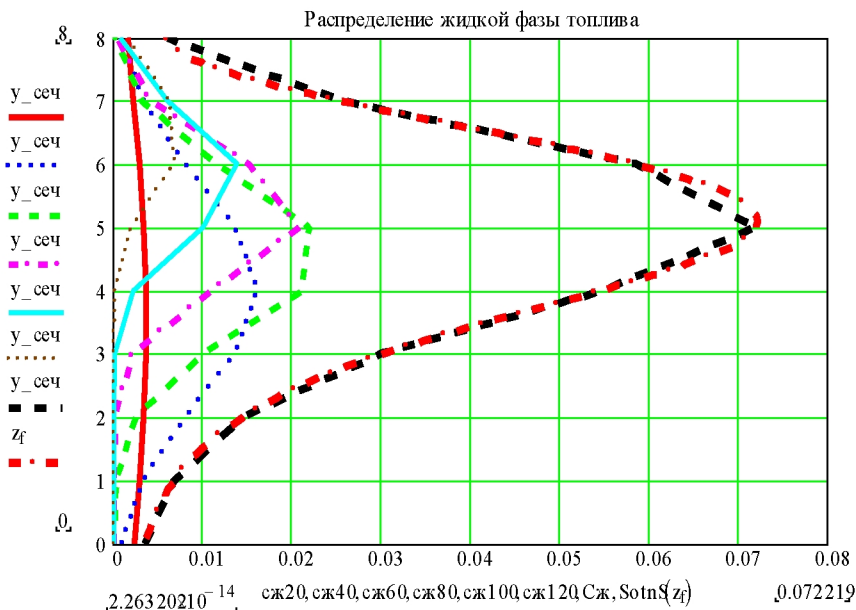


Рис. 11 Распределение жидкой фазы топлива

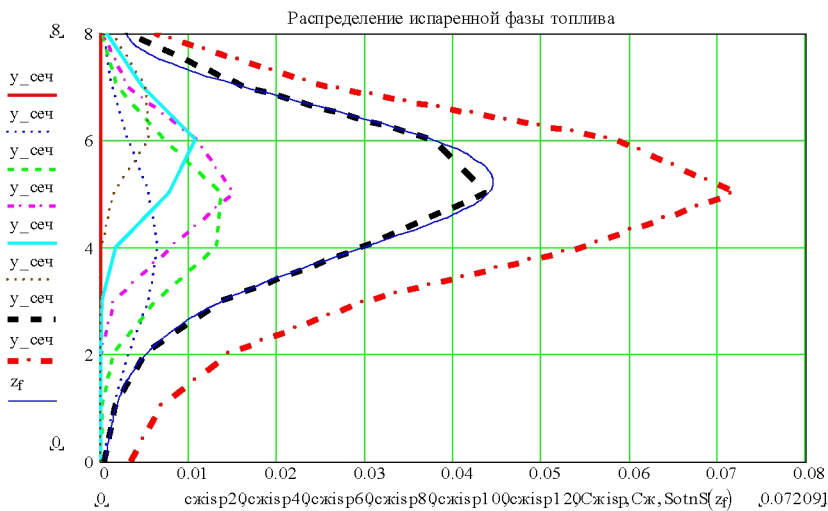


Рис. 12 Распределение жидкой фазы топлива при испарении

Координаты максимумов кривых распределений капель представляют собой точки траекторий упорядоченного движения капель. Функция $S_{отн}(z_f)$, $S'_{отн}(z_f)$ - аппроксимирующие функции для суммарного распределения жидкой фазы топлива $C_{ж}$, распределения жидкой фазы топлива при испарении топлива $C_{жисп}$ в сечениях $y_сеч$ соответственно.

3.8 Определение функции распределения капель по размерам, среднего диаметра капель (по Заутеру)

В струе впрыскиваемого топлива находятся разнородные по размерам капли с индивидуальными размерами a_i и общее количество их велико. Для оценки характеристик впрыска используют параметры общей мелкости капель (СДК), который подсчитывается по абсолютному числу или относительной доле капель каждого из размеров. В данной методике весь диапазон уже поделен от минимального $a_{\min} = 10 \text{ мкм}$ до максимального $a_{\max} = 130 \text{ мкм}$ на $n = 6$ размерных диапазонов шириной $\Delta a_i = 20$. Для каждого диапазона подсчитывается число капель ΔN_i с диаметрами $a_{0i-1} < a_{0i} \leq a_{0i}$, принимаемые за средние диаметры каждого диапазона. Естественно, общее число капель в рассматриваемой области $N = \sum_{i=1}^n \Delta N_i$. Тогда относительное количество капель каждого из возможных диаметров $a_{0i} \pm \frac{\Delta a_{0i}}{2}$ будет $\Delta N_i / N$ и эти величины представляют в виде непрерывной функции или гистограммы – функцией распределения капель по размерам.

Часто величину $\Delta N_i / N$ понимают как некоторую вероятность $P(D_i)$ присутствия в факеле распыла капель данного i -го типоразмера. Для рассматриваемой методики названная вероятность или относительное число капель могут быть подсчитаны по формуле:

$$\Phi(a_{0i}) = \frac{\Delta N_i}{\sum_i \Delta N_i \Delta a_{0i}};$$

где ΔN_i - количество капель данного номинального размера в i -том сечении.

Функции распределения капель по размерам в нашем расчете определялись для сечения $x=365$ мм в координатах $y=1..9$ см с шагом 1, на графике Рисунка 13 представлены результаты аппроксимации функций распределения капель по размерам.

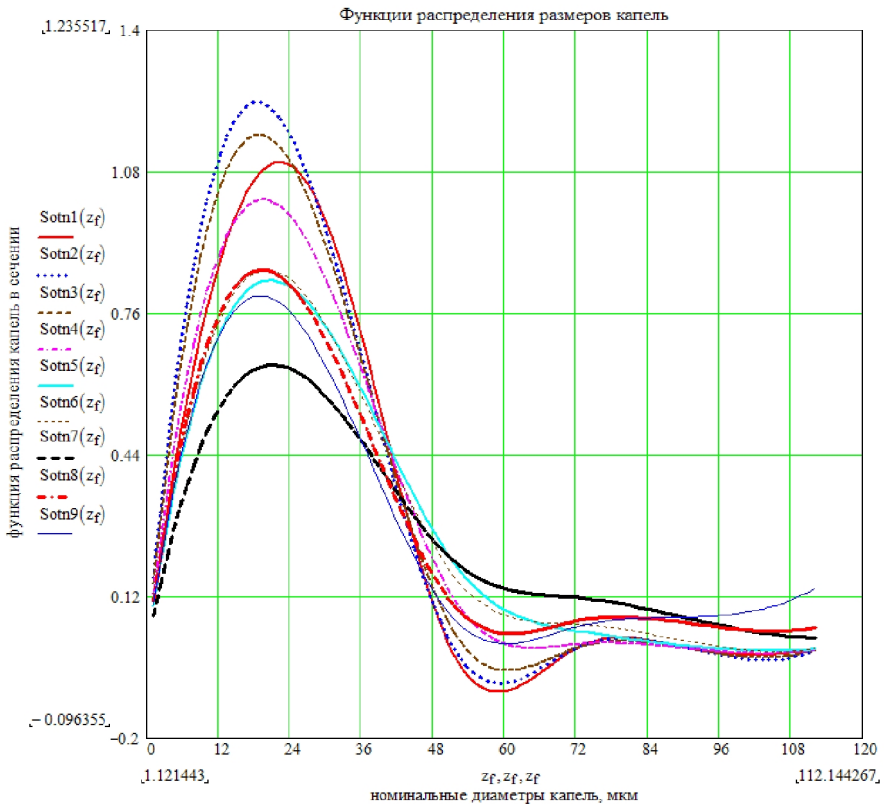


Рис. 13. Функции распределения капель по размерам для сечений $y=1..9$

Для определения в исследовании качества распыливания топлива наибольшее употребление получил средний объемно-поверхностный диаметр капель.

$$D_{32} = \frac{6V_{\Sigma}}{S_{\Sigma}}.$$

Это такой диаметр, который равен точно такому же соотношению между суммарным объемом и суммарной боковой поверхностью всех капель, какое имеет место для капли любого i -того диаметра. Средний диаметр капель по-Заутеру D_{320} (СДКЗ) определяется по формуле:

$$D_{320} = \frac{\sum_{i=1}^7 \Delta N_i \cdot a_{0i}^3}{\sum_{i=1}^7 \Delta N_i \cdot a_{0i}^2}, \quad (35)$$

где ΔN_i - число капель в каждом концентрическом сечении в поперечном сечении факела при $x=365$ мм. На Рис. 14 представлены результаты расчета СДКЗ в сечениях.



