

О СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН ¹⁾.

Л. И. Мандельштам и Н. Д. Папалекси

Возможно более точное определение c_0 — «скорости света в вакууме» — является весьма важной задачей измерительной физики. Среди так называемых постоянных природы величина c_0 занимает существенное место. С одной стороны, c_0 — основная постоянная всей теории электромагнетизма. С другой же стороны, c_0 является скоростью распространения света и вообще электромагнитных возмущений в вакууме, т. е. «скоростью распространения света» в собственном смысле слова. Наконец, точное опытное определение ряда других фундаментальных физических величин связано со знанием точного значения c_0 .

Может быть стоит указать на то, что так называемые универсальные постоянные определены в настоящее время с весьма различными степенями точности ¹. Так, точность определения элементарного заряда $e = (4,8025 \pm \pm 1 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-10}$ CGS оценивается около $2 \cdot 10^{-4}$. Приблизительно с той же точностью известна и постоянная h Планка: $h/e = (1,3793 \pm 2,3 \cdot 10^{-4}) 10^{-17}$ CGS. Постоянная Ридберга $R_\infty = 109\,737,30_3 \pm 0,017$ см⁻¹ определена с большей точностью, а именно, до $2 \cdot 10^{-7}$. Заметим уже здесь, что скорость света c_0 определена в настоящее время с точностью до $1,3 \cdot 10^{-5}$: $c_0 = 299\,776 \pm 4$ км/сек.

Для определения c_0 применялось, как известно, большое количество разнообразных методов: астрономических ^{2,3} (как методы определения c_0 , имеющих в настоящее время только историческое значение) и земных, как прямых, так и косвенных. Косвенный метод определения c_0 из сравнения электромагнитных и электростатических единиц дал в опытах Роза-Дорсей ⁸ значение $c_0 = 299\,790 \pm 30$ км/сек. Метод стоячих волн в системе Лехера (опыты Мерсье ⁹) дал $c_0 = 299\,790 \pm 20$ км/сек. В настоящее время наиболее точное значение для c_0 получено из непосредственного определения скорости света при помощи методов, являющихся по существу модернизированными методами Физо и Фуко (вращающееся зеркало, зубчатое колесо, ячейка Керра).

В табл. 1 сведены результаты последних наиболее точных определений.

Со времени опытов Герца и особенно с развитием радио всё большее и большее значение приобретают вопросы, связанные с распространением электромагнитных волн в узком смысле слова, и специально вопрос о скорости их распространения v . Здесь опять возможны двоякого рода за-

¹⁾ Доклад, сделанный 16/II 1943 г. на заседании Совета по радиофизике и радиотехнике в г. Казани.

дачи. Можно смотреть на определение скорости распространения v этих волн в свободном пространстве, как на метод для определения фундаментальной постоянной природы c_0 . В диапазоне собственно электромаг-

Т а б л и ц а 1
Скорость света

Наблюдатель	Год	Метод	Результат в км/сек	Точность
Перротэн ⁴	1902	Зубчатое колесо . .	299 901±84	3·10 ⁻⁴
Майкельсон-Пирсон ⁴ . .	1926	Вращающ. зеркало .	299 796±4	1,3·10 ⁻⁵
О. Миттельштедт ⁵ . . .	1929	Метод конденсатора		
Пиз и Персон ⁶	1932	Керра	299 778±20	0,7·10 ⁻⁴
	1936	Вращающ. зеркало .	299 774±11	0,4·10 ⁻⁴
В. А. Андерсон ⁷ . . .	1940	Метод Керра	299 776±15	0,5·10 ⁻⁴

нитных волн для этой цели можно воспользоваться соотношением $v = \lambda \cdot f$ (как это, например, делают при определении c_0 из стоячих волн в системе Лехера⁹), причём f — число колебаний для частот до 10^{-8} Hz может быть определено весьма точно. В области оптических волн, как известно, у нас нет прямых способов для определения f , и число колебаний здесь определяется из зависимости $v = f \cdot \lambda$. Однако, по крайней мере, до сих пор этот путь не дал уточнения значений c_0 , полученных из прямых оптических опытов. Другая задача, возникающая здесь, в диапазоне собственно электромагнитных волн, состоит в определении скорости распространения v в действительных практических условиях. Эта задача приобрела в последнее время большое значение в связи с различными практическими применениями радиоволн: в геофизике (при исследовании ионосферы), в радионавигации и особенно при определении расстояния между двумя пунктами с помощью радиоволн (радиогеодезия).

На первый взгляд могло бы показаться, что для указанных применений нет надобности заново определять скорость распространения радиоволн, а можно считать её значение равным значению c_0 , полученному из оптических измерений. Нетрудно, однако, видеть, что это не так, что нельзя а priori отождествлять искомую скорость v с «оптической». Дело здесь заключается в следующем. При оптических измерениях мы всегда, за исключением некоторых совершенно специальных случаев, имеем дело, ввиду малости световой длины волны, со скоростью света, характерной для данной среды, или, точнее, с той скоростью, с которой свет распространяется беспрепятственно в неограниченной среде с данными постоянными. При этом при переходе из одной среды в другую справедливы формулы Френеля или обобщение их на случай поглощающих тел.

Совершенно иначе дело обстоит в случае радиоволн. Вследствие их неизмеримо большей длины волны, условия распространения радиоволн существенно иные. В частности, ввиду того, что обычно расстояния и передатчика и приёмника до земли сравнимы с λ , нельзя в этих случаях говорить о беспрепятственном распространении. Необходимо также упо-

мянуть о тех ограничениях беспрепятственному распространению, которое вносит наличие ионосферы. Ввиду всего этого при рассмотрении проблемы скорости распространения электромагнитных волн, особенно в радиотехнике, возникают специфические вопросы, изучение которых имеет несомненно не только научный, но и большой практический интерес. Эти две стороны вопроса: знание того, как протекает процесс распространения радиоволн в данных условиях, и основанное на этом знании практическое использование этого процесса, конечно, весьма тесно связаны между собой. Необходимо, однако, заметить, что очень многие практические вопросы радиотехники либо совсем не требуют знания скорости распространения радиоволн, либо для них достаточно знать её величину лишь очень приближённо. Сюда относятся, например, основные для радиосвязи вопросы интенсивности приёма. Хотя и здесь (например, в явлениях замирания) скорость распространения радиоволн играет большую роль, но для практической их трактовки достаточно лишь приближённо знать величину скорости. Поэтому до последнего времени при теоретическом и экспериментальном рассмотрении проблемы распространения радиоволн в соответствующих практике (хотя и сильно идеализированных) условиях главное внимание было прежде всего обращено на вопросы интенсивности приёма и вопрос о скорости распространения глубже не разбирался.

Однако, как уже было упомянуто выше, в последнее время возник целый ряд применений радиоволн, для которых вопрос о скорости v является жизненным вопросом, так как без точного знания количественных соотношений между положенными в основу методов измерений величинами и скоростью v невозможно полностью использовать эти методы на практике. Так, точное знание длины волны λ , а следовательно, и фазового запаздывания $2\pi D/\lambda$, играющих существенную роль в радиointерференционных методах измерения расстояний, невозможно без точного знания величины v , ибо λ определяется не непосредственно, а из соотношения: $\lambda = v/f$.

Целью нашего доклада и является краткое изложение состояния вопроса о распространении радиоволн или, вернее, вопроса о распространении так называемого «прямого» луча вдоль земной поверхности.

