

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ШУМА ПРОПЕЛЛЕРА

Е. А. Непомнящий

ВВЕДЕНИЕ

Борьба с шумом представляет собой задачу огромной практической важности и очень часто — серьёзную и трудную научно-техническую проблему. Одной из таких задач является исследование и заглушение шума самолёта.

За прошедшее десятилетие очень интенсивно проводилась научно-исследовательская работа по изучению шумов самолёта, которая привела к выяснению основных свойств издаваемых им звуков. Естественно, что прежде всего надлежало ответить на вопрос: каковы источники шума самолёта, как велико значение каждого из них в общем шуме и какой из них, следовательно, должен быть подвергнут тщательному и систематическому исследованию в первую очередь.

При полном заглушении одного из двух равногромких источников шума общий уровень громкости понизится всего лишь приблизительно на 3 db¹⁾; при разнице в шумности двух источников на 5—10 db менее громкая компонента будет практически полностью замаскирована более громкой.

Эти замечания определяют, очевидно, порядок и требуемую степень заглушения каждого из источников шумов самолёта. Установлено, что этими источниками являются: пропеллер, мотор, несущие поверхности, различного рода стойки, растяжки и т. д.; наиболее громки первые два источника.

Не останавливаясь здесь на свойствах шума мотора самолёта, укажем, что источниками его являются: всасывание, выхлоп, крыльчатка нагнетателя, шестерни редуктора, клапаны и прочие механические элементы, причём в большинстве случаев уровень шума выхлопа мотора сравним с шумом пропеллера.

Имея в виду достигнутые успехи в области применения глушителей шума выхлопа и всё нарастающую шумность пропеллеров, можно утверждать, что исследование шума, производимого пропеллером, представляет в настоящий момент наиболее актуальную проблему в общем комплексе вопросов шумоглушения самолёта.

¹⁾ Грубо говоря, 1 db представляет едва осязаемую на слух разницу в громкости двух звуков.

Настоящая статья знакомит читателя с вопросами звукообразования пропеллера, основными свойствами этого звука и методами его расчёта.

Заметим, что исследованием всех этих вопросов начали заниматься за границей более 20 лет тому назад, но особенно интенсивно работа в этом направлении велась за последние годы. В СССР эти работы были поставлены Н. Н. Андреевым, в лаборатории которого они получили своё развитие.

1. ПРИЧИНЫ ЗВУКООБРАЗОВАНИЯ ПРОПЕЛЛЕРА

По сложности излучаемого звука пропеллер занимает особое место среди известных источников шума. Эта сложность определяется тем, что звукообразование пропеллера может быть связано с самыми различными физическими процессами, происходящими в окружающем его пространстве.

Различные источники шума пропеллера порождают звуки, весьма отличающиеся по своим свойствам, что значительно запутывает общую картину и затрудняет исследование.

Одним из таких источников звука являются периодические возмущения среды лопастями пропеллера. Процесс образования этого звука таков.

Вследствие обтекания воздухом лопасти пропеллера у её поверхности устанавливается некоторое распределение давлений, а именно, с одной (выпуклой) стороны лопасти создаётся уменьшение, а с другой (вогнутой) — увеличение давления по сравнению с атмосферным; разность этих давлений и определяет силу тяги пропеллера. Это распределение давлений несётся вместе с лопастью пропеллера, и если мы представим себе, что на пропеллере помещён микрофон, то последний не воспримет звука, так как по отношению к нему давление неизменно.

Иначе обстоит дело для неподвижного микрофона или уха неподвижного наблюдателя; давление, несомое вращающейся лопастью пропеллера, то приближается, то удаляется от наблюдателя; следовательно, то усиливается, то ослабевает в зависимости от переменного расстояния, т. е. микрофон и ухо воспримут звук. Исключение будет в том случае, если наблюдатель находится на прямой, совпадающей с осью вращения пропеллера: в этом случае расстояние от наблюдателя давления, несомого лопастью пропеллера, остаётся неизменным. Опыт, если только он поставлен в чистых условиях отсутствия каких-либо отражений, отчётливо подтверждает такое заключение.

Тот же процесс образования звука можно представить себе несколько иначе.

Вырежем мысленно в плоскости вращения элемент среды. При каждом прохождении лопасти через этот элемент на него со стороны лопасти будут действовать силы (сила тяги, сила сопротивления вращению),двигающие этот элемент приблизительно перпендикулярно

к плоскости вращения; кроме того, в месте прохождения лопасти конечной толщины воздух будет раздвигаться в обе стороны.

Акустически можно уподобить этот элемент среды некоторому телу, которое одновременно и вибрирует, как твёрдое тело, и пульсирует, периодически раздуваясь и сжимаясь.

Каждый такой элемент воздуха является, таким образом, источником образования акустических колебаний во всём пространстве.

Очевидно, что спектр звука, обусловленного этим периодическим процессом, состоит из синусоидальных звуков, частоты которых кратны основной частоте, равной произведению числа оборотов пропеллера на число его лопастей.

Этот звук принято называть «звуком вращения». Но кроме звука вращения, образование которого возможно и в идеальной жидкости, в реальной жидкости, вследствие вихреобразования возле лопастей пропеллера, возникает так называемый «вихревой звук».

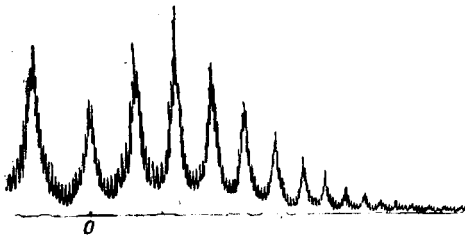


Рис. 1. Спектрограмма звука вращения.

Впервые раздельное наблюдение звука вращения и вихревого звука было произведено в лаборатории Н. Н. Андреева.

При этом воспользовались весьма простым, но чрезвычайно остроумным методом: помещали микрофон поблизости от плоскости вращения, недалеко от конца лопасти; в этом положении звук вращения весьма силен по сравнению с вихревым звуком.

На рис. 1 представлен спектр звука вращения, снятый анализатором Родмана. Отдельные пики, расположенные справа от пика, обозначенного цифрой ноль, представляют отдельные гармоники звука вращения; малые нерегулярности на пиках обусловлены следами вихревого звука. Осциллограмма (рис. 2), относящаяся к тому же опыту, также показывает вполне определённую периодичность; и здесь мелкие нерегулярности обусловлены наличием слабого вихревого звука.

Если микрофон расположить по оси вращения пропеллера, то вследствие выше указанной симметрии звук вращения вовсе не будет действовать на микрофон и последний запишет чистый вихревой звук; рис. 3 даёт осциллограмму последнего; нерегулярный характер колебаний в вихревом звуке выступает на ней весьма ярко. В соответствии с этим и спектр вихревого звука, изображённый на рис. 4, имеет вид сплошного спектра, содержащего непрерывное множество различных частот.

В литературе есть указания на возможность появления звука вследствие упругих колебаний лопасти и вала. Однако, ни в одном случае в обычных условиях эксплуатации пропеллера звук от вращений нами не наблюдался.