Рис. 14 Результаты расчета среднего диаметра (по-Заутеру) для точек сечения $x=365$ мм

Контрольные вопросы к главе 3

1. Характеристика величин константы распределения и константы размера, от чего зависят и их влияние на кривую спектра распределения?
2. С помощью какой функции производится в расчете влияние деформации на движение капли?
3. Какие факторы, влияющие на поведение капель в потоке, учитываются при подсчете среднеквадратичного смещения капель относительно траекторий движения?
4. Что представляет собой и как рассчитывается удельный расход жидкой фазы топлива в каждой точке факела?
5. Что показывает функция распределения капель по размерам?
6. Как в расчете находится равновесная температура испарения топлива?
7. Влияние каких сил не учитывается в методике при расчете координаты движения капли?
8. Назовите особенности тепло-массообмена капель топлива при испарении в условиях топливного факела.
9. Как рассчитывается относительная скорость движения капель?
10. Нарисуйте треугольник скоростей движения капли при впрыске форсункой по потоку.

Глава 4 МЕТОДИКА И ПРИМЕР ТРЕХМЕРНОГО РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ФАКЕЛА РАСПЫЛИВАНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОГО ПАКЕТА ПРОГРАММ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ГИДРОГАЗОДИНАМИКИ

В данном примере будет предложен алгоритм расчета траекторий движения капель жидкого топлива за центробежной форсункой, расположенной против потока. Расчет введется с помощью программного комплекса ANSYS (рис 4.1).

Геометрия расчетной области создается в модуле «*Design Modeler*». Расчетная область представляет собой тело форсунки и окружающее её внешнее пространство. Для создания гибридной сетки, будет производиться декомпозиция геометрии расчетной области.

Конечно-элементная сетка генерируется в модуле «*Mesh*». Тип конечно-элементной сетки - гибридная. Для экономии времени, на области, непосредственно прилегающая к форсунке будет сгенерирована неструктурированная конечно-элементная сетка. В остальной области – блочно-структурированная конечно-элементная сетка.

Задание граничных и начальных условий, а также расчет, визуализация и анализ результатов проводятся в модуле «*Fluent*».

Расчетная схема представлена на рис.

1. Запуск Ansys Workbench.

Пуск → Все программы → Ansys 13.0 → Workbench

2. Создание элемента проекта (Рис....).

В выпадающем списке *Analysis Systems* (1) выбираем компонент *Fluid Flow (Fluent)* (2), перетаскиваем его в рабочее окно проекта и присваиваем имя (3).

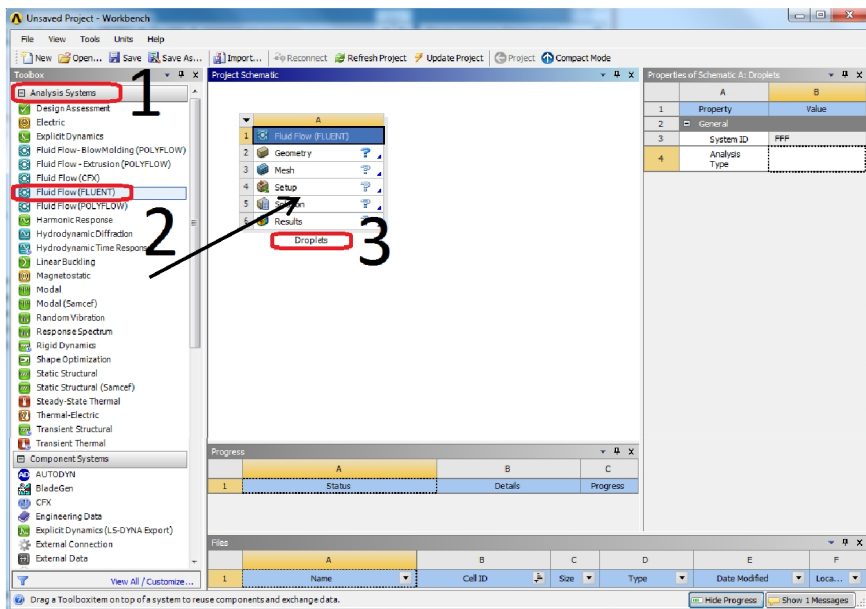


Рис.4.1. Создание элемента проекта

3. Создание геометрии в среде «Design Modeler»

3.1 Для запуска приложения «Design Modeler» дважды кликаем мышкой на строке «Geometry» в ячейке проекта. В появившемся окне выбираем единицы измерения (Рис. 4.2)

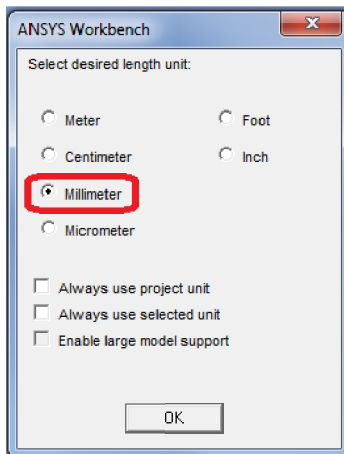


Рис. 4.2. Выбор единиц измерения

3.2 Добавление эскиза в дерево проекта (Рис. 4.3)

Выбираем в дереве проекта («*Tree outline*») плоскость XY (*XY-plane*)(1), создаем на ней новый эскиз (2) и заходим в меню редактирования эскиза «*Sketching*» (3).

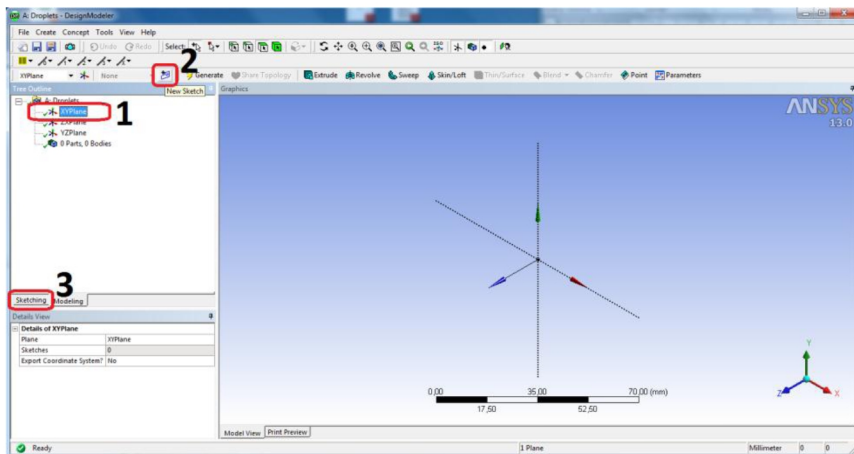


Рис. 4.3. Добавление эскиза в дерево проекта

3.3 Создание эскиза будущего тела форсунки

Далее в рабочем окне «*Sketching Toolboxes*» (1) во вкладке «*Draw*» (2) выбираем элемент «*Circle*» (3) и в графическом окне отображения модели «*Graphics*» чертим эскиз будущего тела форсунки с центром в начале координат (4) (рис. 4.4).