Первые измерения в действительных условиях были произведены по методу сигналов времени в связи с точными определениями долгот¹¹.

Особое место среди этих методов занимает метод «кругового радиоэхо», так как здесь отпадают все трудности, связанные с измерением в различных пунктах земного шара времени прохождения радиосигналов.

В самом деле, если t_1 означает фиксированный, например, на ленте осциллограммы момент времени прихода прямого импульса, а t_2 — момент времени прихода импульса в том же прямом направлении после однократного обегания вокруг земного шара, то время обегания импульса вокруг земли равно $t_2 - t_1$. Однако, для того чтобы получить отсюда скорость v , необходимо знать путь прохождения импульса, а также учесть то обстоятельство, что часть пути импульса проходит по ионосфере. Необходимо также иметь в виду, что при обегании вокруг земли мы имеем дело с «замкнутым» путём и что *a priori* принципиально считать скорость «постоянной» на всём пути нельзя. Это замечание, впрочем, относится

ко всем методам измерения v по замкнутому пути, в частности, и к интерференционным. В табл. 2 приведены результаты измерений по методу «кругового эхо»^{12,13}.

Таблица 2
Скорость v по методу «кругового эхо»

Место наблюдения	λ в м	$t_2 - t_1$ в сек.	v в км/сек
Науен (Германия)	14,9	0,1378	
Котвик (Голландия)	20,5	0,1361	
Бельвю (США)	16,2	0,139	
Среднее		0,1376	289 100

Приведём также результаты последних измерений v , произведённых по методу сигналов времени в 1933—1935 гг. между Парижем и Гонолулу¹⁴ (табл. 3).

Таблица 3
Скорость v по сигналам времени

Пункт I	Пункт II	Дата	λ	v в км/сек
Париж	Сайгон Манилла Монте Гранде } Москва Токио Рокки Поинт }	1933	от 16 м до 18,5 м	286 700 $\pm$ 200
		1935	от 25 м до 31 м	287 400 $\pm$ 400

Полученные этими методами значения v , несмотря на относительно небольшую точность, вполне достаточны для внесения поправок на скорость распространения радиосигналов для астрономической службы времени (определение долгот, гравиметрия и т. п.), однако, условия распространения радиоволн здесь в значительной мере неопределённые и, во всяком случае, отличны от тех простейших условий распространения, которые имеют место в ряде практических применений и для которых из теории могут быть получены необходимые формулы. Кроме того, сама точность определения v по методу импульсов в области средних волн в настоящем его виде недостаточна как для проверки теории, так и для целого ряда практических применений радиоволн, основанных на использовании полученных из теории формул. Так, для измерения расстояний в 200 км с желательной для гидрографии сравнительно небольшой точностью ± 200 м необходимо знать величину скорости v с точностью не

меньше $1/2000$. Ещё большие требования к точности определения σ предъявляет радиогеодезия: здесь дело идёт о точностях порядка одной десятитысячной и меньше. Такие высокие требования в отношении точности определения σ — поскольку они вообще осуществимы — естественно вызывают необходимость применить для решения этой задачи более точные методы. Этому условию вполне удовлетворяют интерференционные методы.

В соответствии с вышесказанным ниже мы вкратце рассмотрим сначала выводы, к которым приводит теория в случае распространения электромагнитных волн вдоль земли, и затем радиointерференционную методику и результаты измерений скорости распространения радиоволн интерференционными методами в действительных условиях.

I. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Первая попытка дать теорию распространения радиоволн вдоль поверхности земли была сделана Ценнеком в 1907 г.¹⁵ Он поставил себе вопрос: «может ли вдоль поверхности земли, предполагаемой плоской и однородной, с константами σ и ϵ , распространяться одна бегущая плоская волна», и нашёл, что уравнениям Максвелла и соответствующим граничным условиям на поверхности воздух — земля действительно удовлетворяют плоские волны типа так называемых «поверхностных волн». Вертикальная E_z и горизонтальная E_x компоненты поля такой волны пропорциональны $e^{j(\alpha z + \beta x)}$, где α и β — комплексные величины, зависящие от σ и ϵ . При $\sigma \neq 0$ или ∞ , поверхностная волна затухает по экспоненциальному закону как в направлении распространения, так и в вертикальном направлении.

Далее — и это очень существенно — фазовая скорость этих волн вдоль поверхности земли зависит от констант σ и ϵ почвы и превышает скорость света в свободном пространстве. Ценнек предположил, но без основания, что волны, излучаемые передатчиком, расположенным на поверхности земли, и будут иметь характер таких поверхностных волн вблизи поверхности земли на большом расстоянии от передатчика.

Концепция поверхностной волны Ценнека, ошибочно подкреплённая авторитетом Зоммерфельда, была до последнего времени почти общепринята (и не только в радиотехнических кругах). Её применяли к истолкованию многих аномальных явлений, наблюдаемых при распространении радиоволн, например, к так называемой «береговой рефракции». Однако, сопоставление теории Ценнека с опытными данными приводит к разногласию. Так как, с другой стороны, и теоретическая концепция Ценнека совершенно не учитывала связь поля с источником, расположенным на поверхности земли, то нет основания считать, что она отвечает на интересующий нас вопрос о характере волн, распространяющихся в этом случае. Для того чтобы получить правильную картину электромагнитного поля излучения, в этом случае необходимо было дать строгое решение задачи о поле вертикального диполя, расположенного на поверхности раздела воздух — земля. Как известно, строгое решение этой задачи было впервые получено и продискутировано Зоммерфельдом (в 1909 г.)¹⁶. Это решение дано

им в виде определённого интеграла, который математически довольно естественно представлять в виде суммы трёх слагаемых: $P + Q_1 + Q_2$.

Слагаемое P соответствует поверхностной волне Ценнека. Вследствие этого при первой дискуссии этого решения в своей работе 1909 г. Зоммерфельд и видел в нём подтверждение концепции Ценнека. Однако, В. Фок¹⁷, а затем Е. Нётер¹⁷ показали, что Зоммерфельдом в этой дискуссии была допущена существенная неточность и что нельзя выделить слагаемое P из комплекса волн, даваемых полным решением. Правильность критики Фока и Нётера была затем признана самим Зоммерфельдом¹⁸, который в 1935 г. сформулировал положение вопроса так: «Таким образом волны типа P и Q не могут быть отделены друг от друга. Повидимому, не существует условий, при которых образуется поверхностная волна типа P , которая явилась бы главной составной частью волнового комплекса». Если, таким образом, и следует считать, что характер распространения радиоволн вдоль земли не соответствует поверхностным волнам Ценнека, то возникает вопрос: каков действительный характер поля, излучаемого антенной, находящейся на поверхности земли, и, в частности, какова скорость распространения излучаемых волн.

Хотя в строгом решении Зоммерфельда и содержится ответ на эти вопросы для вертикального диполя, однако, до самого последнего времени, несмотря на большое число исследований, посвящённых вопросу распространения радиоволн, и дискуссий решения Зоммерфельда, основное внимание было обращено не на скорость распространения, а на величину, особенно важную для практической радиотехники, а именно — интенсивность поля. В настоящее время для этой величины как функции расстояния, длины волны и постоянных σ и ϵ существует не только ряд расчётных формул, но также таблицы и графики. Вопросы фазовой скорости и вообще фазовых соотношений до самого последнего времени не подвергались исчерпывающему анализу; не существовало также никакой ясности в отношении фазовой структуры поля.