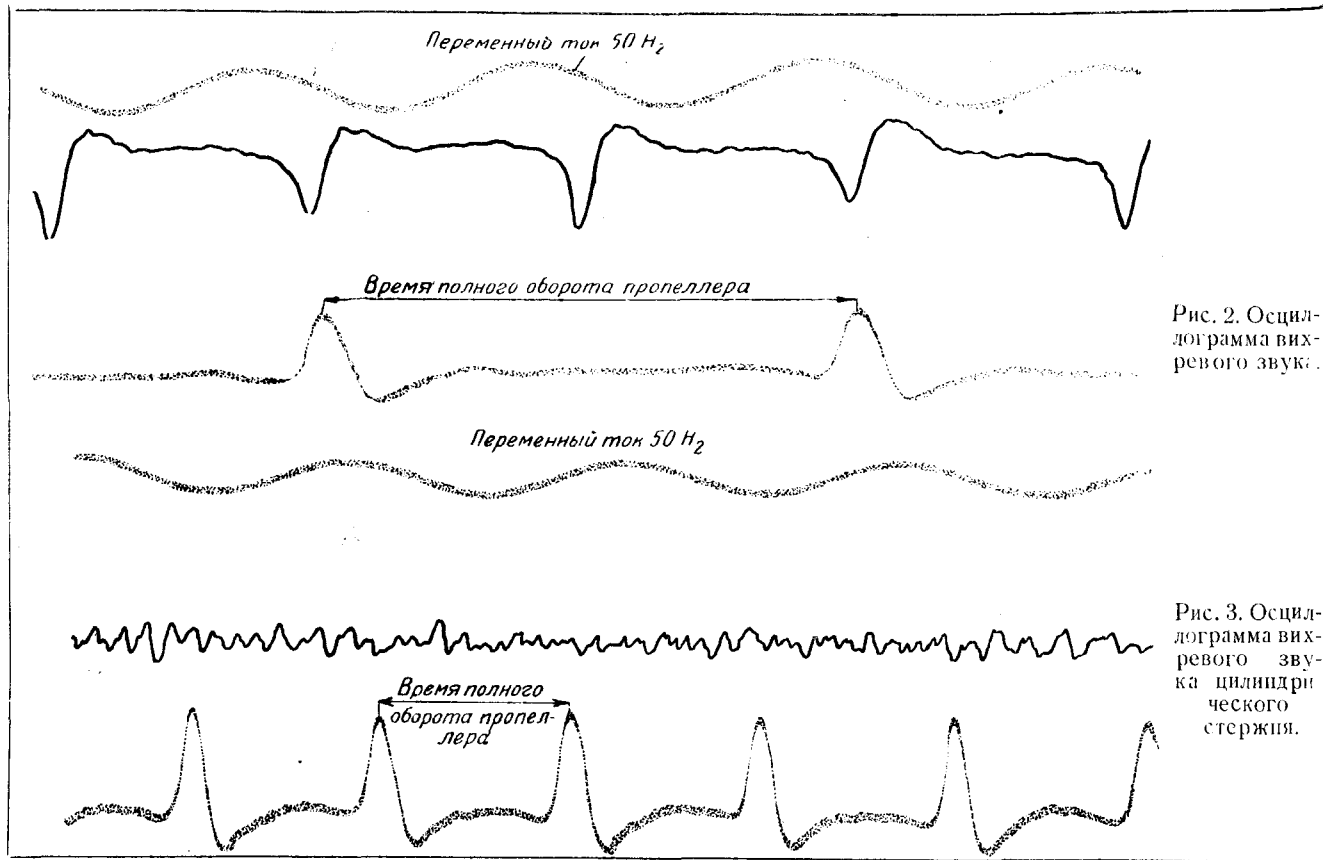


Рис. 2. Осциллограмма вихревого звука.

Рис. 3. Осциллограмма вихревого звука цилиндрического стержня.

В лаборатории Н. Н. Андреева были произведены некоторые работы для выяснения этого вопроса. Была проделана теоретическая работа по установлению возможности возникновения автоколебаний лопасти пропеллера за счёт наличия падающей части в функции зависимости сопротивления вращению от скорости вращения пропеллера. Оказалось, что такого рода колебания возникнуть не могут. Далее были поставлены опыты, при которых искусственно возбуждались довольно большие вибрации лопастей. В этих условиях было обнаружено некоторое повышение шума модели пропеллера, однако, в практической эксплуатации пропеллера эти условия отсутствуют.

Во всяком случае колеблющийся пропеллер представляет собой звуковую антенну порядка выше нулевого. При малых ширинах лопастей по сравнению с возможными здесь длинами волн сами условия излучения, как это известно из акустики, будут неблагоприятными. Кроме того, наблюдавшиеся на



Рис. 4. Спектрограмма вихревого звука пластины.

практике частоты колебаний пропеллера очень низки. Например, Картер¹⁾ приводит для частот колебаний значения 10—20 Hz, которые лежат ниже звуковых частот, воспринимаемых ухом.

Поэтому звукообразование от колебаний лопасти при решении общей задачи о шуме пропеллера может не рассматриваться, во всяком случае до тех пор, пока не будут изучены и достаточно заглушены главные источники этого шума — звук вращения и вихревой звук.

При сверхзвуковых скоростях движения отдельных элементов лопасти, превышающих местную скорость звука, возможно образование поверхностей сильного разрыва или, как их иначе называют, ударных волн. Процесс образования и распространения этих волн находится в связи с новыми, ещё не изученными акустическими явлениями в пространстве, окружающем пропеллер.

В связи с повышающимися концевыми скоростями пропеллеров, изучение этого источника звука крайне желательно; пока же в шуме современных пропеллеров этот звук отсутствует.

Франкль недавно решил задачу об аэродинамике пропеллера при наличии сверхзвуковых концевых скоростей. Весьма вероятно, что это решение позволит разобратся и в акустических явлениях пропеллеров с такими концевыми скоростями.

Большинство исследований касается изучения звука вращения и вихревого звука, всегда присутствующих в спектре общего шума пропеллера. Ниже будут изложены основные свойства и закономерности этих звуков.

1) Carter, Airscrew blade vibrations, I. A. S., 749, 1937.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ВИХРЕВОГО ЗВУКА

При обтекании твёрдого тела реальной жидкостью можно говорить о некотором «пограничном слое», прилегающем к телу; в этом слое сосредоточено действие вязкости. Стекая с тела, пограничный слой, как говорят, распадается, и при этом образуются вихри; этот процесс происходит довольно нерегулярно. Интенсивность образующихся вихрей зависит от характера обтекания, т. е. от формы лопасти и скорости набегающего потока.

Импульсы, связанные с вихреобразованием, являются источниками звука. На этот факт указал ещё Струхаль¹ при исследовании звуковых колебаний струн. Он обнаружил, что периодический отрыв воздуха и связанное с ним вихреобразование являются причиной возникновения звука, причём частота одного звука связана со скоростью и диаметром струны следующим безразмерным соотношением:

$$\frac{Nd}{V} = \text{const.} = 0,185$$

N — частота звука, d — диаметр струны, V — скорость движения).

Исследованию частот вихреобразования позади круглого цилиндра посвящено очень много работ²⁻¹². В результате этих исследований установлена зависимость безразмерной частоты $\frac{Nd}{V}$ от числа Рейнольдса $Re = \frac{Vd}{\nu}$ (ν — кинематический коэффициент вязкости). Для числа $Re > 1000$ частота $\frac{Nd}{V}$ от Re практически не зависит и равна 0,2.

Тщательному исследованию был подвергнут вопрос о частотах вихреобразования позади гладких пластин; несколько менее исследован тот же вопрос для крылообразных профилей при различных углах атаки¹).

Различные авторы¹¹⁻¹³ предлагают значение универсальной безразмерной частоты $\frac{NL}{V}$, равное от 0,165 до 0,180, справедливое для углов атаки в области $20^\circ < \alpha < 90^\circ$. Здесь $L = b \sin \alpha + \delta \cos \alpha$ (b — ширина пластины, δ — толщина пластины, α — угол атаки).

В области малых углов атаки имеет место сильная зависимость частоты от числа Re , и произведённые измерения ещё не полны. Всё же эти работы значительно облегчают задачу изучения вихревого звука пропеллера. Можно предполагать, что вихревой звук пропеллера обязан своим происхождением совокупному процессу вихреобразования позади его отдельных элементов, находящихся на разных расстояниях от оси вращения. Поэтому-то в отличие от линейчатого спектра, получающегося при вихреобразовании позади тел, обтекае-

¹) Угол атаки — угол между направлением скорости потока и прямой, соединяющей переднюю и заднюю кромки профиля лопасти.

мых плоским потоком жидкости с постоянной скоростью, спектр вихревого звука пропеллера оказывается непрерывным, ибо с известным приближением можно считать, что каждый элемент будет образовывать вихри со своей частотой, соответствующей его скорости и геометрическим особенностям.

Характер спектра будет определяться величинами звукового давления, зависящими от интенсивности вихреобразования для отдельных частотных полос этого спектра.

Впервые исследование вихревого звука было проведено Стоувелом и Демингом¹⁴.

В этой работе наибольший интерес представляют изменения спектров. Объектом исследования Стоувела и Деминга был звук, излучаемый

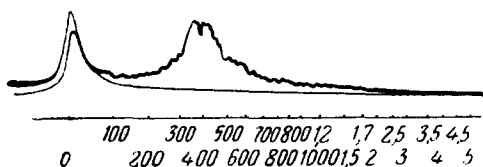


Рис. 5. Спектрограмма вихревого звука.