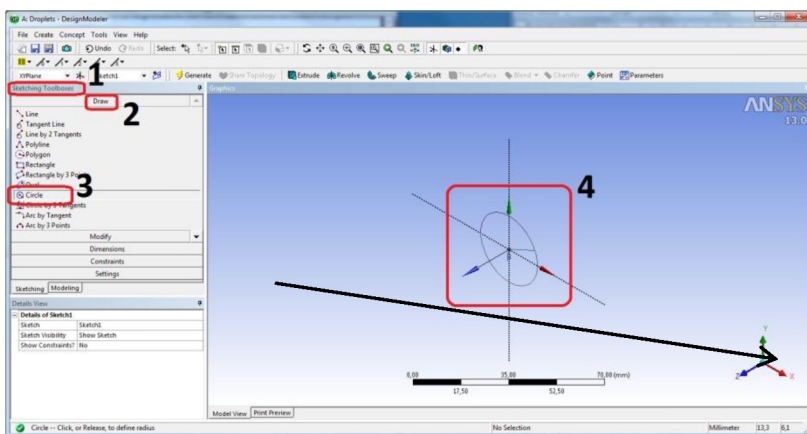


Рис. 4.4. Создание эскиза тела форсунки

3.4 Определение диаметра тела форсунки

В рабочем окне «*Sketching Toolboxes*» (1) во вкладке «*Dimensions*» (2) выбираем элемент «*Diameter*» (3), в графическом окне отображения модели «*Graphics*» определяем эскизу тела форсунки диаметральный размер (4) и задаем численное значение в рабочем окне «*Details View*» равное 15 мм (5) (см. рис 4.5).

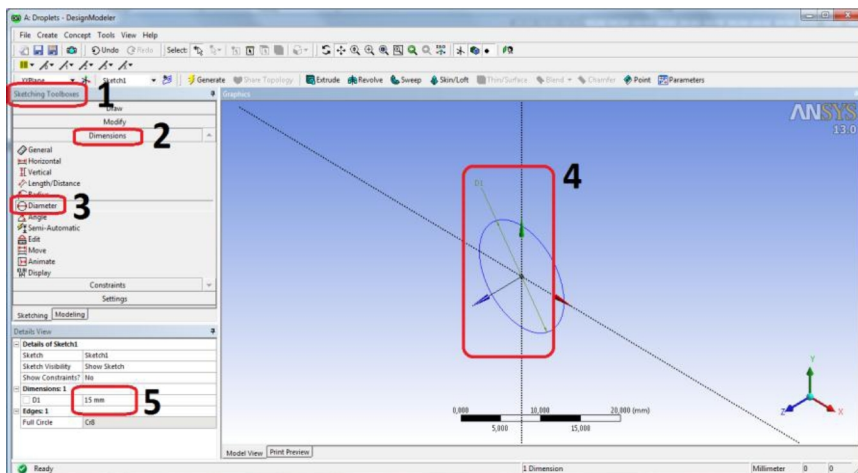


Рис. 4.5 Задание размера эскиза

3.5 Создание твердотельной модели форсунки (Рис 4.6)

С помощью операции «*Extrude*» (1) вытягиваем эскиз форсунки, задаем глубину вытягивания равную 20 мм (2) и нажимаем кнопку «*Generate*» (3).

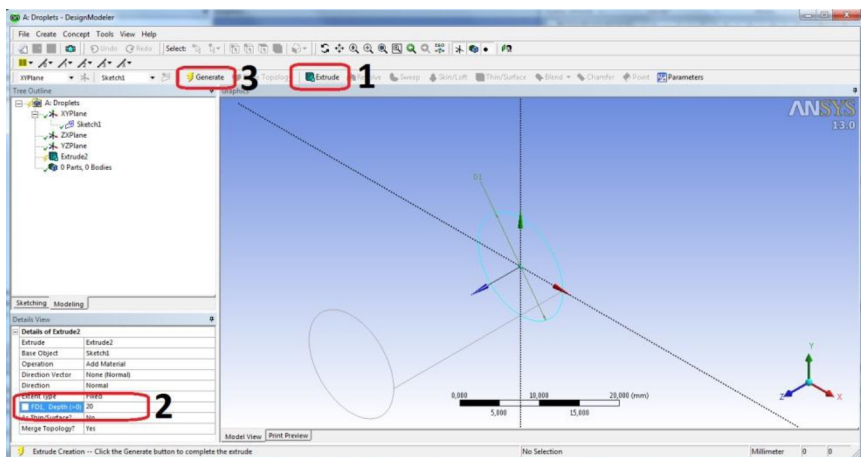


Рис.4.6. Создание тела форсунки

3.6 Создание области вокруг форсунки

С помощью операции «*Enclosure*», доступ к которой можно получить через главное меню во вкладке «*Tools*» (Рис.4.7), создаем область вокруг тела форсунки.

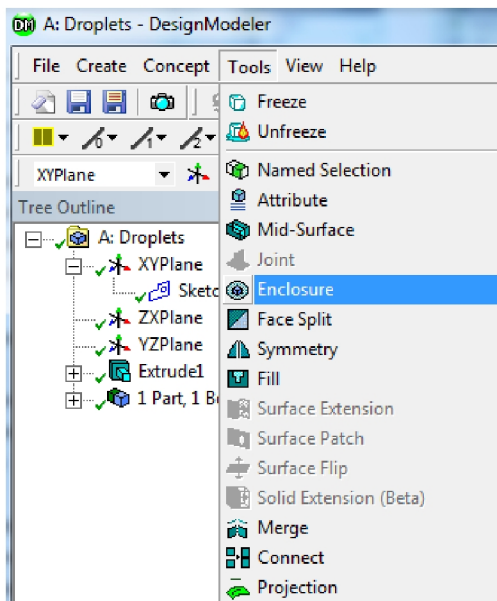


Рис.4.7. Доступ к операции «*Enclosure*»

Параметры для операции «*Enclosure*», которые необходимо отредактировать вводятся в рабочем окне «*Details View*» и соответственно равны (Рис.4.8):

Details View	
Details of Enclosure1	
Enclosure	Enclosure1
Shape	Box
Number of Planes	0
Cushion	Non-Uniform
☐ FD1, Cushion +X value (>0)	65 mm
☐ FD2, Cushion +Y value (>0)	65 mm
☐ FD3, Cushion +Z value (>0)	100 mm
☐ FD4, Cushion -X value (>0)	65 mm
☐ FD5, Cushion -Y value (>0)	65 mm
☐ FD6, Cushion -Z value (>0)	100 mm
Target Bodies	All Bodies
Merge Parts?	No

Рис.4.8. Параметры операции «*Enclosure*»

Нажимаем кнопку «*Generate*».

Повторяем операцию «*Enclosure*» для создания внешней границы обтекания со следующими параметрами (Рис.4.9):

Details View	
Details of Enclosure2	
Enclosure	Enclosure2
Shape	Box
Number of Planes	0
Cushion	Non-Uniform
☐ FD1, Cushion +X value (>0)	100 mm
☐ FD2, Cushion +Y value (>0)	100 mm
☐ FD3, Cushion +Z value (>0)	300 mm
☐ FD4, Cushion -X value (>0)	100 mm
☐ FD5, Cushion -Y value (>0)	100 mm
☐ FD6, Cushion -Z value (>0)	300 mm
Target Bodies	All Bodies

Рис.4.9. Параметры для операции «*Enclosure*»

В результате должна получиться модель, представленная на рис. 4.10.

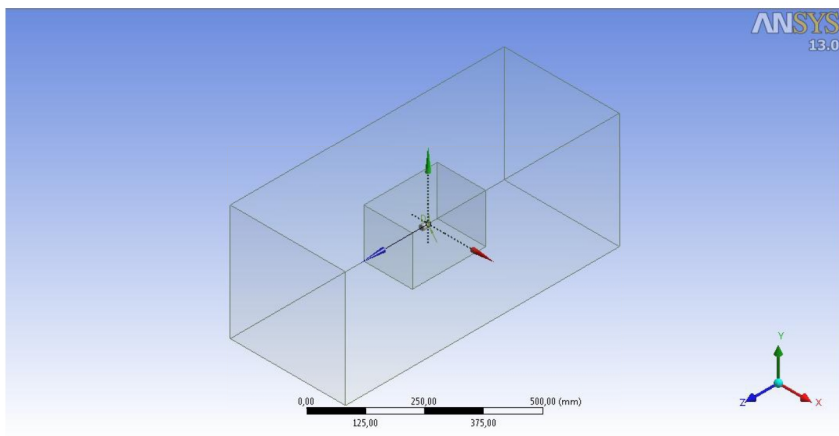


Рис.4.10.