Теоретические и экспериментальные исследования, проводимые с 1934 г. в ряде научных учреждений нами вместе с большим коллективом сотрудников под нашим общим руководством, внесли, как нам кажется, определённую ясность в эти вопросы и привели к установлению количественных зависимостей между фазовой скоростью радиоволн, длиной волны λ и константами почвы, которые могут быть положены в основу расчётов в области радиоинтерференционных измерений. Так как, в частности, полученные результаты имеют существенное значение для определения величины скорости распространения, то мы остановимся вкратце на них.

Дискуссия решения, данного Зоммерфельдом, приводит к следующему выражению для вертикальной слагающей вектора Герца:

$$\Pi = 2f(r) e^{-j\varphi} \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r}. \quad (1)$$

Откуда имеем для вертикальной компоненты:

$$E_z = \frac{1}{\epsilon} \left[\text{grad. div } \Pi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Pi}{\partial t^2} \right]; \quad (2)$$

здесь r — расстояние до диполя, $k_1 = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число, v — фазовая скорость в верхней среде — воздухе; $f(r)$ — некоторая действительная функция от r — фактор ослабления; φ — разность в фазе, дополнительная к той, которая имела бы место при свободном распространении в верхней среде. Для $f(r)$ Ван-дер-Подем¹⁹ дано следующее простое приближённое выражение, годное для $\frac{\epsilon f}{2\sigma} < 0,2$:

$$f(r) = \frac{2 + 0,3\rho}{2 + \rho + 0,6\rho^2}, \quad (3)$$

где ρ — есть модуль введённого Зоммерфельдом '«численного расстояния»

$$S = \rho e^{i\psi},$$

$$\rho = \frac{\pi r}{\lambda} \frac{\sqrt{(\epsilon - 1)^2 + \left(\frac{2\sigma}{f}\right)^2}}{\epsilon^2 + \left(\frac{2\sigma}{f}\right)^2}; \quad \operatorname{tg} \psi = \frac{f(\epsilon + 1)}{2\sigma}. \quad (4):$$

Для вопроса о фазовых соотношениях в поле электромагнитных волн, распространяющихся от диполя, и, в частности, для вопроса о фазовой скорости основное значение имеет величина дополнительной фазы φ . Выражение для мгновенной фазы Φ_M равно

$$\Phi_M = \omega t - k_1 r - \varphi = \omega t - \frac{\omega r}{v} - \varphi. \quad (5)$$

Для дифференциальной фазовой скорости v^* мы по определению имеем $v^* = \frac{dr}{dt}$, где dr и dt связаны соотношением

$$d\Phi(r, t) = \omega dt - \left(\frac{\omega}{v} + \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) dr = 0.$$

Отсюда

$$v^* = \frac{v}{1 + \frac{v}{\omega} \frac{\partial \varphi}{\partial r}}. \quad (6)$$

Для средней же скорости $\bar{v}$ из

$$\frac{\omega r}{v} + \varphi = \frac{\omega r}{\bar{v}}$$

имеем

$$\bar{v} = \frac{v}{1 + \frac{v}{\omega} \frac{\varphi}{r}}. \quad (7)$$

Детальный разбор строгого решения Зоммерфельда, сделанный П. А. Рязиным^{20, 21}, при обычно выполняемом на практике предположении

$\left| \left(\frac{k_2}{k_1} \right)^4 \right| \gg 1$, привёл к следующему результату: в случае распространения радиоволн непосредственно вдоль поверхности земли дополнительная фаза φ , которая является функцией от $\frac{\omega r}{c}$, ω , σ и ϵ , обладает следующими свойствами.

1. На расстояниях, близких к вертикальному диполю, находящемуся на поверхности раздела, дополнительная фаза φ независимо от свойств почв выражается той же величиной

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{\frac{\omega r}{v}}{\left(\frac{\omega r}{v} \right)^2 - 1}, \quad (8)$$

что и в случае распространения волн от диполя в свободном пространстве (или, что то же, вдоль абсолютно проводящей земли).

2. Начиная с некоторого близкого к излучателю расстояния, дополнительная фаза φ есть монотонно возрастающая функция от расстояния, причём с увеличением r она стремится к некоторой предельной величине, зависящей как от констант почвы, так и от ω . Существенным здесь является то обстоятельство, что φ не включает в себе члена, линейно растущего с расстоянием. П. А. Рязиним дано приближённое выражение для этого предела, а именно:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \varphi = \pi - \psi. \quad (9)$$

Предельное значение φ лежит между π (случай хорошей проводимости и длинных волн) и $\pi/2$ (очень плохая проводимость, очень короткие волны).

Этот, на наш взгляд существенный, результат можно [см. формулы (6) и (9)] выразить и так: на достаточно больших расстояниях от передатчика фазовая скорость v равна скорости c распространения радиоволн в воздухе независимо от свойств почвы. Далее, так как $\varphi \leq \pi$, то для $r \gg \lambda$ дополнительная фаза φ является лишь небольшой поправкой к полному фазовому углу. Этот результат имеет весьма существенное значение и с практической точки зрения, так как он позволяет при применениях во многих случаях совсем не принимать во внимание различие в свойствах почвы, которые практически почти всегда трудно точно учесть.

В тех же случаях, когда поправку требуется ввести, для её вычисления достаточно приближённого знания значений постоянных почвы (σ и ϵ).

Для иллюстрации зависимости φ и v^* от r , f , σ и ϵ ниже приведён ряд графиков (рис. 1 и 2), вычисленных П. А. Рязиним.

Заметим, что дополнительная фаза при удалении вверх от поверхности земли должна естественно уменьшаться и на некоторой высоте над землёй исчезнуть. Как вытекает из расчётов, проведённых П. А. Рязиним для этого случая, здесь независимо от расстояния до излучателя существенно именно удаление над землёй, а не угол элевации (подъёма) над ней. График, на котором нанесены абсолютные значения изменения

фазы $\Delta\varphi$ (рис. 3), иллюстрирует эти зависимости. Как видно из этого графика, уже на высоте $3-4\lambda$ изменение фазы вертикальной компоненты по отношению к полю на поверхности становится практически постоянным и равным дополнительной фазе φ с обратным знаком.

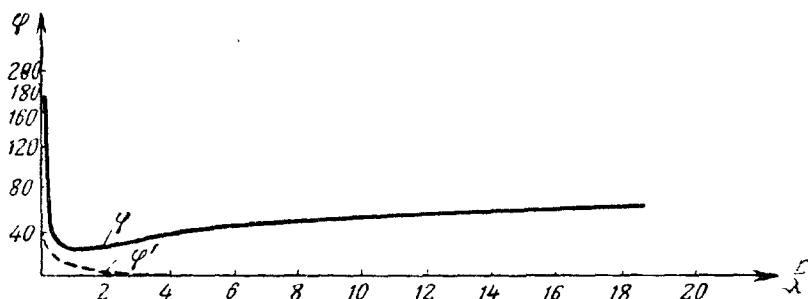


Рис. 1. Зависимость дополнительной фазы φ вертикальной компоненты электрического вектора поля радиоволн от расстояния до излучающего диполя для длины волны $\lambda = 300$ м и проводимости почвы $\sigma = 5 \cdot 10^7$; φ' — то же для предельного случая бесконечной проводимости земли

Прежде чем перейти к рассмотрению полученного нами экспериментального материала, сделаем ещё следующее замечание. Характерные особенности поля излучения вертикального диполя, расположенного на плоской поверхности раздела воздух — земля, выведены из приближённых формул, полученных из строгого решения. Это, разумеется, единственно правильное их обоснование. Интересно, однако, то обстоя-