круглым цилиндрическим стержнем с диаметром ~ 12 мм, длиной ~ 60 см, вращающимся с различными скоростями в пределах 1080—1450 об/мин. Указанные авторы пользовались анализатором *NACA*; полученные ими спектры непрерывны, с максимумом

интенсивности в некоторой полосе частот. Полагая, что максимальное излучение соответствует концу стержня, Стоувел и Деминг получили совпадение этой частоты с безразмерной зависимостью Стру-

халя $\frac{Nd}{V} = 0,185$.

Более полное исследование этого вопроса было проделано автором¹⁵ в лаборатории Н. Н. Андреева. Здесь были произведены измерения спектров вихревого звука круглых и эллиптических цилиндрических стержней, пластины и модели пропеллера. Приёмником звука служил пьезокварцевый микрофон; анализ производился разработанным в лаборатории анализатором Родмана¹⁶. Характерная для всех изменений спектрограмма приведена на рис. 5. Она относится к круглому цилиндрическому стержню, диаметром 2 см и длиной около 60 см, вращающемуся со скоростью 27 об/сек. Применённая при опытах методика измерений позволила с достаточной точностью производить отсчёт той частоты спектра, на которой интенсивность звука максимальна.

На рис. 6 нанесён график зависимости частоты от числа оборотов n_s для стержней разного диаметра. В результате этих измерений

можно считать, что для цилиндрических стержней $\frac{Nd}{V} \approx 0,20$, где

N —частота максимальной интенсивности в спектре, относящаяся к элементу, расположенному на 0,8—1,0 длины стержня.

Точно такой же характер спектра получен при измерениях звука: вращающейся пластины и модели пропеллера. На рис. 7 изображена.

спектрограмма вихревого звука модели пропеллера. На рис. 8 отложены значения безразмерной частоты $\frac{NL}{V}$ для различных углов атаки.

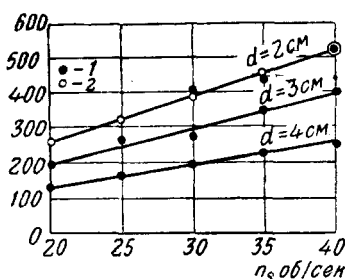


Рис. 6. Зависимость частоты вихревого звука цилиндра от числа оборотов.

1 — круглый цилиндр, 2 — эллиптический цилиндр.

При этом явление относится к некоторому концевому элементу ($R=0,9$,

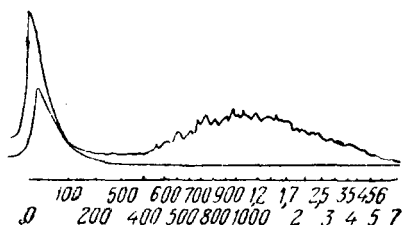


Рис. 7. Спектрограмма вихревого звука модели пропеллера.

R_0 для пропеллера) и за характерный размер принято число

$$L = b \sin \alpha + \delta \cos \alpha.$$

Из графиков видно, что в области больших углов атаки соотношение $\frac{NL}{V} = \text{const.}$ соблюдается для различных углов атаки.

Формула $N = \frac{\text{число } V}{b \sin \alpha + \delta \cos \alpha}$ объясняет большое различие в спектре вихревого звука моделей пропеллеров, осевых вентиляторов, натуральных пропеллеров, работающих на земле и в воздухе.

Для вентилятора, например, наиболее выраженные частоты вихревого звука лежат в области 200—400 Hz. Для пропеллеров, работающих на земле при обычных углах атаки, эти частоты лежат также в области 200—400 Hz. Когда же рассматривается пропеллер на летящем самолёте, частоты вихревого звука будут занимать область 2000—4000 Hz, так как угол атаки данного пропеллера сильно уменьшается в полёте по сравнению с вращением на неподвижном самолёте.

Интересным свойством вихревого звука пропеллера является картина направленности или распределение его вокруг пропеллера.

Стоувел и Деминг исследовали направленные свойства вихревого звука вращающегося цилиндрического стержня. Они установили, что максимум общей интенсивности излучается в направлении ос вращения; в плоскости вращения интенсивность звука спадает до нуля; тогда в этом направлении остаётся только звук вращения.

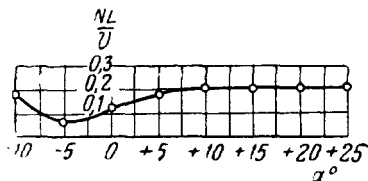


Рис. 8. Зависимость безразмерной частоты $\frac{NL}{V}$ модели пропеллера от угла атаки.

Практически такой же результат был получен Эрнстхаузенем¹⁷ для случая излучения от симметрично профилированного стержня, вращающегося с нулевым углом атаки.

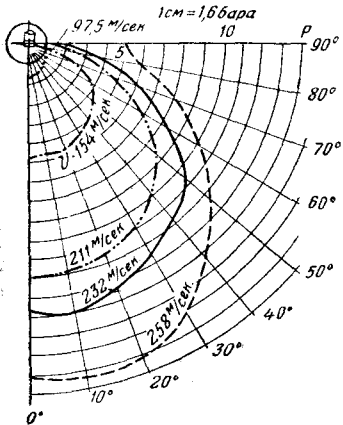


Рис. 9. Характеристики направленности вихревого звука.

были произведены измерения звука модели пропеллера для На рис. 10 представлена зависимость уровня интенсивности от скорости вращения винта, диаметром 0,8 м, при различных углах установки.

Кроме кривых для различных углов установки здесь нанесена кривая $40 \lg V$, соответствующая квадратичной зависимости звукового давления от скорости.

Такая зависимость выведена Н. Н. Андреевым из простых соображений размерности и довольно хорошо оправдывается в разных случаях, в особенности для пропеллера с уровнем шума 90 — 100 db. То обстоятельство, что кривые для малых углов атаки лежат параллельно кривой $40 \lg V$, свидетельствует о независимости безразмерной величины давления

направленности, снятые Эрнстхаузенем для различных скоростей вращения в широком диапазоне изменения скорости. В его опытах концевые скорости U доходят до значений, соответствующих натуральным пропеллерам.

Исследования направленности вихревого звука моделей пропеллера в лаборатории Н. Н. Андреева привели к тому же результату; кривая направленности имеет вид восьмёрки. Применение результатов исследования на моделях к большему пропеллерам, работающим на земле, не приводит к противоречиям. Здесь же в лаборатории уровня интенсивности¹⁾ вихревого различных установочных углов¹⁸.

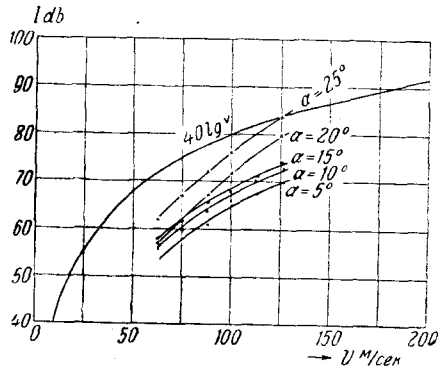


Рис. 10. Зависимость уровня интенсивности вихревого звука модели пропеллера от скорости вращения.

1) Уровень интенсивности звука $I = 20 \lg \frac{p}{p_0}$, где p — звуковое давление, p_0 — давление на пороге слышимости, принимаемое равным $2,04 \cdot 10^{-4}$ бара (для нормальных значений температуры и давления).

$\frac{P}{\rho V^2}$ от скорости, или числа Эйлера от числа Рейнольдса. При $\frac{P}{\rho V^2}$

больших углах этого не наблюдается. При таких углах уже наступает срыв струй с элементов лопасти, и естественно предположить, что более сильное нарастание интенсивности звука от скорости связано именно с этим интенсивным вихреобразованием. Для проверки этого предположения были сняты те же зависимости для случая вращающихся цилиндрических стержней, являющихся особенно удобным объектом исследования вследствие интенсивного вихреобразования. При этом оказалось, что ход кривой соответствует ходу кривых для больших углов модели пропеллера.

Исследования показали, что уровень интенсивности вихревого звука вблизи пропеллера и звука вращения в тех направлениях прослушивания, где они присутствуют оба, приблизительно одного порядка. В случае пропеллера на летящем самолёте, когда углы атаки очень малы, уровень интенсивности вихревого звука несколько меньше, чем звука вращения. Кроме того, выше указано, что частоты вихревого звука пропеллера на летящем самолёте будут порядка 2000—4000 Hz.