3.7 Декомпозиция расчетной области

Для декомпозиции расчетной области необходимо на каждой прямоугольной грани объемов окружающих форсунку, создать рабочую плоскость «Plane» (Рис. 4.11.)

В меню фильтра выбираем символ «*Model Faces*» (1), выбираем прямоугольную грань внешней части расчетной области (2), затем в главном меню выпадающий список «*Create*» и функцию «*New plane*» (3). Нажимаем «*Generate*».

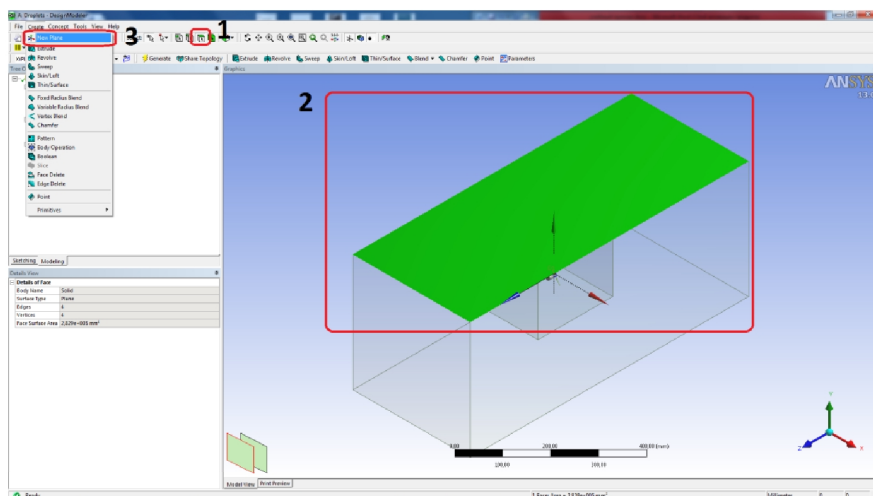


Рис. 4.11. Создание рабочей плоскости

Аналогичным образом необходимо создать рабочие плоскости на всех внешних гранях объема, непосредственно прилегающего к телу форсунки. Для удобства, внешний объем можно временно скрыть. Для этого в меню фильтра выборки отмечаем объект «*Bodies*», выбираем внешнее, кликаем на нем правой клавишей мыши и в выпадающем списке выбираем пункт «*Hide Body*»

В итоге в дереве проекта («*Tree outline*») должно появиться 12 новых рабочих поверхностей (Рис.4.12.).

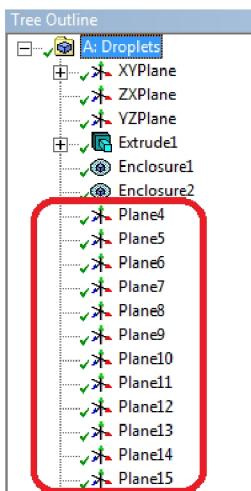


Рис.4.12. Дерево проекта после создание рабочих поверхностей

Внешнюю область необходимо разделить на 6 фигур представляющих собой усеченные пирамиды. Для этого выбираем из дерева задач рабочие поверхности, параллельные друг другу и лежащие по одну сторону от тела форсунки, при этом эти поверхности должны принадлежать разным телам (одна области, непосредственно прилегающей к телу форсунки, другая к внешней области) (Рис. 4.13.).

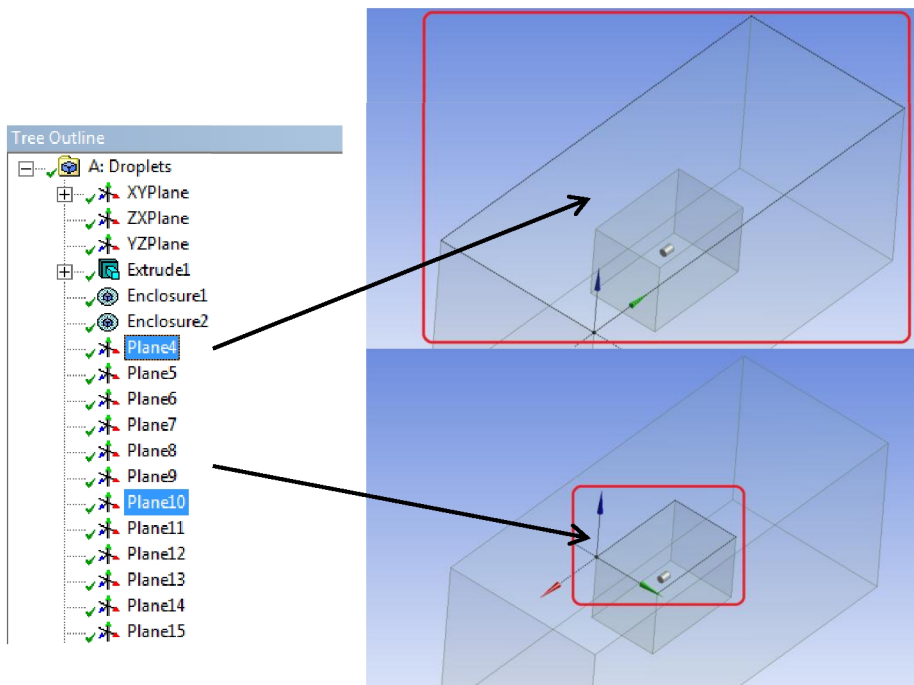


Рис. 4.13. Выбор рабочих плоскостей

К выбранным поверхностям применяется операция «*Skin/Loft*» с параметром «*Add Frozen*» в строке «*Operation*». В итоге должна получиться фигура, представляющая собой усеченную пирамиду (Рис. 4.14.).

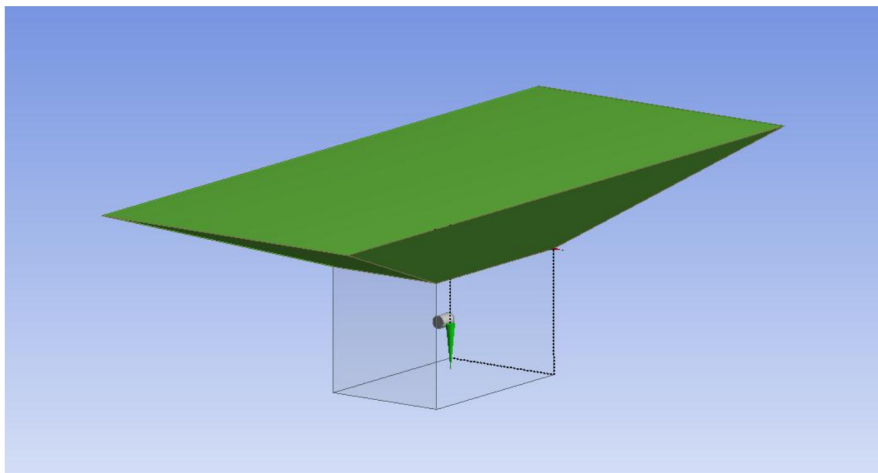


Рис. 4.14. Результат операции «Skin/Loft»

Аналогичную операцию необходимо проделать со всеми оставшимися гранями внешних объемов.

В результате формирования расчетной области должно быть построено тело форсунки, два параллелепипеда и 6 пирамид.

3.8 Создание связи между объемами

В дереве задач выбираем тело внешнего параллелепипеда и тело форсунки, нажимаем на правую клавишу мыши и в выпадающем списке выбираем «*Suppress Body*» (Рис. 4.15.)