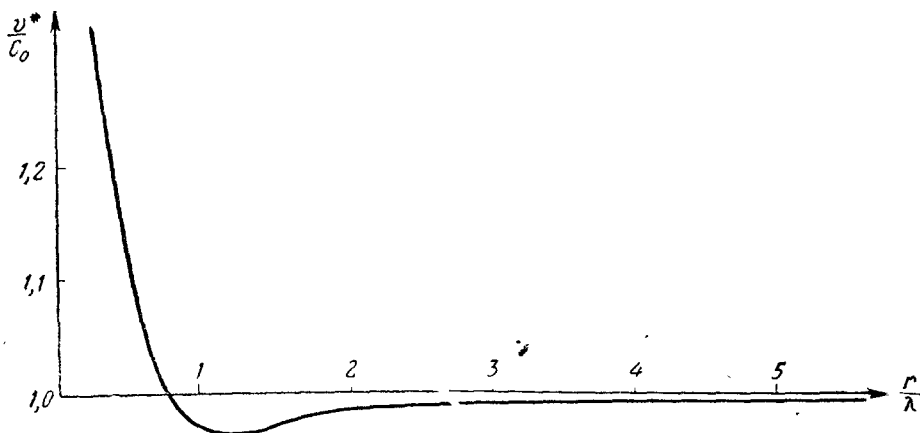


Рис. 2. Зависимость дифференциальной фазовой скорости v^* электрического вектора от расстояния до излучающего диполя в длинах волн $\sigma = 5 \cdot 10^7$, $\lambda = 300$ м и $\varepsilon = 10$

тельство, что в случае $\left| \frac{k_2}{k_1} \right| \gg 1$ мы получаем на поверхности раздела в достаточно большом расстоянии от излучателя электромагнитное поле,

аналогичное по своему строению полю задачи Зоммерфельда, если рассчитаем поле от вертикального же диполя, но расположенного не на самой поверхности раздела, а на некоторой определённой высоте h над ней, применив при этом для расчёта отражённой волны обычную формулу тангенсов Френеля (конечно, с учётом того, что в рассматриваемом случае

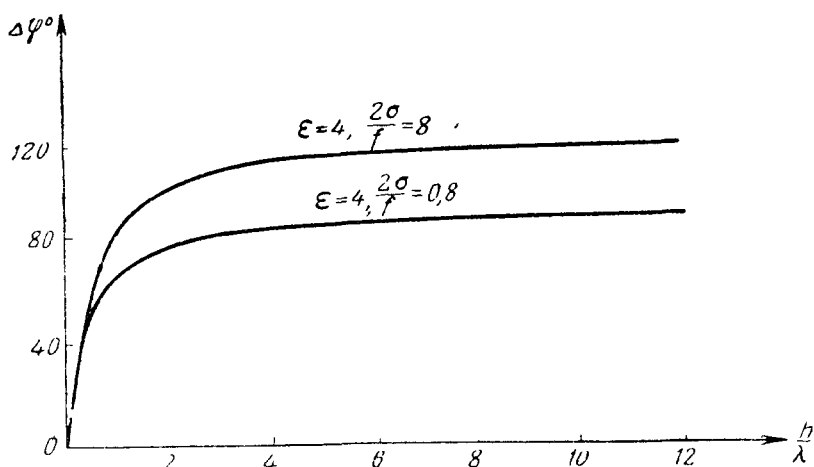


Рис. 3. Зависимость изменения фазы $\Delta\varphi$ (в градусах) вертикальной компоненты электрического вектора от высоты над земной поверхностью, выраженной в длинах волн

волновое число k_2 , а, следовательно, и показатель преломления комплексны). Для вертикальной компоненты вектора Герца получается в этом случае выражение

$$\Pi_1 = (1 + R) \frac{e^{J(\omega t - k_1 r)}}{r},$$

где

$$R = \frac{\operatorname{tg}(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}(\alpha + \beta)},$$

а α — угол падения и β — угол преломления связаны между собой соотношением

$$k_1 \sin \alpha = k_2 \sin \beta.$$

Так как при сделанных предположениях $\gamma = \frac{\pi}{2} - \alpha$ и β малы, а именно:

$$\gamma = \frac{h}{r} \quad \text{и} \quad \beta = \frac{k_1}{k_2},$$

то

$$1 + R = \frac{2\gamma}{\beta + \gamma} = \frac{2}{1 + \frac{k_1}{k_2} \frac{r}{h}}.$$

Если положить теперь $h = \left| \frac{k_2}{k_1} \right|$ и принять во внимание, что при сделанных предположениях

$$\left| \frac{k_1^3}{k_2^2} \right| r = 2\rho,$$

где ρ есть не что иное, как модуль численного расстояния Зоммерфельда [см. формулу (4)], то тогда имеем

$$\Pi = \frac{2}{1 + 2\rho e^{-j\frac{\pi}{4}}} \frac{e^{j(\omega t - k_1 r)}}{r}.$$

Положив

$$\frac{1}{1 + 2\rho e^{-j\frac{\pi}{4}}} = F(r) e^{-jc},$$

имеем

$$F(r) = \frac{1}{\sqrt{1 + 2\sqrt{2}\rho + 4\rho^2}}$$

и

$$\varphi = 2\pi - \operatorname{arctg} \frac{\rho\sqrt{2}}{1 + \rho\sqrt{2}}. \quad (8^*)$$

Таким образом, $F(r) = 1$ для $\rho \rightarrow 0$ и $F(r) = \frac{1}{2\rho}$ для $\rho \rightarrow \infty$, т. е. ведёт себя в этих предельных случаях так же, как и фактор ослабления $f(r)$ [ср. формулу (3)]. Для промежуточных значений ρ $F(r)$ отличается от $f(r)$, но не больше чем на десятки процентов. Что же касается дополнительной фазы, то, как видно из (8*), мы и здесь имеем монотонный ход φ с увеличением $\rho(r)$, причём и в этом случае φ стремится к определённому пределу $\varphi_\infty = 2\pi - \frac{\pi}{4}$. Таким образом, и здесь характерным является то

обстоятельство, что на больших расстояниях от излучателя средняя и дифференциальная скорости распространения не зависят от свойств почвы.

Отметим также, что указанная теоретическая иллюстрация приводит для больших численных расстояний также к правильному значению угла наклона электрического поля.

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

А. Методика

Для исследования различных вопросов, связанных с распространением радиоволн вдоль поверхности земли, и, в частности, для измерения скорости распространения нами, как было уже указано, был применён интерференционный метод. Сущность его кратко заключается в следующем^{21,22}.

Пусть волны, излучаемые передатчиком, находящимся в пункте I, достигнув пункта II, отражаются и снова возвращаются в пункт I. Разность

фаз Φ в пункте I между излучаемыми и принимаемыми отражёнными колебаниями, являющаяся непосредственным объектом измерений, очевидно, складывается из: 1) разности фаз Φ_1 на пути от п. I к п. II, 2) разности фаз δ_2 в аппаратуре п. II при отражении, 3) разности фаз Φ_2 на пути от п. II к п. I и 4) разности фаз δ_1 в приёмной аппаратуре п. I. Таким образом, полная разность фаз будет равна

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \delta_1 + \delta_2.$$

Как мы только что видели, теория даёт для Φ_1 выражение

$$\Phi_1 = \frac{\omega_1 D}{v} + \varphi\left(\frac{\omega_1 D}{v}, \omega_1, \epsilon, \sigma\right) \quad (10)$$

и аналогичное для Φ_2 , причём в нашем схематическом случае $\Phi_2 = \Phi_1$. Таким образом, полагая $\Phi - \delta_1 - \delta_2 = \Psi$, где δ_1 и δ_2 суть константы аппаратуры, которые могут быть измерены (так называемые фазовые девиации аппаратуры), мы приходим к следующей основной формуле.

$$\Psi = \frac{2\omega_1 D}{v} + \rho_\varphi, \quad (11)$$

где ρ_φ — небольшой поправочный член, складывающийся из поправочных членов для прямого и обратного путей радиоволн.