Последнее обстоятельство весьма существенно для оценки роли вихревого звука по сравнению со звуком вращения пропеллера при прослушивании летящего самолёта с земли.

Известно, что атмосфера обладает свойством поглощать звук, причём с возрастанием частоты звука это поглощение увеличивается. Так, например, для нашей оценки можно принять поглощение для звука с частотой 3000 Hz порядка 15—20 db на 1 км для обычных значений относительной влажности воздуха. Если иметь в виду, что звук вращения с частотами 50—200 Hz практически не поглощается атмосферой, то становится ясным преобладающее значение звука вращения в общем шуме пропеллера на больших расстояниях от летящего самолёта. К такому же выводу пришли Стоувел и Деминг¹⁹ при своих весьма интересных исследованиях шума двухлопастного пропеллера. Полученные в результате всех изложенных выше исследований закономерности вихревого звука пропеллера могут быть использованы при рассмотрении вихревых шумов других подобных источников. Сюда могут быть отнесены вихревые шумы вентиляционных установок, всякого рода вращающихся предметов, несущих поверхностей, различных стоек и расчалок на самолёте.

Кстати заметим, что самолётные вихревые шумы при возрастании скоростей полёта будут всё увеличиваться и могут иметь некоторое значение в общем шуме самолёта.

3. СПЕКТР ЗВУКА ВРАЩЕНИЯ ВБЛИЗИ ЛОПАСТИ ПРОПЕЛЛЕРА

Если поместить измеритель звукового давления вблизи лопасти вращающегося пропеллера, то записываемый при его помощи звук будет определяться давлением только близлежащих элементов лопасти.

Записывающими приборами могут быть осциллограф и всякого рода анализаторы. Первый прибор покажет изменение давления со временем; с помощью второго это давление представляется зависимым от частоты, т. е. получается спектрограмма. Для понимания физических процессов, связанных с звукообразованием, желательно прежде всего изучить переменное поле давления вблизи пропеллера.

Первые экспериментальные работы в этом направлении были проделаны, повидимому, японцами Обата, И. Иозиды, У. Иозиды²⁰, которые накопили большое количество осциллограмм звука различного типа моделей винтов. Эти измерения дали ясное представление о характере колебаний давления возле лопасти, которые собственно и являются источниками звука вращения. Дальнейший шаг в исследовании этого вопроса мог быть сделан после теоретической работы Б. П. Константинова, проделанной в 1934 г. в лаборатории Н. Н. Андреева. Здесь был поставлен вопрос о возможности вычисления импульса звука для случая вращающегося круглого цилиндрического стержня с помощью применения известного в аэродинамике метода расчёта давления возле бесконечного круглого цилиндра, движущегося в потенциальном потоке несжимаемой жидкости. Для этого на малых (1—2 диаметра цилиндра) расстояниях от поверхности цилиндра вычислялось распределение давления, представляющего собой, в зависимости от времени, связанного со скоростью вращения элемента стержня, периодически изменяющийся звуковой импульс, который может быть разложен в линейчатый спектр методом Фурье.

Произведённые опыты показали весьма хорошее совпадение с расчётом и формы импульса, и спектра. Позднее Эрнстхаузен¹⁷ вычислил импульс звука для элемента симметрично профилированного стержня. При этом он также вычислял распределение давления возле симметричного профиля, пользуясь плоским потенциальным потоком несжимаемой жидкости.

Для расчёта поля давления профиль заменялся диполем, на который накладывался параллельный поток. Форма рассчитанного импульса оказалась в согласии с опытом. Приближение к реальным профилям было сделано в лаборатории Н. Н. Андреева. Здесь были проделаны систематические вычисления импульсов и спектров звука для винтов с профилями Жуковского²¹. При вычислении давления вносилась поправка Прандтля-Глауэрта на сжимаемость¹⁾. На рис. 11 изображены импульсы для различных расстояний η от элемента ло-

1) Поправка Прандтля-Глауэрта заключается в том, что влияние сжимаемости учитывается соответствующим увеличением толщины профиля, а именно: распределение давления по профилю с толщиной δ в сжимаемой жидкости,

характеризуемой значением числа $B_a = \frac{V}{c}$, соответствует тому же в несжи-

маемой жидкости, но уже для профиля с толщиной $\frac{\delta}{\sqrt{1 - B_a^2}}$.

пасти модели пропеллера. Можно видеть сглаживание импульса при удалении от профиля.

Максимальное разрежение при удалении от профиля изменяется обратно пропорционально расстоянию; это хорошо согласуется с опытом. На больших расстояниях (более диаметра винта) производить расчёт невозможно из-за наличия влияния поля давления соседней лопасти¹⁾.

Разлагая импульс в ряд Фурье, получаем спектр звука, т. е. звуковое давление для каждой из дискретных частот. Оказывается, что на малых от лопасти расстояниях, при удалении от неё, спектр значительно обедняется обертонами.

Кроме этого, были установлены зависимости звукового давления от различных параметров элементов лопасти. Эти зависимости характеризуются следующими цифрами: от увеличения угла атаки на 1° давление увеличивается на 7^0 , возрастание относительной толщины профиля на 1% (по отношению к хорде) увеличивает давление на 16^0 . Эти зависимости удовлетворительно подтверждаются экспериментом на моделях. Мы должны здесь напомнить, что все эти результаты относятся к давлению, создаваемому действием отдельного элемента лопасти, а не всего пропеллера.

4. ЗВУКОВОЕ ПОЛЕ ПРОПЕЛЛЕРА

Изучение звукового поля на больших, по сравнению с диаметром, расстояниях от пропеллера представляет наибольший и непосредственный интерес.

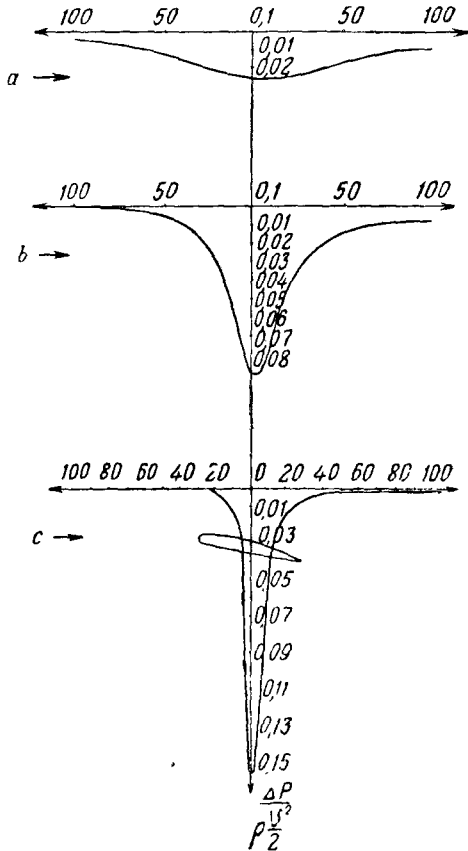


Рис. 11. Импульсы давления на различных расстояниях от элемента лопасти пропеллера.

¹⁾ Это явление известно в литературе как «эффект решётки».

В 1919 г. Лиам и Вебб²², исследуя зависимость звука от скорости вращения пропеллера, обнаружили, что звук этого источника обладает направленностью, т. е. распределяется вокруг пропеллера согласно определенным закономерностям, но отнюдь не равномерно, как это может наблюдаться при рассмотрении точечного излучателя.

Для определения характера направленности звука они акустическое воздействие пропеллера отождествили действием совокупности акустических источников и стоков. При этом сила таких источников, распределённых по дискам впереди и позади пропеллера, изменяется периодически с частотой, равной основной частоте звука вращения. Фазовые соотношения источников и стоков определялись вращением пропеллера. Совокупность источников и стоков составляют в данном случае диполи с осями, параллельными оси вращения пропеллера.

В этом случае амплитуда звукового давления пропорциональна выражению, определяющему характер направленности:

$$J_{mz} \left(\frac{3mz \omega R_0}{2c} \sin \vartheta \right) \sin \left(\frac{3mz \omega R_0}{4c} \cos \vartheta \right),$$

где J_{mz} — функция Бесселя первого рода mz -го порядка, m — номер гармоники, z — число лопастей, c — скорость звука, R_0 — радиус пропеллера, ω — частота вращения, ϑ — угол между радиусом-вектором из центра вращения в точку наблюдения и направления полета.