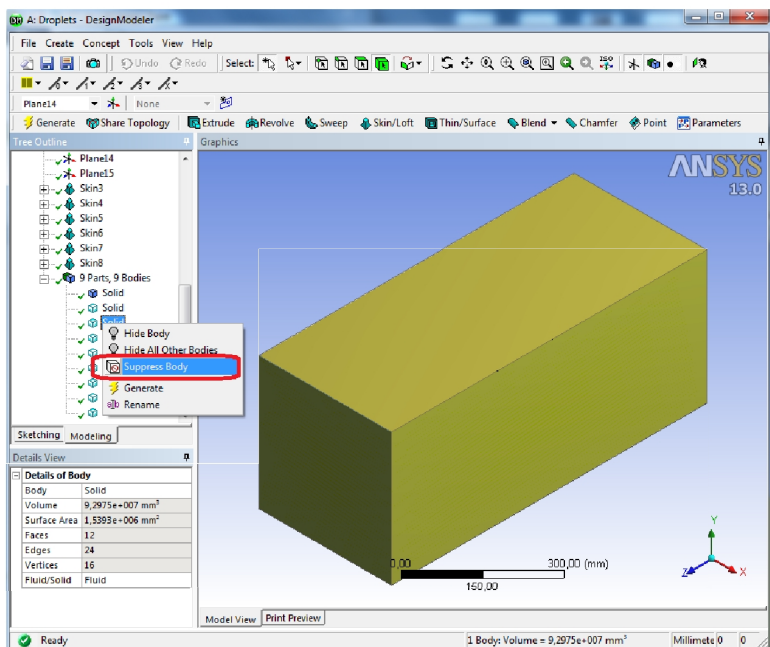


Рис. 4.15. Исключение тела из дальнейшего расчета

Выбираем все оставшиеся тела в дереве проекта и в свойствах назначаем тип «Fluid». (Рис. 4.16.)

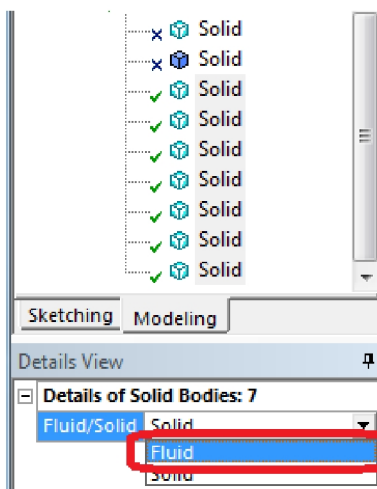


Рис. 4.16 Выбор типа тел

Для тех же тел в дереве проекта нажимаем на правую клавишу мыши и в выпадающем списке выбираем «Form New Part» (Рис. 4.17.).

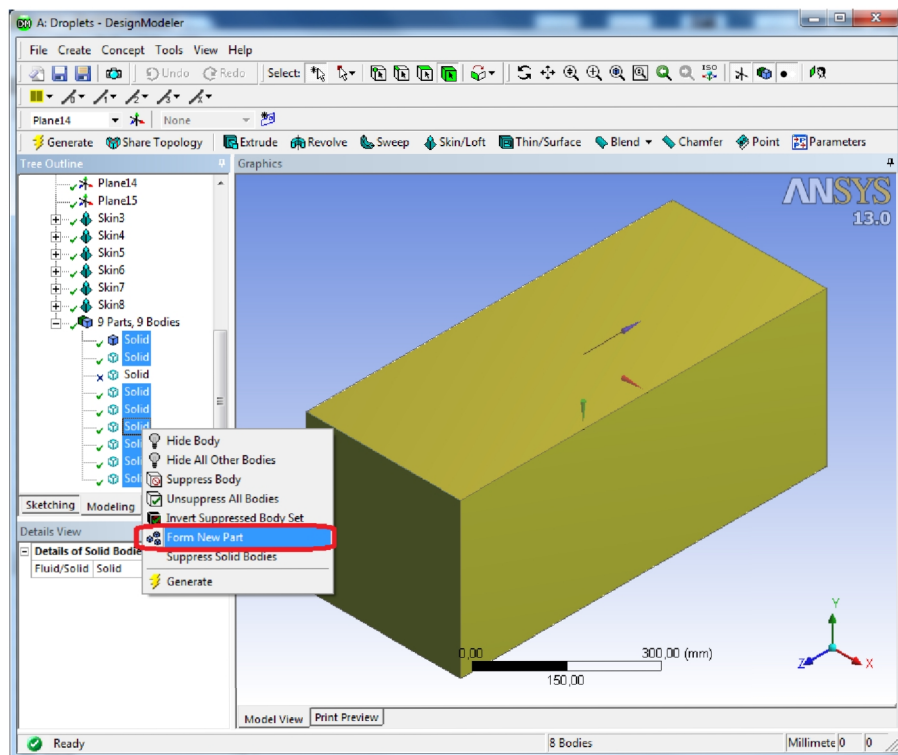


Рис. 4.17. Формирование семейства тел

Закрываем модуль «Design Modeler»

4. Создание конечно-элементной сетки в среде «Mesh»

4.1 Запуск модуля «Ansys Mesh»

В окне проекта «Work Bench» дважды кликаем на значке «Mesh».

4.2 Выбор единиц измерения и метода генерации сетки (Рис. 4.18.).

Выбираем метод генерации сетки «Automatic» (1), жмем «OK» (2). В главном меню в выпадающем списке «Units» выбираем единицы измерения миллиметры (3).

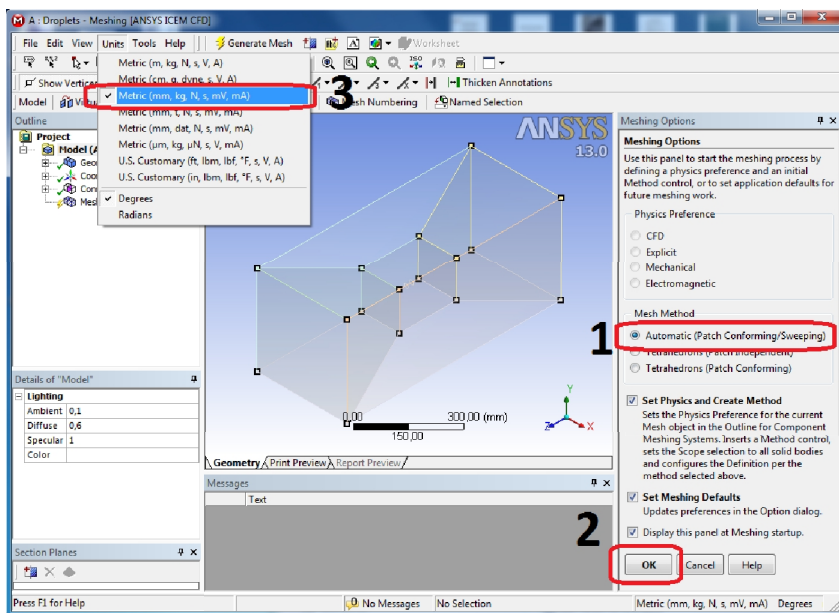


Рис. 4.18. Выбор метода генерации сетки и единиц измерения

4.3 Определение граничных зон входа и выхода

В качестве границы входа потока выбираем поверхность, параллельную плоскости XOY и находящуюся выше по оси Z. Для этого в меню фильтра выбора отмечаем символ «Face», выбираем прямоугольную грань внешней части расчетной области, нажимаем на ней правую клавишу мыши, в выпадающем списке выбираем пункт «Create Named Selection», в появившемся окне вводим имя «inlet», нажимаем «ОК» (Рис. 4.19.)

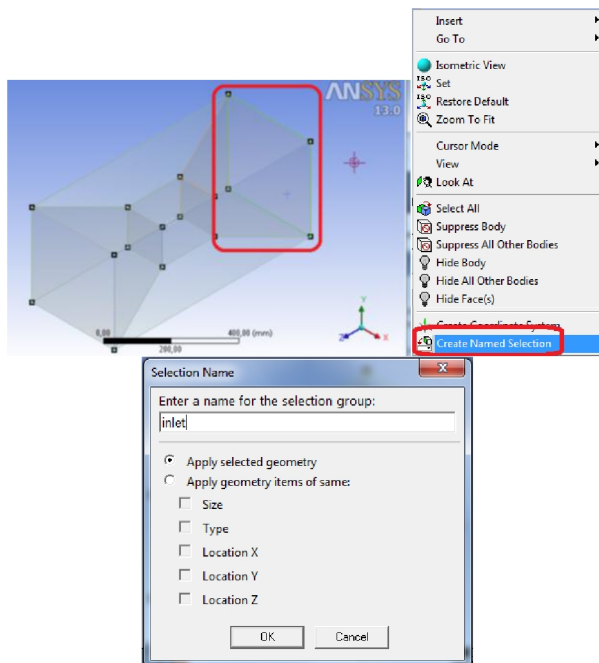


Рис. 4.20. Задание границы входа потока

Аналогичным образом задаем поверхность выхода потока. В качестве границы выхода выбираем симметрично расположенную квадратную грань. Назначаем имя «outlet».