Заметим следующее. Рассмотренная схема метода вполне соответствует схеме известного интерферометра Майкельсона, применённого им для точного измерения эталонов длины в длинах световых волн. Однако, если в оптике — вследствие малости длин волн — не представляет труда, с одной стороны, осуществить отражение волн в пункте II и, с другой стороны, наблюдать в одном месте (в п. I) интерференционную картину, вызванную наложением прямого и обратного лучей, т. е. осуществить сравнительно простыми средствами хорошо направленные световые пучки и чётко локализовать световое поле, то в области радиоволн такая задача представляет очень большие трудности.

Прежде всего «отражение» волн в п. II должно быть заменено «ре-лейным» действием — колебание, пришедшее из п. I в п. II приводит в действие местный передатчик, играющий роль отражателя. Необходимо далее, чтобы отражённые волны были «когерентны» с падающими. Это достигается в основном путём использования явления «захватывания». Однако, главная трудность заключается в том, чтобы измерить в п. I разность фаз между мощными колебаниями, создаваемыми своим передатчиком, и слабыми колебаниями, пришедшими из п. II. Если оба эти колебания имеют одну и ту же частоту, то точное разделение их в п. I представляет чрезвычайно трудную — с требуемой точностью, практически невыполнимую — задачу. Мы обошли эту трудность тем, что колебания, пришедшие из п. I, при отражении в п. II трансформируются по частоте в рациональном отношении (обычно в отношении 3:2 или 4:3), причём эта трансформация должна всё время происходить когерентно. Таким образом, на п. I должна быть измерена разность фаз между двумя колебаниями с рациональным отношением частот. Одним из способов изме-

рения является способ фигур Лиссажу, который и был широко использован нами ²³.

Вернёмся теперь к формуле (11), которая, как легко показать, справедлива и в этом случае, причём Ψ есть полное запаздывание (на прямом и обратном пути), измеренное в периодах колебания с частотой ω_1 . Из неё видно, что Ψ заключает в себе, при больших по сравнению с λ расстояниях, большое число полных фазовых циклов θ (при равных частотах $\omega_1 = \omega_2$, $\theta = 2\pi$; для $\omega_1/\omega_2 = 3/2$, $\theta = \pi$). Так как непосредственно измерять фазовые углы можно лишь в пределах одного полного цикла изменения фазы, то мы напишем полный фазовый угол Ψ в виде

$$\Psi = z\theta + \phi.$$

Здесь z есть целое число полных фазовых циклов, а ϕ — фактически измеряемый фазовый угол, представляющий собой дробную часть цикла. Таким образом, формула (11) принимает вид

$$z\theta + \phi = \frac{2\omega D}{v} + \rho_z. \quad (12)$$

Как видно из этой формулы, её одной недостаточно для определения скорости распространения v , так как измерением можно найти лишь величину ϕ , а не $z\theta + \phi$. Для получения необходимой дополнительной зависимости можно поступить двояким образом.

I. Во-первых, можно поступить так, как это делается при измерении эталонов длины с помощью интерферометра Майкельсона, а именно: наблюдать, как изменяется разность фаз при непрерывном изменении расстояния D между пунктами I—II от D_1 до D_2 . Тогда мы, очевидно, получим:

$$\Delta\Psi_D = h_D\theta + \phi_D = \frac{2\omega\Delta D}{v} + \Delta\rho_D, \quad (13)$$

где h_D — наблюдаемое целое число полных циклов изменения фазы при плавном изменении расстояния на ΔD . Этот метод, который вполне соответствует методу интерферометра Майкельсона, получил название «метода передвижения» или «метода радиолога» ²⁴.

II. Во-вторых, наблюдая при неизменном расстоянии D за изменением Ψ при плавном изменении частоты ω_1 от ω_k до ω_a , приём, который впервые применил Эпплтон в своём известном методе измерения высоты, мы, очевидно, получим:

$$\Delta\Psi_\omega = h_\omega\theta + \phi_\omega = \frac{2\Delta\omega D}{v} + \Delta\rho_\omega. \quad (14)$$

Так как этот метод изменения частоты позволяет, зная скорость v , определить непосредственно расстояние D между двумя пунктами, то он получил название метода радиодальномера ^{21, 22}.

При наших измерениях скорости v мы использовали оба эти метода.

В случае применения метода радиодальномера расстояние между обоими пунктами, в которых находились измерительные станции, определялось геодезически, с возможно большей точностью, частота $\Delta\omega$ была определена, как $\Delta\omega = \omega_{1\gamma} - \omega_{1k}$, где ω_{1k} и $\omega_{1\alpha}$ фиксировались двумя кварцевыми эталонами, температура которых измерялась или держалась постоянной с помощью термостата.

Из многочисленных серий наблюдений по среднему $\Delta\Psi$ вычислялось не ν , а $\bar{\nu}$, и только потом, когда это с точки зрения достигнутой точности представлялось необходимым, вносилась поправка на $\Delta\varphi$ (обычно порядка десятка градусов) и вычислялись ν и ν^* .

В случае применения метода радиолога одна из станций располагалась на судне или автомобиле. Частота ω оставалась неизменной и измерялась $\Delta\Psi_D$ при передвижении от пункта P_1 до P_2 , расстояние которых до неподвижной станции измерялось геодезически.

Необходимо заметить, что главным источником ошибок при измерениях на море являлась трудность точного определения или фиксирования обоих пунктов I и II. Даже в тех случаях, когда при измерении по методу радиодальномера одна или обе станции расположены на судах, стоящих на якорях, возможны небольшие изменения точного положения пунктов, вызванные сносом или поворотом судна вследствие изменения силы или направления ветра, течения, прилива или отлива. Особенно большое значение имеет при этом снос во время самого измерения, так как он вызывает изменение фазы из-за изменения D , тогда как наблюдаемое изменение предписывается изменению $\Delta\Psi$ вследствие изменения частоты при неизменном D . Легко видеть из (13) и (14), что, таким образом, ошибка в определении D увеличивается в $\frac{\omega}{\Delta\omega}$ раз. Так, например, если судно переместилось за время перехода от ω_k к ω_α только на 3 м, то это приводит при $\frac{\omega}{\Delta\omega} = 40$ к ошибке, соответствующей изменению D на ± 120 м.

В наших опытах на эти источники ошибок было обращено большое внимание и их вредное влияние по возможности устранялось как более тщательным определением положения судна, так и ускорением и увеличением числа измерений с переходом от ω_k к ω_α и обратно.