Из этого выражения видно, что характеристика направленности должна быть симметричной относительно плоскости вращения и звуковое давление должно обращаться в нуль в направлениях плоскости вращения ($\vartheta = 90^\circ$). И то, и другое опытом не подтверждается.

Другим предположением Лиамы и Вебба было представление о пропеллере только как о совокупности источников. В этом случае характеристика направленности определится выражением

$$J_{mz} \left(\frac{3mz \omega R_0}{2c} \sin \vartheta \right).$$

Характеристика направленности будет при этом опять симметричной относительно плоскости вращения. Вычисленные по упомянутым теориям характеристики направленности изображены на рис. 12.

Пэрис²³ скомбинировал обе эти теории, заменив пропеллер совокупностью диполей и источников. После целого ряда весьма искусственных предположений он пришёл для характеристики направленности к выражению

$$J_{mz} \left(\frac{3mz \omega R_0}{2c} \sin \vartheta \right) \{ 2,6 - 2 \sin (6mz \omega R_0 \cos \vartheta) \},$$

которое удовлетворительно описывает полученную им же для основного тона экспериментальную характеристику направленности. Как видно, настоящие теории не дают возможности вычислить абсолютное

значение звукового давления и не устанавливают связи акустических характеристик пропеллера с его аэродинамическими свойствами.

Искусственность предпосылок является также большим недостатком изложенных теорий. Изложение количественных теорий целесообразно начать с более поздней, как полнее учитывающей особенности звукообразования пропеллера. Существовавшие ранее теории могут быть получены как частные случаи этой общей теории, которая, однако, не является самостоятельной, а находится в определённой связи с ранее существовавшими.

Эта количественная теория была разработана Е. А. Непомнящим¹⁸ в 1941 г. Основные гипотезы, которые положены в основу расчёта, таковы.

1. Для вычисления звукового поля вокруг пропеллера с достаточной точностью можно воспользоваться линейным волновым уравнением:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - c^2 \Delta \varphi = 0, \quad (1)$$

где звуковой потенциал φ связан с давлением и скоростью соотношениями:

$$p = \rho_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t}; \quad V = \text{grad } \varphi. \quad (2)$$

В этом случае для m -й гармоники звукового потенциала в некоторой точке пространства M справедливо выражение

$$\varphi_{mM} = -\frac{1}{4\pi} \iint_S (V_n)_S \frac{e^{-jkr}}{r} dS + \frac{1}{4\pi\omega\rho} \iint_S (p)_S \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-jkr}}{r} \right) dS, \quad (3)$$

позволяющее вычислить φ_{mM} , если будут известны величины нормальных скоростей V_n и давление p на некоторой поверхности S , охватывающей пропеллер на таком расстоянии от него, что вне её можно считать распространение звука совершающимся согласно (1).

В первом приближении за граничную поверхность S принималась поверхность пропеллера.

2. Граничные возмущения V_n и p на поверхности лопастей можно вычислить на основании плоского движения сжимаемой идеальной жидкости или же задавать соответствующие экспериментальные значения.

Выражение (3) показывает, что действие воздушного винта эквивалентно в акустическом отношении совокупному действию источников (первый член) и диполей (второй член), интенсивность и момент которых определяются свойствами пропеллера. Соответственно с этим

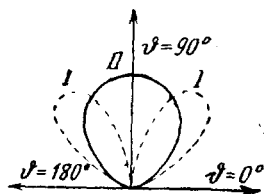


Рис. 12. Характеристики направленности по теории Линама и Вебба.
I — первая теория, II — вторая теория.

разделим суммарное излучение на излучение нулевого порядка (источники — нормальные скорости) и излучение первого порядка (диполи — давление).

Выражению (3) можно придать иной вид:

$$\varphi_{nM} = -\frac{1}{4\pi} \iint_S V_{nm} \frac{e^{-jkr}}{r} dS + \frac{1}{4\pi\omega\rho} \iint_S [dX_m \cos(r, x) + dY_m \cos(r, y) + dZ_m \cos(r, z)] \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{e^{-jkr}}{r} \right), \quad (4)$$

где dX , dY , dZ — компоненты сил давления, действующих со стороны пропеллера на соприкасающийся с ним элемент поверхности среды. Периодически действующие силы и нормальные скорости могут быть представлены в виде:

$$\left. \begin{aligned} dX_m &= -\frac{dQ(R)}{aR} \frac{R}{a} K_{Qn} e^{jmz\omega t - jnz\theta - j\eta_m \sin \theta} dR d\theta, \\ dY_m &= \frac{dQ(R)}{aR} \frac{R}{a} K_{Qn} e^{jmz\omega t - jnz\theta - j\eta_m \cos \theta} dR d\theta, \\ dZ_m &= -\frac{dP(R)}{aR} \frac{R}{a} K_{Pn} e^{jmz\omega t - jnz\theta - j\varepsilon_m} dR d\theta, \\ V_{nm} &= VK_{Vnm} e^{jmz\omega t - jnz\theta - j\lambda_m}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Здесь $Q(R)$ и $P(R)$ — сила сопротивления вращению и сила тяги элемента лопасти на расстоянии R от оси вращения; a — проекция ширины лопасти на плоскость вращения; m — номер гармоники; z — число лопастей; ω — частота вращения пропеллера; θ — полярный угол в плоскости вращения; $V = \sqrt{(\omega R)^2 + V_0^2}$ — полная скорость элемента лопасти (V_0 — скорость полёта самолёта); K_{Qm} , K_{Pm} , K_{Vnm} — гармонические коэффициенты, представляющие собой модули разложения в ряд Фурье кривых распределения вдоль проекции a сил $Q(R)$, $P(R)$ и нормальных скоростей V_n ; η_m , ε_m , λ_m — начальные фазы этих разложений. Период, по которому разлагаются эти граничные импульсы, равен $\frac{2\pi}{z\omega}$.

В результате некоторых вычислений для амплитуды некоторой гармоники звукового давления в точке пространства $M(r_0, \theta)$ получено выражение:

$$\begin{aligned} |\bar{p}_m| &= \frac{mz\bar{U}_c^2}{r_0} \left| \int_0^1 \left\{ K_{Vnm} \cos \chi_n \sqrt{V_0^2 + \bar{R}^2} + \right. \right. \\ &+ j \frac{4K_{Qn} dT(\bar{R})}{\pi^3 a R^3 d\bar{R}} \cos \eta_m - j \frac{4K_{Pm} \bar{U}_c \cos \theta}{\pi^2 a} \times \\ &\left. \left. \times \frac{dP(\bar{R})}{d\bar{R}} \cos \varepsilon_m \right\} \left| J_{mz}(mz\bar{U}_c \bar{R} \sin \theta) \bar{R} d\bar{R}, \right. \end{aligned} \quad (6)$$

где введены относительные величины: $\bar{v}_m = \frac{n_m}{c^2}$, $\bar{U}_c = \frac{\omega R_0}{c}$ — относительная концевая скорость; $\bar{r}_0 = \frac{r_0}{R_0}$ — относительное расстояние до центра пропеллера; $\bar{R} = \frac{R}{R_0}$; $\bar{V} = \frac{V}{\omega R_0} \sqrt{V_0^2 + R^2}$, $\bar{p} = \frac{p}{R_0}$ — радиус нерабочей части пропеллера; $\bar{a} = \frac{a}{R_0}$, $dP(\bar{R}) = \frac{dP(\bar{R})}{\rho n_s^2 D_0^4}$, $dT(\bar{R}) = \frac{dT(\bar{R})}{\rho n_s^3 D_0^3}$ — элементарная мощность; n_s — число оборотов в секунду; D_0 — диаметр пропеллера.

Кроме того, здесь J_{mz} — функция Бесселя первого рода, ϑ — угол прослушивания, т. е. угол между радиусом-вектором r_0 из центра вращения в аупункт и направлением полёта самолёта. Формула (6) является расчётной формулой для звукового давления. Её можно значительно упростить, если воспользоваться теоремой о среднем вместо трудоёмкого интегрирования вдоль по радиусу пропеллера.