Внешние боковые грани (всего 4 штуки) называем «wall».

4.4 Задание параметров разбиения

В дереве задач выбираем объект «Mesh». В рабочем окне «Details of «Mesh»» во вкладке «Sizing» задаем параметры, представленные на рис. 4.21.

Details of "Mesh"	
+ Defaults	
- Sizing	
Use Advanced Size Functi...	On: Curvature
Relevance Center	Fine
Initial Size Seed	Active Assembly
Smoothing	Medium
Transition	Slow
Span Angle Center	Fine
☐ Curvature Normal Angle	Default (18,0 °)
☐ Min Size	Default (0,13930 mm)
☐ Max Face Size	Default (13,930 mm)
☐ Max Size	Default (27,8590 mm)
☐ Growth Rate	Default (1,20)
Minimum Edge Length	47,1240 mm

Рис. 4.21. Параметры генерации сетки

Нажимаем «Update».

4.5 Просмотр сетки

Ориентируем модель в графическом окне так, что одна из продольных граней находилась в плоскости вида (Рис 4.22.). Для этого можно нажать на одну из координатных осей в правом нижнем углу графического окна (1) (в нашем случае это ось X). В рабочем окне

«Section planes» нажимаем на значок  и проводим линию, через которую будет проходить сечение сетки (2).

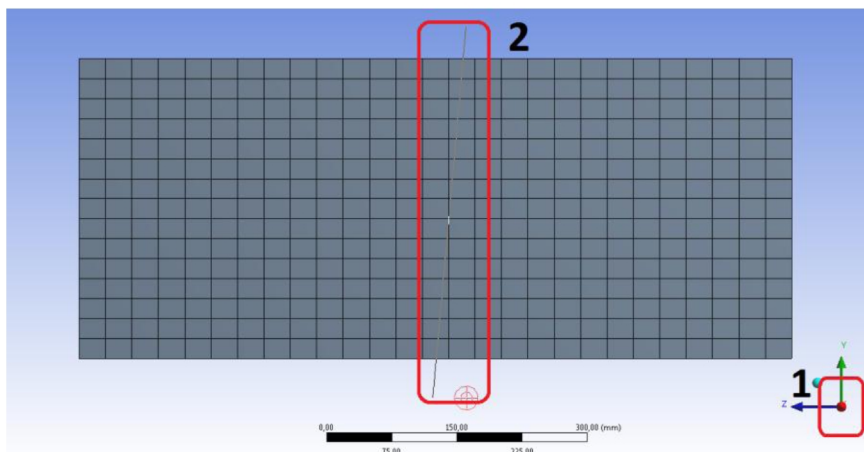


Рис. 4.22. Создание сечения

Из разреза сетки (Рис. 4.23.) видно, что сетка в области, непосредственно прилегающая к телу форсунки, носит неструктурированный характер. Сетка на внешней области – блочно-структурированная. Данный тип сетки имеет ряд преимуществ. Во-первых, не нужно тратить много времени на декомпозицию области возле тела форсунки. Во-вторых, структурированная сетка во внешней области позволяет сэкономить на количестве элементов, а, следовательно, и на общем времени расчета.

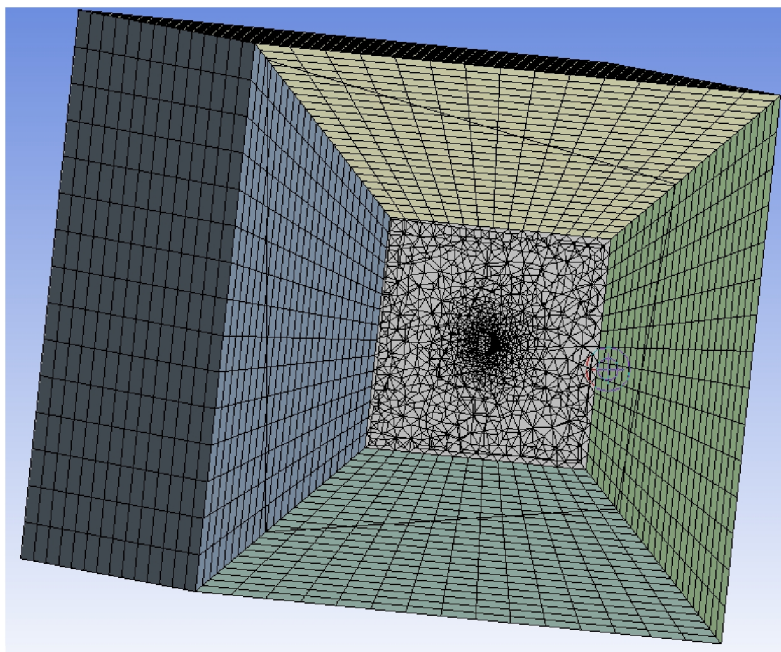


Рис. 4.23. Вид конечно-элементной сетки в сечении

Закрываем модуль «*Mesh*».

5. Задание начальных и граничных условий, определение математических моделей.

5.1 Запуск ANSYS Fluent.

Для запуска Ansys Fluent дважды кликаем на строчке «*Setup*» в ячейке проекта. В появившемся окне «*Fluent Launcher*» нажимаем кнопку «*OK*».

5.2 Активация уравнения

В дереве задач выбираем пункт «*Models*» (Рис. 4.24.) (1). В окне «*Models*» открываем пункт «*Energy*» (2) и активируем уравнение энергии (3).

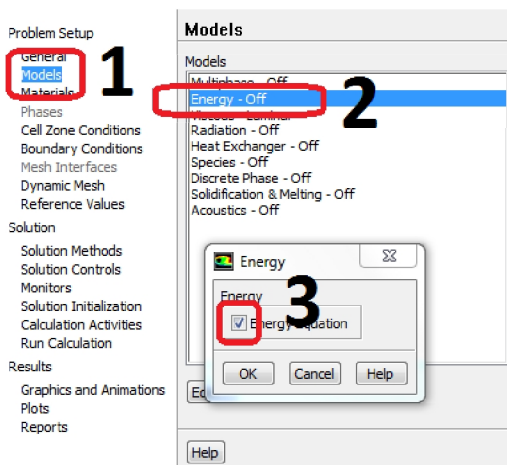


Рис. 4.24. Активация уравнения энергии

5.3 Выбор модели турбулентности.

В окне «*Models*» (Рис. 4.25.) открываем пункт «*Viscous*» (1), выбираем модель турбулентности «*k-epsilon*» (2), остальные параметры оставляем по умолчанию, нажимаем «*OK*».