Б. Экспериментальные результаты

Прежде чем перейти к изложению результатов измерений, заметим следующее. При теоретическом выводе формул для фазовых соотношений в поле излучения диполя, находящегося вблизи поверхности земли, мы исходили из далеко идущей идеализации действительных условий, в которых происходит распространение радиоволн. В действительности поверхность земли не является плоскостью, разделяющей два однородных не изменяющихся во времени пространства. Электрические свойства земли (ϵ и ϵ_0) не только не постоянны в пространстве, но могут изменяться и во времени (например, в зависимости от метеорологических условий). С другой стороны, атмосфера, окружающая землю, неоднородна, и её

электрические свойства, особенно верхних ионизированных слоёв, подвержены изменениям во времени. Поэтому в действительных условиях возможно изменение как длины пути радиоволн D , так и их средней скорости $\bar{v}$.

Оценка влияния этих разнородных причин показывает, что можно в большом числе практически важных случаев считать эти изменения малыми, всё же опытная проверка возможных изменений в этих случаях представлялась совершенно необходимой. Следует заметить, что могут быть также осуществлены и такие условия, когда эти изменения (особенно вызванные влиянием ионосферы ночью) велики. Это и было нами использовано, например, при наблюдениях во время полного солнечного затмения 19 июня 1936 г.

В связи с этим перед нами с самого начала возник вопрос о том, насколько формула (10) применима в действительных условиях и, прежде всего, действительно ли постоянна правая часть формулы (10).

Суждение о постоянстве может быть получено на основании измерений фазовых углов, проведённых в большом количестве и в различные времена при определении скорости $\bar{v}$ как методом изменения частоты, так и методом перемещения. Таким образом, определение постоянства $\frac{D}{\bar{v}}$ получается как побочный продукт при определении $\bar{v}$. Более точное определение степени постоянства $\frac{D}{\bar{v}}$ может быть получено и непосредственно, а именно, путём непрерывного наблюдения изменения фазовой картины (разности фаз) на одном из пунктов при контроле постоянства частоты и фазовых девиаций аппаратуры в обоих пунктах. Этот метод позволяет производить исследование постоянства $\frac{D}{\bar{v}}$ не только при наличии одного единственного пути распространения, но также и в более сложных случаях. Кроме того, он значительно чувствительнее косвенных методов, так как при нём не требуется измерения фазовых девиаций, а только контроль их постоянства, что может быть произведено с большой точностью (см. 21).

Однако, при той аппаратуре, которая была в нашем распоряжении, практически удавалось следить за постоянством $\frac{D}{\bar{v}}$ в течение лишь сравнительно непродолжительных промежутков времени (несколько часов).

1. Изучение постоянства скорости распространения радиоволн вдоль земной поверхности. Начнём с изложения тех выводов, которые можно сделать относительно постоянства $\frac{D}{\bar{v}}$ из экспериментальных данных, полученных при определении скорости $\bar{v}$. Хотя, как было сказано выше, прямые непосредственные методы дают более точные результаты, мы всё-таки коротко остановимся на этих выводах прежде всего потому, что при этом охватываются весьма разнообразные условия распространения, а также и потому, что при этом выявляются те особенности, с которыми приходится иметь дело при измерении самой скорости $\bar{v}$. Кроме того, этот материал

позволяет составить себе суждение о постоянстве $\frac{D}{v}$ в течение значительных промежутков времени.

Первый значительный экспериментальный материал для суждения о степени постоянства скорости v при распространении на значительных расстояниях в действительных условиях был получен во время экспедиционных работ^{22, 23}, проведённых в 1934 г. лабораторией высокочастотной физики ЦРЛ совместно с ЦНИГАИК в районе Пятигорья (Сев. Кавказ) на пяти различных дистанциях:

Машук-Джуца	$D=10\ 424\ \text{м}$
Машук-подножье Джуцы . . .	$D=11\ 416\ \text{м}$
Машук-Кабан	$D=27\ 894\ \text{м}$
Пост-Кабан	$D=24\ 995\ \text{м}$
Пост-ущелье за Кабаном . . .	$D=26\ 620\ \text{м}$

на волнах $\lambda_1 = 230\ \text{м}$, $\lambda_2 = 345\ \text{м}$.

Если представить в виде графика результаты этих измерений, которых было произведено около 1 000, то получаются картины, подобные рис. 4 и 5²². На этих рисунках представлены результаты измерения разностей

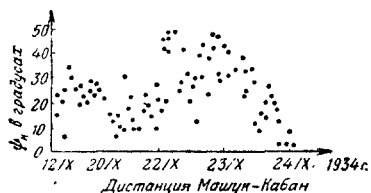


Рис. 4

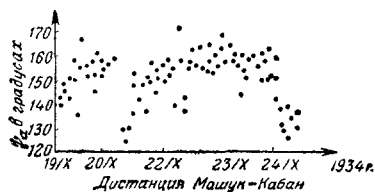


Рис. 5

фаз, произведённых для одной и той же дистанции в различные дни, причём для наглядности здесь на оси ординат отложены не полные фазовые углы Ψ_k и Ψ_α , а только непосредственно измеренные дробные части фазовых циклов ϕ_k и ϕ_α [см. (12)]. Как видно из этих рисунков, несмотря на значительный разброс наблюждённых значений Ψ_α и Ψ_k , все они отличаются от среднего не больше чем на $\delta_\psi = \pm 25$. Аналогичные результаты получились и на других дистанциях.

Отсюда можно сделать следующее важное заключение. Так как совершенно невероятно, чтобы Ψ_α и Ψ_k менялись всегда скачком на целое число фазовых циклов, то ясно, что от наблюдения к наблюдению Ψ_α и Ψ_k менялись лишь на δ_ψ , т. е. на часть одного фазового цикла. Это заключение подкреплялось и тем, что за всё время измерений ни разу не наблюдалось самопроизвольных, не вызванных перестройками или изменением состояния аппаратуры, изменений фазы (фигур Лиссажу), из которых можно было бы заключить о возможности постепенного или скачкообразного изменения фазового угла на целое число циклов. Этот результат позволяет получить оценку постоянства Ψ_α , так как из наблюдений получилось для $\frac{D}{v} \approx 0,4 \cdot 10^{-5}$ сек., то, зная $f_\alpha = 1\ 304\ 886\ \text{Hz}$, находим, что $\Psi_\alpha \approx 90\ 000$ и $\frac{\delta_\psi}{\Psi_\alpha} \approx 3 \cdot 10^{-4}$, т. е. что $\frac{D}{v}$ постоянно с точностью $3 \cdot 10^{-4}$.

При наблюдении в Пятигорье наибольшая дистанция была только около 28 км. Нужно отметить, что так как при этом применялись вертикальные антенны Т-образного типа, то, естественно, влияние отражённых от ионосферы лучей здесь было незначительным. Представлялось поэтому важным провести исследования постоянства разности фаз в пунктах, находящихся на более значительном расстоянии (100 км и более) друг от друга, для того, чтобы выяснить пределы применимости интерференционных методов для практической задачи измерения расстояний и степень влияния на них ионосферных лучей. Кроме того, уже первые измерения, проведённые на сравнительно небольших расстояниях, показали, что их точность значительно ниже той, которую принципиально может дать интерференционный метод. При этом одновременно выяснилось, что одной и, по видимому, наиболее существенной из причин, ограничивающих точность измерений, является недостаточная прецизионность измерительной аппаратуры. Поэтому для выяснения важного вопроса о постоянстве самого процесса распространения и вопроса о том, в какой мере степень постоянства может ограничивать точность радиоинтерференционных измерений, было целесообразно пойти дальше не по пути повторных измерений, а по второму пути, указанному выше. Для этой цели необходимо было поставить опыт таким образом, чтобы при гарантии возможно большей неизменности аппаратуры и постоянства частоты можно было непосредственно наблюдать за изменениями разности фаз, обусловленных изменением условий распространения радиоволн. Результаты таких опытов ^{21, 22, 26}, проведённых нами в 1936 и 1937 гг., представлены на табл. 4.