Тогда выражение для уравнения интенсивности примет вид:

$$I_m = S(mz, \bar{U}_c, \vartheta) + 10 \lg [(0,1785 + 0,1347 \lambda) K_{V_{nm}}^2 + (0,3055 \frac{K_{Qm} \cos \eta_m}{za} \beta - 0,4053 \frac{K_{Pm} \cos \varepsilon_m \bar{U}_c \cos \vartheta}{za} a)^2] - 20 \lg \bar{r}_\Delta, \quad (7)$$

где $a = \frac{P}{\rho n_s^2 D_0^4}$ — коэффициент тяги; $\beta = \frac{T}{\rho n_s^2 D_0^5}$ — коэффициент мощности; $\lambda = \frac{V_0}{n_s D_0}$ — относительная поступь пропеллера; $\bar{r}_\Delta = \frac{r_0}{R_0} \cdot \frac{1}{\Delta}$ — «приведённое расстояние» ($\Delta = \frac{\rho}{\rho_0}$ — относительная плотность воздуха); $S(mz, \bar{U}_c, \vartheta)$ — «функция излучения», определяющая главную зависимость уровня интенсивности звука от скорости и числа лопастей.

Нужно указать, что формула (7) получена для значения среднего радиуса $\bar{R}_{cp} = 0,65$, которое для больших значений чисел mz должно быть увеличено, соответственно чему изменится и формула (7).

С некоторой степенью точности можно принять следующие значения среднего радиуса для различных чисел: $mz = 2$, $\bar{R}_{cp} = 0,65$; $mz = 3$, $\bar{R}_{cp} = 0,7$; $mz = 4$, $\bar{R}_{cp} = 0,75$; $mz \geq 6$, $\bar{R}_{cp} = 0,8$.

Для большей точности расчёта нужно, конечно, пользоваться формулой (6), так как величина звукового давления очень чувствительна к изменению \bar{R}_{cp} , однако для практических расчётов по оценке шумности пропеллеров с успехом может быть применена формула (7). Производство расчёта значительно облегчено тем, что

составлены графики для функции излучения S и для гармонических коэффициентов, в зависимости от параметров дужки пропеллера.

Прежде чем приступить к дальнейшему изложению закономерностей звука вращения и обсуждению соответствия их с экспериментальными данными, остановимся кратко на теоретических работах, предшествовавших изложенной выше.

В 1936 г. Л. Я. Гутиным²⁴ предложена весьма остроумная и простая теория расчета звукового поля пропеллера, которая явилась первой серьезной попыткой рационального изучения этой проблемы. Автор исходил из следующих предпосылок. Известно, что на каждый элемент пропеллера действуют сила тяги и сила сопротивления вращению. На элемент среды, прилегающей к лопасти пропеллера, действуют периодически возмущающие силы, равные по величине силам тяги и сопротивления вращению и противоположные им по направлению.

При определении звукового поля Гутин пользуется выражением для звукового потенциала от сосредоточенных сил:

$$\varphi = \frac{i}{4\pi\rho kc} \left(X \frac{\partial}{\partial x} + Y \frac{\partial}{\partial y} + Z \frac{\partial}{\partial z} \right) \frac{e^{-ikr}}{r}, \quad (8)$$

где компоненты сил X , Y , Z вычисляются в зависимости от тяги и момента сопротивления. Если точка наблюдения отстоит далеко от плоскости вращения, то получается следующее выражение для амплитуды некоторой гармоники звукового давления:

$$|p_m| = \frac{mz\omega}{2\pi cr_0} \left\{ \left[-P \cos \vartheta + \frac{c}{\omega R_1} M \right] J_{mz}(kR_1 \sin \vartheta) \right\}, \quad (9)$$

где P — сила тяги пропеллера; M — момент сопротивления; R_1 — некоторый средний радиус, принимаемый Гутиным равным $0,7$ от радиуса винта и зависимым от распределения аэродинамических сил вдоль по лопасти.

Расчеты звукового поля по этой, весьма изящной, формуле дали удовлетворительное совпадение с измерениями Кемпа для основного тона; для второй и более высоких гармоник теория расходится с опытом, причём это расхождение значительно увеличивается с увеличением номера гармоники. Это несоответствие вытекает из несовершенства теории и расчёта.

Расчёт звукового поля проводится здесь по формуле (8), которая представляет только одну часть решения волнового уравнения, а именно, ту часть, которая определяется силами, действующими на среду [сравнить с формулой (4)]. Вторая часть решения, т. е. излучение нулевого порядка, здесь не учитывается. Анализ же излучения нулевого порядка показывает, что учитывать его надо как для основного тона, так и, особенно, для гармоник. Ниже будет ясно показано значение нулевого излучения. Кроме этого несовершенства теории, расчёт высших гармоник страдает неточностью вследствие

произвольности в задании аэродинамических сил по ширине лопасти. В практически встречающихся случаях эти ошибки могут быть уже существенными для первой и второй гармоник. С принципиальной стороны эти недостатки теории Гутина были преодолены в 1937—1938 гг. в лаборатории Н. Н. Андреева²¹.

Однако, громоздкость вычисления и отсутствие в построенной здесь теории прямой связи акустических характеристик пропеллера с его аэродинамическими параметрами не дали возможности использовать эту теорию для практических расчётов. Но, с другой стороны, она сыграла известную роль в создании вышеизложенной теории, в которой пространство, окружающее винт, было разделено на две части: непосредственно прилегающую к пропеллеру и удалённую от него. Вычисление давления и скоростей вблизи пропеллера проводилось согласно уравнениям плоского движения идеальной несжимаемой жидкости и вносилась поправка Прандтля-Глауэрта на сжимаемость. Вычисленные таким образом источники возмущений на некоторой граничной поверхности служили граничными условиями при решении волнового уравнения для пространства, удалённого от пропеллера. В более точном расчёте граничная поверхность выбиралась на таком расстоянии от плоскости вращения пропеллера, чтобы, с одной стороны, был возможен расчёт по уравнениям плоского движения и, с другой стороны, возмущения на ней были бы малы настолько, чтобы оказались справедливыми линейные акустические уравнения. Расчёт звукового поля привёл к удовлетворительному совпадению с опытом.

Несколько позднее, в 1938 г., Эрнстхаузен и Вильмс²⁵ предложили расчёт звука вращения, основанный на аналогичных предположениях. Они воспользовались полным решением волнового уравнения, т. е. формулой (3). Выразив нормальную скорость через толщину лопасти, а разность давлений через циркуляцию вокруг соответствующих элементов лопасти, они получили следующую формулу для потенциала в некоторой точке пространства:

$$|\varphi_{mM}| = -mz\omega K_m \left[\int_0^R \delta f_1(R) j_{mz} \left(mz \frac{U}{c} \sin \vartheta \right) R dR + \right. \\ \left. + j \frac{2\pi}{mc} \int_0^{R_0} \Gamma \cos \vartheta f_2(R) J_{mz} \left(mz \frac{U}{c} \sin \vartheta \right) R dR \right],$$

где K — коэффициент разложения в ряд Фурье прямоугольного импульса; $f_1(R)$ и $f_2(R)$ — некоторые функции распределения нормальных скоростей и циркуляции вдоль лопасти; δ — толщина лопасти; U — окружная скорость.

Вычисленная по этой формуле характеристика направленности получается симметричной относительно плоскости вращения. Причина этого расхождения теории с экспериментом состоит в допущенных

авторами ошибок, основная из которых заключается в неправильном представлении излучения первого порядка. Совершенно правильно выразив разрыв потенциала через циркуляцию элемента или его подъёмную силу, они не разложили ее на силу тяги и силу сопротивления вращению, а направили её по направлению силы тяги пропеллера. Это обстоятельство и обусловило, главным образом, ошибку как качественную, так и количественную.

В 1938 г. Деминг²⁶ рассмотрел задачу о звуке пропеллера с элементами без подъёмной силы, т. е. задачу о нулевом излучении. Он исходил из соотношения Рейли

$$d^2\varphi = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi}{dn} \frac{e^{-jkr}}{z} dS$$

и пришёл к следующему выражению для амплитуды звукового давления

$$|p_m| = \frac{\rho_0 m z H R_0 A_{mz}}{z_0} \Pi K^2 U^2 J_{mz}(kR_0 \sin \theta),$$

где H и K — эмпирические коэффициенты, определяемые из эксперимента; Π — некоторая функция от формы и размеров профиля, которую Деминг приближённо полагает равной $\Pi = \frac{a}{b}$ ($a = \frac{\delta}{2}$ — полутолщина, b — хорда); $A_{mz} = \frac{mz^2 b^2}{4\pi R^2}$ — коэффициент разложения прямоугольного импульса в ряд Фурье.