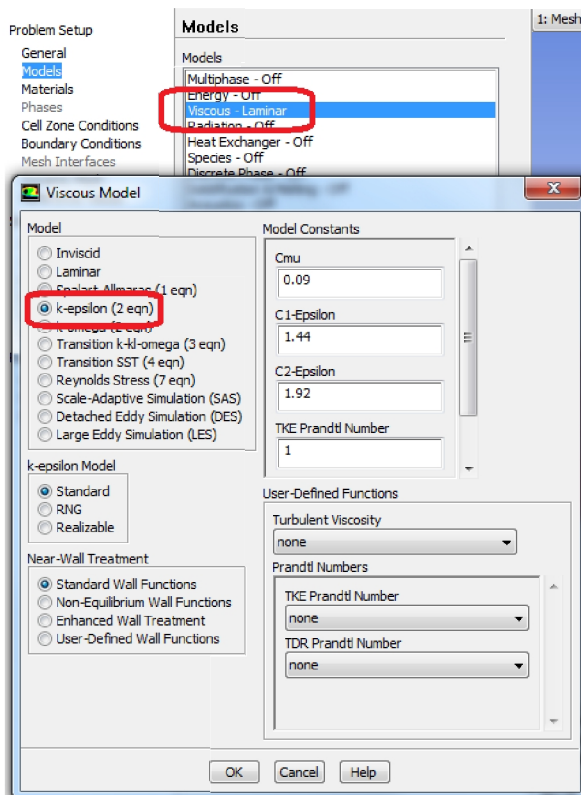


Рис. 4.25. Выбор модели турбулентности

5.6 Активация модели переноса компонентов

5.4 Настройка модели дискретной фазы

В окне «Models» (Рис. 4.25.) открываем пункт «Discrete Phase». Нажимаем кнопку «Injection». В появившемся окне «Injection» нажимаем кнопку «Create». В выпадающем списке «Injection Type» выбираем тип впрыска «Pressure-swirl-atomizer». Количество представительных струй («Number of Particle Streams») задаем равным 200. В выпадающем списке «Material» выбираем материал «kerosene-liquid» (жидкий керосин).

Далее приступает к вводу параметров самой форсунки. Во вкладке «Point Properties» необходимо изменить параметры, приведенные в табл. 1. Остальные параметры оставим по умолчанию.

Табл. 1. Параметры впрыска топлива

Параметр	Название	Значение
Единичный вектор оси форсунки вдоль оси координат Z	<i>Z-Axis</i>	-1
Массовый расход	<i>Flow Rate (kg/s)</i>	0,0025
Диаметр форсунки	<i>Injector Inner Diameter (m)</i>	0,0008
Половинный угол впрыска	<i>Spray Half Angle (deg)</i>	30
Давление подачи топлива	<i>Upstream Pressure (pascal)</i>	506625

Такие параметры как «*Sheet Constant*», «*Ligament Constant*» и «*Atomizer Dispersion Angle*» являются эмпирическими и определяются из условий эксперимента или специальных оценочных методик.

5.5 Задание свойств материалов

В дереве проекта выбираем вкладку «*Materials*» (Рис. 4.26.) (1). В списке «*Materials*» дважды кликаем на материале «air» (2). В выпадающем списке «*Density*» выбираем пункт «*Ideal gas*»(3). В выпадающем списке «*Viscosity*» выбираем «*Sutherland*» (4), в появившемся окне нажимаем «ОК». Чтобы изменения вступили в силу необходимо в окне «*Create/Edit Materials*» нажать на клавишу «*Change/Create*», затем «*Close*».

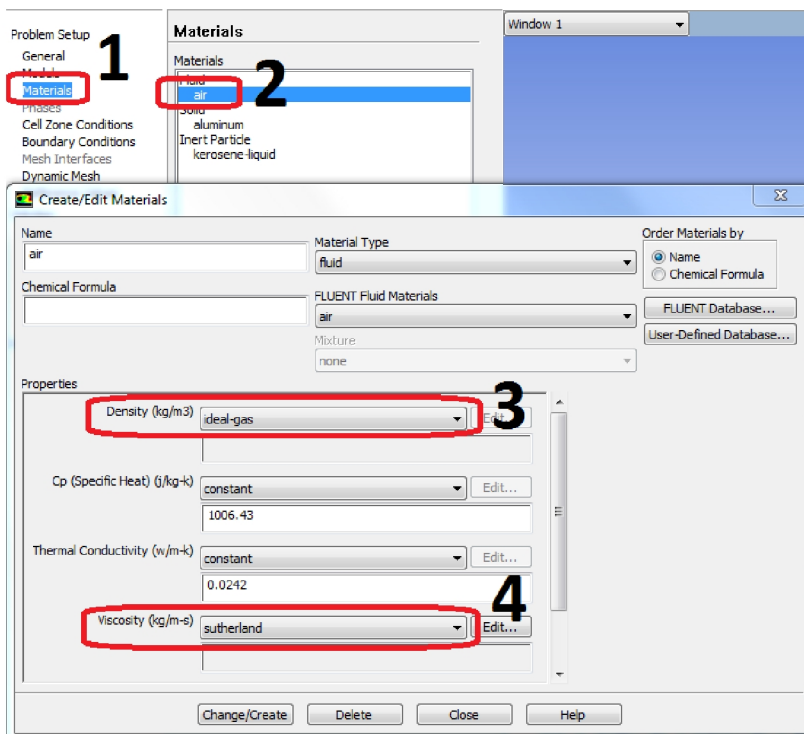


Рис. 4.26. Задание свойств рабочего тела

5.6 Задание граничных условий

На входе задается значение скорости потока (Рис. 4.27.). В дереве проекта выбираем вкладку «*Boundary Conditions*» (1). В списке граничных зон «*Zone*» выбираем определенную ранее зону входу потока «*inlet*» (2), нажимаем «*Edit*» (3). В появившемся окне «*Velocity inlet*» в поле «*Velocity Magnitude (m/s)*» задаем значение скорости сносимого потока, равное 58 м/с (3). Также необходимо задать параметры турбулентности на входе. В поле «*Turbulence*» в выпадающем списке «*Specification Method*» выбираем строчку «*Intensity and Viscosity Ratio*». Присваиваем параметру «*Turbulence Intensity*» значение 10 %, а параметру «*Turbulent Viscosity Ratio*» значение 5 (5).

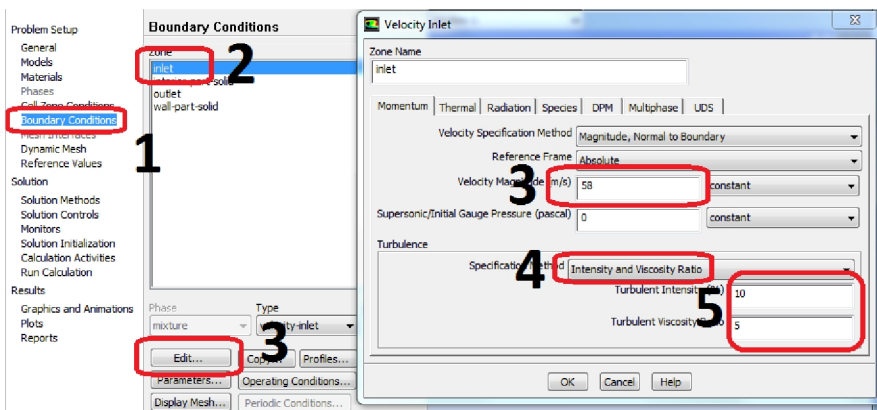


Рис. 4.27. Задание граничных условий на входе

Далее переходим во вкладку «*Thermal*», где задается температура потока. Присваиваем параметру «*Temperature*» значение 323 K.

Чтобы изменения вступили в силу, нажимаем кнопку «ОК».

На выходе необходимо задать только параметры турбулентности: «*Turbulence Intensity*» - 10 %, «*Turbulent Viscosity Ratio*» значение 10/

5.7 Задание начальных условий

В дереве задач выбираем пункт «*Solution Initialization*». В поле «*Initialization Methods*» выбираем «*Standard Initialization*». В выпадающем списке «*Compute from*» выбираем «*inlet*» и нажимаем кнопку «*Initialize*».

5.8 Запуск решения задачи

В дереве задач переходим в пункт «*Run Calculation*». В поле «*Number of Iterations*» вводим требуемое значение итераций равное 200 и нажимаем «*Calculate*». Во время расчета в графическом окне отображаются уровни невязок, характеризующие степень завершенности решения (Рис. 4.28.). Достаточным условием решения задачи являются значения невязок ниже определенного уровня. При сошедшемся решении в текстовом окне отображается соответствующая информация «*Solution is converged*». Задача сходится примерно через 90 шагов.