Таблица 4

Наблюдение постоянства $\frac{\omega D}{v}$

Местность	Дата	Метод	Степень постоянства	Длина волн в м	Расстояние в км	Наблюдатели	Тип антенны
Пятигорье	Осень 1934 г.	Радиодальномер	$3 \cdot 10^{-4}$	230—345	28	Щёголев, Борушко ^{22, 23} , Виллер	
Черноморское побережье Озерейка—Лео	Июль 1936 г.	Радиоинтерферометр	$6 \cdot 10^{-6}$	440—660	190	Альперт ²⁶ , Мигулин, С. Мандельштам, Рязин	
То же	Июль 1936 г.	То же	$4 \cdot 10^{-6}$ Только иногда от 6—9 час. утра	120—180	190	Альперт ²⁶ , Виллер	
Озерейка—Фальшивый Геленджик	Июнь 1936 г.	То же	$2 \cdot 10^{-5}$	236—354	42	Щёголев ²⁶ , Виллер, Альперт, Борушко	
Белое море Рай—Наволоки Плоские Луды	Сентябрь 1937 г.	То же	$5 \cdot 10^{-6}$	300—450	114	Щёголев ^{23, 26} , Борушко	

Из этих наблюдений можно сделать заключение, что в диапазоне волн $\lambda \geq 300$ м постоянство $\frac{D}{v}$ сохраняется при распространении над морской поверхностью на расстоянии до 150—200 км с относитель-

ной точностью, не меньшей 10^{-5} . Отсюда следует также, что при соответствующих антеннах можно пренебречь в этих условиях влиянием «небесных лучей».

Как показали измерения с радиодальномерами над сушей в районе Пугачёва на расстоянии около 100 км на волнах $\lambda = 300\text{—}450$ м не наблюдается влияния небесных лучей ночью даже в предзвездные часы (ноябрь 1939 г.)²⁷.

Таким образом, можно считать установленным, что постоянство оптической длины пути радиоволн при распространении вдоль поверхности земли на расстояниях порядка 100 км и даже больше настолько велико, что с этой стороны нет препятствий для использования радиоинтерференционных методов для точного определения скорости v радиоволн.

Что же касается ещё больших расстояний, то в настоящее время ещё нет достаточно большого экспериментального материала, особенно с описанными выше чувствительными интерференционными методами.

Исследования постоянства $\frac{D}{v}$ на больших расстояниях были опубликованы в 1934 г. Деко и Галлем²⁸. Опыты производились на волне $\lambda = 349$ м между Парижем и Страсбургом (расстояние около 350 км) и на волнах около 24 и 33 м между Понтуаз, возле Парижа, и Алжиром (расстояние около 1500 км). Метод, которым они пользовались, заключался в следующем: из пункта I (Понтуаз, возле Парижа) посылались модулированные звуковой частотой N (1000-периодным током от камертонного генератора) волны частоты f_1 ($\lambda_1 = 24,15$ м), которые принимались пунктом II (Алжир или Страсбург), и после детектирования модулировали излучаемые передатчиком пункта II волны с несколько отличной частотой f_2 ($\lambda_2 = 24,65$ м). Эти волны принимались в пункте I, и полученный после детектирования 1000-периодный ток сравнивался по фазе с исходным модулирующим током, причём измерения фазы также производились по фигурам Лиссажу. Легко видеть, что метод Деко и Галля значительно (в отношении $\frac{f}{N} \frac{u}{v}$, т. е. примерно в 1000 раз, так как $u \sim v$) менее чувствителен, чем применённый нами интерференционный метод, ибо мы имеем дело в опыте Деко и Галля с изменениями в основном не величины $4\pi f \frac{D}{v}$, как при радиодальномере, а величины $4\pi N \frac{D}{u}$, где u есть групповая скорость.

Наблюдения Деко и Галля показали следующее: на коротких волнах днём фазовая картина вообще оставалась стабильной, только от времени до времени наблюдалось лёгкое покачивание фигуры Лиссажу с периодом порядка нескольких минут, причём максимальное изменение фазового угла, наблюдаемое днём, было порядка 90° , что соответствует $\delta \frac{2D}{u} \approx 2,5 \cdot 10^{-4}$ сек. Ночью, наоборот, фигура Лиссажу непрерывно деформировалась и притом иногда столь быстро, что нельзя было следить за её изменениями. Отсюда следует, что групповое время $\frac{D}{u}$ изменялось не менее чем на 10% .

На длинных волнах ($\lambda = 349 \text{ м}$) на более короткой дистанции (Париж—Страсбург, 350 км) днём фазовая картина была более стабильной. Ночью же наблюдались качественно те же явления, что и при коротких волнах, но они были выражены значительно слабее.

Необходимо заметить, что относительно малая стабильность фазовой картины в опытах Деко — Галля, несмотря на значительно меньшую чувствительность их метода, объясняется существенной ролью, которую несомненно играли при их наблюдениях небесные лучи. В частности, это имело место при опытах между Парижем и Страсбургом, вследствие ослабления прямого луча из-за большого расстояния по суше.

2. Измерение скорости распространения радиоволн. Переходим теперь к изложению результатов наших измерений скорости распространения v . Как уже было указано выше, нашей задачей было не только определение средней скорости, но и проверка того, в какой степени применимы в действительных условиях формулы, полученные из решения проблемы Зоммерфельда для сильно идеализированного случая. Поэтому весьма существенно было выбрать для измерений соответствующие условия местности, причём важным дополнительным условием являлась возможность точного геодезического определения D ¹⁾. Первые измерения производились, как уже указано выше, между пунктами, расположенными на вершинах гор, изолированно поднимающихся на достаточную высоту над равниной (район Пятигорья). Дальнейшие измерения производились над поверхностью водных пространств (море и озеро) и над сушей.

В табл. 5 сведены вместе результаты основных измерений.

Как видно в табл. 5, несмотря на сравнительно небольшую точность большинства из этих измерений, полученные для $\bar{v}$ значения сравнительно близко совпадают с величиной c скорости света в воздухе с учётом поправки на влажность⁶ ($c = 299\,670 \text{ км/сек}$), как этого и следовало ожидать на основании теории.

Из всех этих измерений можно вывести для скорости радиоволн над морем среднее значение

$$\bar{v} = 299\,600 \text{ км/сек.}$$

Это формально полученное среднее несколько отличается от величины скорости света в воздухе (с поправкой на влажность⁶), полученной Майкельсоном ($c = 2,99\,670 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$). В настоящее время ещё трудно с полной уверенностью сказать, можно ли придавать этому различию действительно реальное значение. Однако, необходимо заметить следующее.

При вычислении $\bar{v}$ во всех приведённых в табл. 5 случаях дополнительная фаза не учитывалась, т. е. $\bar{v}$ вычислялось из

$$\bar{v} = \frac{4\pi f D}{\Delta\psi_{\infty}} \text{ или из } \bar{v} = \frac{4\pi f \Delta D}{\Delta\psi_D}.$$

¹⁾ Следует отметить большую помощь, которая была оказана нашим работам в этом отношении Центральным научно-исследовательским институтом геодезии, аэросъёмки и картографии в лице профессора О. Г. Дитц и инженера А. И. Грузинова и Гидрографическим управлением Северного морского пути.