Экспериментальная проверка этой теории показала хорошее совпадение расчёта с экспериментом для первых трёх гармоник. Для более высоких гармоник Деминг вводит дополнительные эмпирические множители для получения совпадения с экспериментом.

Не лишне будет отметить, что возможность сопоставления теории нулевого излучения с измерениями звука от пропеллера с симметричными профилями затрудняется тем обстоятельством, что этот пропеллер, поглощая мощность на своё вращение в реальной среде, будет создавать ещё звук, обусловленный излучением первого порядка (силы). На это обстоятельство Деминг не обратил внимания.

Позднее Деминг²⁷ сделал попытку усовершенствования теории Гутина, которая свелась к тому, что он, разложив функцию Бесселя в ряд и введя распределение аэродинамических сил вдоль радиуса пропеллера, проинтегрировал выражение для амплитуды звукового давления по радиусу. Полученное при этом различие с теорией Гутина даёт незначительные количественные расхождения, но, конечно, не изменяет расчёта с принципиальной стороны и не устраняет известных недостатков гутинского расчёта. Большой интерес представляют измерения Деминга, произведённые на сопоставления с теорией, которыми мы ниже и воспользуемся с этой же целью.

Деминг производил свои измерения над моделью двухлопастного пропеллера, диаметром 2,9 м, лопасть которого имела в сечениях

профиля *RAF* и была установлена под углом 5° . Замеры делались на расстоянии 25 м от оси пропеллера; при снятии диаграмм направленности поддерживалось постоянное число оборотов $n = 1700 \text{ об/мин.}$ и измерения производились по окружности через 15° . Звук воспринимался электродинамическим микрофоном и после соответствующего усиления записывался автоматическим анализатором тонов. Аппаратура была тщательно градуирована и допускала измерение абсолютных значений звукового давления с точностью до 5% . Условия измерений были специально подобраны. На рис. 13 нанесена полярная диаграмма по измерениям Деминга для одной из трёх

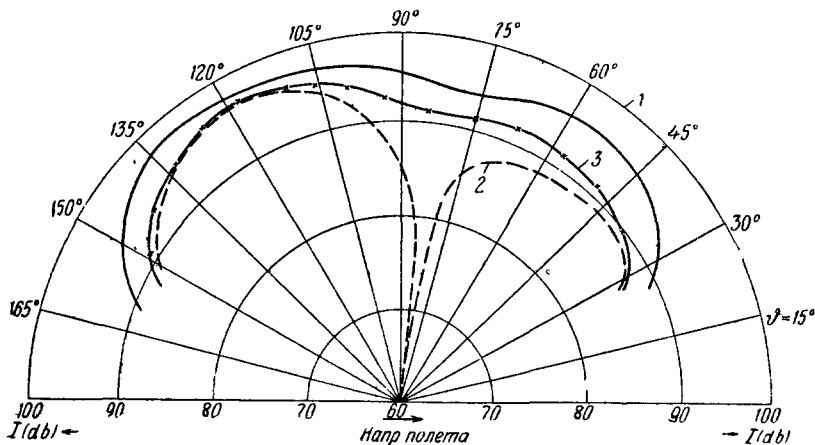


Рис. 13. Полярная диаграмма для основного тона звука вращения.
1 — эксперимент, 2 — теория Гутина, 3 — теория Непомнящего.

гармоник звука вращения (первая гармоника) и соответствующая расчётная кривая, вычисленная по теориям Гутина и Непомнящего, причём звуковое давление пересчитано на уровни интенсивности и отложено в децибалах. Для второй гармоники получается аналогичная кривая; несколько иначе выглядит направленность третьей гармоники (рис. 14).

Рассмотрение этих кривых приводит к заключению, что теория удовлетворительно описывает детали характеристик направленности и даёт хорошее количественное совпадение расчёта с экспериментом, особенно в направлениях максимального излучения звука.

Из этих же кривых следует, что учитывать излучение нулевого порядка необходимо и для основного тона; оно объясняет отсутствие в действительности нулевого значения амплитуды звукового давления в направлениях, отличных от $\vartheta = 0^\circ$ и $\vartheta = 180^\circ$, тогда как по теории Гутина получается побочный спад звука до нуля в направлении $0^\circ < \vartheta < 180^\circ$.

Кроме полярных диаграмм Деминг произвёл измерения звукового давления для четырёх гармоник при различных скоростях вращения.

Интересно сопоставить относительный ход зависимости звукового давления от окружной скорости, получающийся из расчёта и эксперимента.

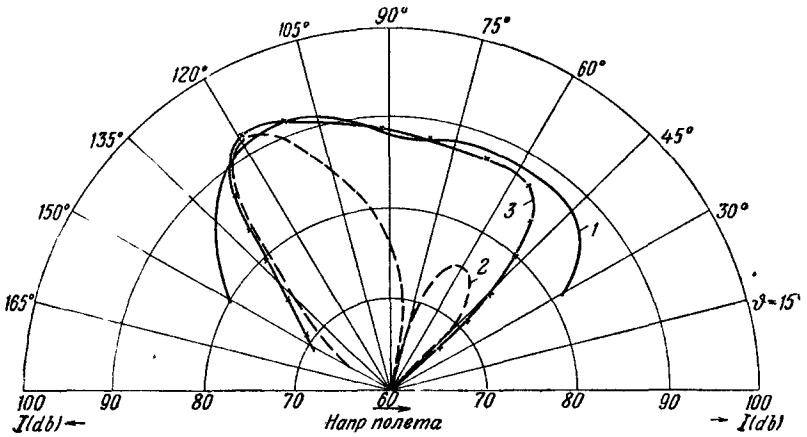


Рис. 14. Полярная диаграмма для второго обертона. 1 — эксперимент, 2 — теория Гутина, 3 — теория Непомнящего.

Выше было указано, что зависимость звука от окружной скорости и числа лопастей определяется функцией излучения $S(mz, \bar{U}_c, \theta)$.

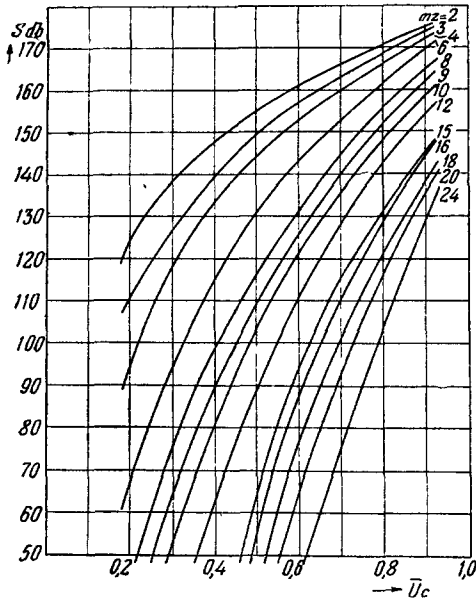


Рис. 15. График функции излучения $S(mz, U_c, \theta)$ для направления прослушивания $\theta = 90^\circ$. Совпадение получается очень хоро-

шо. На рис. 15 для иллюстрации приведена функция излучения S для значения угла прослушивания $\theta = 90^\circ$ (плоскость вращения).

Из графика видно, что для данного направления θ зависимость от окружной скорости различна для различных чисел mz , причём несущественно, за счет чего изменилось mz — из-за числа лопастей или из-за рассмотрения другой гармоники. Деминг измерил различные гармоники спектра под разными углами θ . На рис. 16 нанесены экспериментальные зависимости Деминга и соответствующие определённым углам θ и числам mz теоретические кривые за-

висимости звука от скорости.

шее за исключением больших значений скоростей, где экспериментальные кривые идут немного выше теоретических. Это отклонение может быть объяснено влиянием сжимаемости при больших скоростях, которое не учитывается представленными теоретическими кривыми, но, вообще говоря, может быть учтено в данной теории. В области малых скоростей зависимость уровня интенсивности от скорости более сильная, чем при больших скоростях (рис. 16). Поэтому желательно произвести сравнение теории с измерениями при малых скоростях.

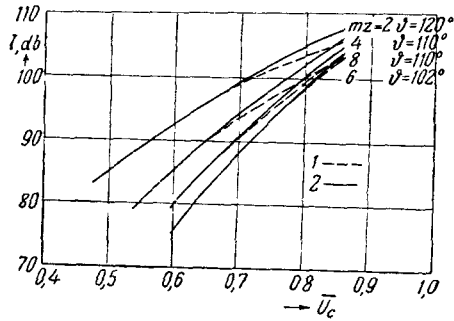


Рис. 16. Зависимость уровня интенсивности звука вращения от окружной концевой скорости для различных чисел mz и углов δ .