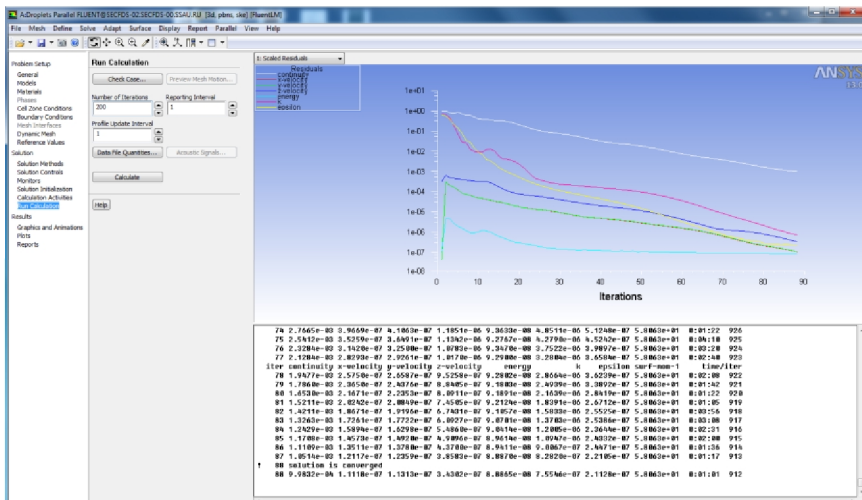


Рис. 4.28. Отображение процесса решения задачи

6. Анализ результатов расчета. Визуализация.

6.1 Отображение траекторий движения капель (Рис. 4.30.)

Для отображения траекторий движения капель в дереве проекта необходимо выбрать пункт «*Graphics and Animations*» (1). В окне «*Graphics*» выбираем «*Particle Tracks*» (2) и нажимаем кнопку «*Set Up...*» (3). В появившемся окне «*Particle Tracks*» производится настройка отображения траекторий движения капель. В выпадающем списке «*Color by*» можно выбрать переменную для отображения вдоль траекторий движения. Например, для того, чтобы посмотреть как изменяется температура капли вдоль траектории её движения в первом списке нужно выбрать «*Particle Variables...*», а во втором - «*Particle Temperature*» (4). В списке «*Release from Injections*» выбираем инъекцию, для частиц которой необходимо отобразить траектории. В данном случае это одна единственная инъекция «*injection-0*» (5) и нажимаем клавишу «*Display*» (6) (Рис. 4.29.).

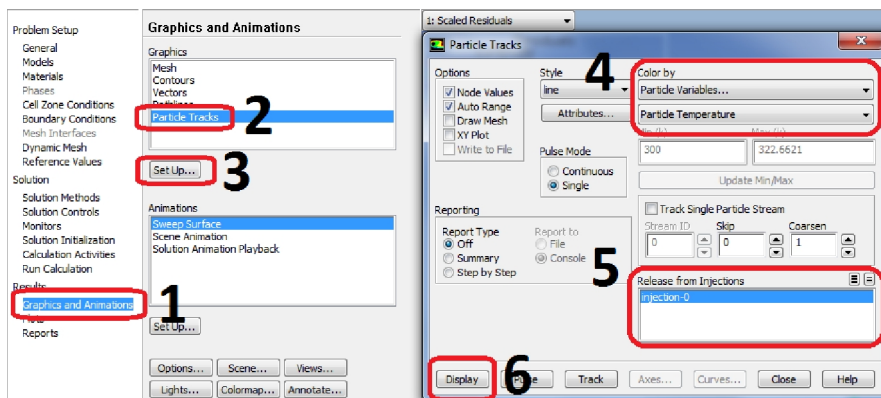


Рис. 4.29. Меню настройки отображения траекторий движения капель

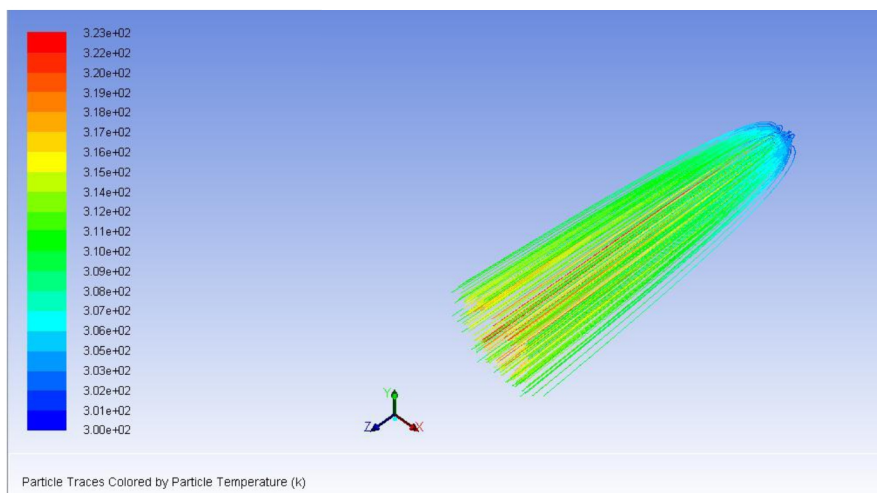


Рис. 4.30. Графическое отображение траекторий движения капель

6.2 Информация о параметрах капли вдоль отдельной траектории движения

Для получения информации о капле на каждом шаге расчета её траектории необходимо в меню отображения траектории капли «Particle Tracks» в списке «Reporting» выбрать опцию «Step by Step», в списке «Report to» выбрать пункт «File» для записи информации в отдельный файл и нажать кнопку «Write». При этом необходимо будет задать имя файлу. Далее сгенерированный файл можно редактировать с помощью текстового редактора, например «Блокнот» или

«Microsoft Word». Информация о капле представляется в табличном виде, где для каждого её шага в пространстве отражаются такие параметры капли как: координаты, составляющие скорости, диаметр, температура и др.

Контрольные вопросы к главе 4

- 1) Перечислить основные этапы численного моделирования движения капель?
- 2) Дать характеристику условиям взаимодействия частиц с границами расчетной области?
- 3) В чем различия между связанным и несвязанным расчетом дисперсной фазы? Нарисовать схему.
- 4) Уравнение движения частицы в потоке? Перечислить дополнительные силы?
- 5) Перечислить способы явного задания начальных параметров капель и дать им характеристики?
- 6) Какие параметры необходимо задать при использовании модели струйной форсунки?
- 7) Какие параметры необходимо задать при использовании модели центробежной форсунки?
- 8) Какие параметры необходимо задать при использовании модели пневматической форсунки?

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном учебном пособии представлены:

- математическая модель течения жидкости в идеальной центробежной форсунке, приведены формулы для учета вязкости жидкости и гидравлических сопротивлений;
- определения понятий функции распределения капель по размерам и разновидностей средних диаметров капель;
- краткий обзор по методам измерения размеров капель и функций распределения капель по размерам, в том числе лазерно-оптическим, различные аспекты использования лазерного метода малоуглового рассеяния света;
- математическая модель для инженерного квазиодномерного расчета полидисперсного испаряющегося факела при впрыске топлива центробежной форсункой навстречу сносящему турбулентному потоку воздуха, результаты расчета траекторий движения капель и их распределения в потоке;
- математическая модель и пример трехмерного расчета траекторий движений капель с использованием специализированного пакета программ вычислительной гидрогазодинамики ANSYS Fluent при впрыске топлива центробежной форсункой навстречу сносящему турбулентному потоку воздуха;

В ходе написания учебного пособия разработаны:

- математическая модель и программа в среде математического пакета Math CAD для инженерного квазиодномерного расчета полидисперсного испаряющегося факела;
- математическая модель и технология использования пакета программ вычислительной гидрогазодинамики ANSYS Fluent для расчета траекторий движения капель топлива при впрыске его центробежной форсункой навстречу сносящему турбулентному потоку воздуха;

Учебное пособие знакомит обучающихся с основами знаний о течении жидкости в центробежных форсунках, процессах распыли-

вания жидкого топлива и смесеобразования; дает представления о современных лазерно-оптических методах измерения, методах расчета и численного моделирования движения капель и распределения топлива. Полученные знания способствуют комплексному повышению качества подготовки специалистов в области проектирования и доводки ВРД, они также позволяют повысить глубину и качество выполнения проектировочных расчетов и анализа результатов экспериментальных исследований, что может способствовать улучшению характеристик разрабатываемых камер сгорания и двигателей.