1 — эксперимент, 2 — теория

На рис. 17 даны экспериментальные зависимости уровня интенсивности от окружной скорости, снятые на моделях двухлопастных пропеллеров при различных углах γ установки лопастей. Представленные уровни интенсивности могут быть отнесены только к основному тону, т. е. числу $mz=2$ и направлению $\delta=90^\circ$. Кривые рис. 17 сняты в лаборатории Н. Н. Андреева на металлической модели, диаметром 0,8 м; имеются аналогичные определения Обата, Кавада, У. Иозиды и И. Иозиды²⁸ на метровой модели пропеллера. На графике отложен отрезок теоретической кривой, который, как это видно, достаточно параллелен экспериментальным кривым; это указывает на совпадение теории с опытом и при малых скоростях вращения.

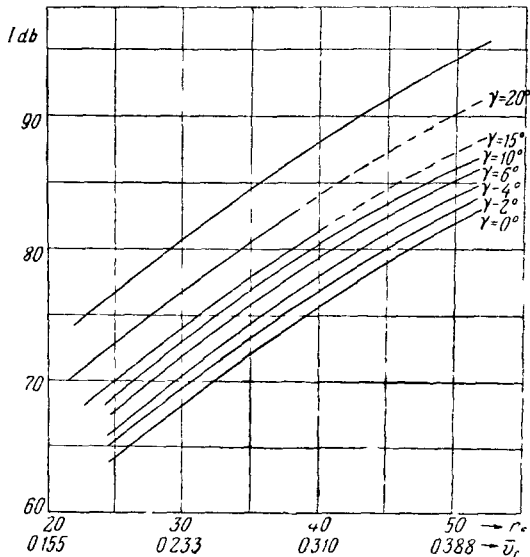


Рис. 17. Зависимость уровня интенсивности звука вращения модели пропеллера от окружной концевой скорости.

Эти сопоставления опытных зависимостей с функциями излучения $S(mz, \bar{U}_c, \theta)$ указывают на соответствие теории и опыта по зависимости звука от окружной скорости \bar{U}_c , угла прослушивания θ и числа mz . Зависимость интенсивности звука от шага, толщины и ширины лопасти определяется, главным образом, через изменение от этих параметров коэффициентов мощности β и тяги α , которые линейно входят в выражение для звукового давления.

Ширина лопасти, кроме того, оказывает известное влияние на распределение гармоник в спектре. Это влияние проявляется через отношение ширины граничного импульса τ и периода разложения T .

Грубо говоря, для первых гармоник звуковое давление изменяется пропорционально изменению $\frac{\tau}{T}$, т. е. оно возрастает приблизительно пропорционально ширине лопасти.

Вернёмся к кривым рис. 15.

Из них можно сделать весьма любопытный вывод: при малых окружных скоростях в спектре звука преобладает только основной тон; при больших скоростях удельный вес высших гармоник значи-

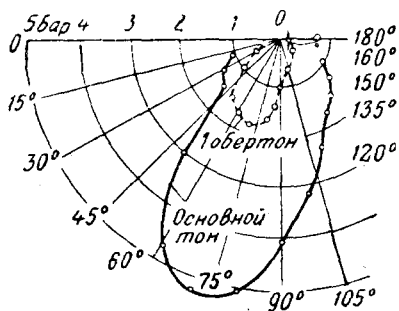


Рис. 18. Характеристика направленности звука четырёхлопастного пропеллера, измеренная с земли при полёте самолёта.

тельно повышается и они могут преобладать в спектре звука пропеллера. Это свойство звука вращения подтверждается всеми известными измерениями. Эрнстхаузен и Вильмс²⁵ подтвердили этот факт своими измерениями звука пропеллера на летящем самолёте. Измерения производились с помощью быстро действующего спектрометра Сименса и Гальске. Были испытаны двух-, трёх-, четырёхлопастные пропеллеры с различными окружными скоростями.

Характеристики направленности снимались при движении самолёта по прямой, причём показатель углов наблюдения был автоматически связан со спектрометром. В дальнейшем нужно было осуществить пересчёт показаний на одинаковое расстояние. Для примера приведём характеристику направленности для четырёхлопастного пропеллера (рис. 18). Скорость вращения авторы не приводят, а характеризуют её как «среднюю». Вероятно, что конечная скорость была порядка 0,8 от скорости звука.

Из рис. 18 видно, что характеристики направленности необычно (для случая работы пропеллера на земле) повёрнуты в направлении полёта самолёта. Этот спад характеристики направленности можно объяснить некоторым запаздыванием звука относительно момента

фиксирования самолёта с земли и характеризовать углом $\Delta\theta = \frac{V_0}{c}$ (V_0 — скорость полёта).

Для построения истинной картины направленности необходимо, следовательно, вносить эту угловую поправку, которая при обычных скоростях полёта может достигать $15—20^\circ$.

В случае движущегося самолёта необходимо ещё вносить поправку на изменение частоты вследствие эффекта Доплера, которая может достигать $\pm 20—30\%$ для практически интересных случаев.

В заключение можно сказать, что, хотя основные свойства звука пропеллера и его закономерности довольно всесторонне изучены, однако, налицо ещё много важных и интересных вопросов, требующих внимания и теоретиков, и экспериментаторов. К этим вопросам можно, пожалуй, отнести: изучение интенсивности вихревого звука, акустических явлений при сверхзвуковых скоростях отдельных элементов лопасти, более систематическое исследование звука пропеллера на летящем самолёте, вопросы всякого рода интерференции и, конечно, в поле зрения каждого исследования должны лежать вопросы распространения звука в реальной атмосфере.

ЛИТЕРАТУРА

1. Strouhal, Wied. Ann., **5**, 216, 1878.
2. H. Benard, C. R., **147**, 839, 1908; **156**, 1003, 1913; **156**, 1225, 1913.
3. Th. v. Karman u. H. Rubach, Physik. Z., **13**, 49, 1912.
4. Krüger u. A. Lauth, Ann. Physik, **44**, 801, 1914.
5. Krüger, Ann. Physik, **60**, 279, 1919.
6. E. F. Reif, Phil. Mag., **42**, 173, 1921.
7. Richardson, Proc. Phys. Soc., **36**, 153, 1924.
8. A. Thom, Rep. and Mem., p. 1373, 1930.
9. Tyler, Phil. Mag., **11**, 849, 1931; **14**, 990, 1932.
10. C. Samichela P. Dupin, J. Rheology, **3**, 4, 1932.
11. Blenk, Fuchs u. Liebers, Luftforschung, **12**, 38, 1935.
12. R. Lehnert, Physik. Z., **13—14**, 476, 1937.
13. A. Fege a F. C. Johansen, Proc. Roy Soc., **116**, 170, 1927.
14. E. Z. Stowell a. A. F. Deming, JSA, **7**, 190, 1936.
15. Е. А. Непомнящий, Журнал технич. физики, **10**, 1800, 1940.
16. М. И. Родман, Журнал технич. физики, **5**, 8, 2, 1935.
17. W. Ernsthausen, Luftforschung, **13**, 1936.
18. Е. А. Непомнящий, Труды ЦИАМ, вып. 39, 1941.
19. E. Z. Stowell a. A. F. Deming, JSA, **7**, 190, 1936.
20. Obata, I. Iosida, U. Iosida, Rep. Aeron. Res. Inst. (Tokyo), № 132, 1935; № 134, 1936.
21. Е. А. Непомнящий, Журнал технич. физики, **9**, 1227, 1939.
22. E. I. Lynam a. H. A. Webb, Aeron. Res. Comm. Rep. a. Met., № 596, 649, 1919.
23. E. T. Paris, Phil. Mag., **15**, 99, 1932.
24. Л. Я. Гутин, Журнал технич. физики, **6**, 899, 1936.
25. W. Ernsthausen u. W. Williams, Akust. Z., **1**, 20, 1939.
26. A. E. Deming, NACA, Tech. Notes, s. 605, 1937.
27. A. E. Deming, JSA, июль, 1940.
28. Obata, Kawada, I. Iosida, U. Iosida, Rep. Aeron. Res. Inst. (Tokyo), 141, 1936.