Скорость радиоволн

Таблица 5

Местность	Дата	Метод	Результат в км/сек,	λ в м	D в м	Наблюдатели
Пятигорье, Машук — Кабан	Осень 1934 г.	Радиодальномер	298 300 $\pm$ 1 200	230—345	27 894	Борушко, Виллер, Щёголев ^{21,22,23}
Одесса, море	Май 1935 г.	»	299 500 $\pm$ 800	240—360	9 000—28 000	То же
Одесса, море	Май 1935 г.	Радиолаг	299 900 $\pm$ 500	240—360	14 695 $\pm$ 22	Папалекси, Борушко, Виллер, Щёголев ²¹⁻²³
Ильмень, пресная вода	Осень 1935 г.	Радиодальномер	299 400 $\pm$ 1 500	240—360	37 611	То же
Карские ворота, море	Лето 1936 г.	»	299 700 $\pm$ 600	240—360	44 824	Борушко, Мигулин ²¹
Белое море	Сентябрь 1937 г.	»	299 600 $\pm$ 100	3.0—45)	113 738	Борушко, Щёголев ²¹
Пугачёв,	Ноябрь 1939 г.	Радиолаг	298 650 $\pm$ 170	130—195	1 263,5	Альперт, Мигулин ²⁷
ровная степь Пугачёв,	Ноябрь 1939 г.	Радиодальномер	299 500 $\pm$ 80	240—360	101 579,6	Грузинов, Миндлин, Борушко ²¹
ровная степь Карское море	Осень 1940 г.	»	299 500 $\pm$ 180	300—450	145 км	Мещеряков, Преоб- раженский ²¹

Между тем, и это очень существенно, дополнительная фаза в формуле (10) всегда положительна. Этим, повидимому, и может быть объяснено то обстоятельство, что среднее значение v получилось несколько меньше, чем значение c по Майкельсону. Действительно, порядок величины поправки, как в этом легко убедиться, вполне соответствует этому предположению. Пусть, например, $D=114$ км, $\lambda=300$ м, $\epsilon=80$ и $\sigma=10^{10}$, что, примерно, соответствует случаю измерений в Белом море 4—9 сентября 1937 г. между о. Рай-Наволоки и о. Плоские Луды.

Тогда, пользуясь формулами, выведенными Н. А. Рязиным^{20, 21}, получаем $\Delta\rho_\omega=4^\circ,1$. Так как $\Delta\Psi_\omega \cong 13\,700^\circ$ и $v = \frac{\bar{v}}{1 - \frac{\Delta\rho_\omega}{\Delta\Psi_\omega}}$ [см. форму-

лу (7)], то поправка $\Delta v = \bar{v} \frac{\Delta\rho_\omega}{\Delta\Psi_\omega} \cong 90$ км и, следовательно, v почти в точности равняется значению c , полученному в воздухе, с учётом поправки на влажность. Конечно, такое близкое совпадение надо, принимая во внимание недостаточную точность измерений (около 1/2 000), считать случайным. Всё же, может быть, не лишено интереса то обстоятельство, что, введя поправку на дополнительную фазу, мы не только получаем исправление величины скорости в нужном направлении, но и приходим к численному значению c , близко совпадающему с последними, наиболее точными, значениями, полученными Майкельсоном и другими исследователями.

Весьма поучительным является в этом отношении также результат, полученный при измерении скорости распространения вдоль ровной поверхности суши в окрестности гор. Пугачёва в ноябре 1939 г.²⁷

Полученное методом перемещения значение $\Delta\Psi_D=7\,001^\circ$ при изменении расстояния на $\Delta D_1=1\,263,5$ м от $D_1=1\,350,5$ м до $D_2=2\,614$ м даёт

$$\bar{v} = \frac{720^\circ f \Delta D}{\Delta\Psi_D} = (298\,650 \pm 170) \text{ км/сек.}$$

При этом $f=2\,298\,360 \pm 20$ Нз. Если ввести теперь поправку на дополнительную фазу $\Delta\rho_D$, то, принимая $\sigma=3 \cdot 10^6$, $\epsilon=4$ (сухая почва), получаем $\Delta\rho_D=24^\circ$, откуда получаем: $v=299\,700$ км/сек.

Необходимо заметить, что поправка $\Delta\rho_D$, а следовательно, и правильный учёт констант σ и ρ играет особенно большую роль при сравнительно небольших $\Delta\Psi_D$, т. е. при небольших ΔD . Так, при $\sigma=2 \cdot 10^6$ и ϵ от 3 до 5 $\Delta\rho_D$ получается уже несколько отличным, а именно, $\sim 20^\circ$, так что $v=299\,500$ км/сек. При σ и ϵ , соответствующим не сухой почве, получились бы большие значения $\Delta\rho_D$, а следовательно, и $v > c$.

При больших расстояниях значение поправки $\Delta\rho$, а следовательно, и влияние констант почвы становится меньшим. В этом отношении показательные результаты, полученные в той же местности вблизи Пугачёва в то же время на расстояниях порядка 100 км. Здесь получилось $v=299\,500$ км/сек.

Таким образом, не только при распространении над морем, но и при распространении над достаточно ровной поверхностью суши (ровные степные пространства, луга и т. п.) мы получаем для скорости электромагнитных волн значение, близкое к c . При этом подтверждается правильность формулы (10), а также и то, что скорость v в ней есть действительно скорость света в воздухе. Следует, однако, заметить, что в настоящее время нет ещё достаточных данных ни экспериментальных, ни теоретических относительно влияния неоднородностей почвы, неровностей поверхности земли и т. д. на результаты измерений скорости распространения радиоволн. Поэтому ещё нельзя сказать окончательно, насколько приведённые выше результаты, полученные при определённых условиях, показательны для измерений на суше вообще. Однако, нам кажется, всё же можно считать доказанным, что и при измерениях над сушей на волнах средневолнового диапазона с антеннами зонтичного или Т-образного типа можно пренебречь на расстояниях в несколько десятков (и даже сотен) километров влиянием ионосферных лучей.

Полученные нами результаты позволяют, как нам кажется, сделать следующие выводы.

1. При распространении радиоволн средневолнового диапазона вдоль поверхности земли на расстояниях до сотни километров постоянство оптической длины пути, при применении антенн соответственного типа, порядка 10^{-5} . Отсюда следует, что в этих условиях можно не учитывать действия ионосферных лучей.

2. Полная разность фаз Φ между двумя отстоящими на расстояние D пунктами вблизи поверхности земли в электромагнитном поле гармонического излучателя (вертикального диполя), расположенного на поверхности земли, может быть представлена в виде

$$\Phi = \frac{2\pi f D}{v} + \varphi(f, D, \sigma, \epsilon), \quad (15)$$

где v равна скорости света в воздухе, а дополнительная фаза $\varphi(f, D, \sigma, \epsilon)$ с увеличением D в зависимости от f , σ и ϵ стремится к пределу, лежащему между $\pi/2$ и π .

3. При распространении над морем вплоть до расстояний порядка 200 км численное значение скорости v получается с точностью, не меньшей $5 \cdot 10^{-4}$, равной скорости света в воздухе *).

4. При распространении вдоль суши существуют условия (например, ровные степные пространства, луга), в которых с точностью, не меньшей $6 \cdot 10^{-4}$, применима формула (10).

В заключение коснёмся вкратце измерений скорости распространения радиоволн вдоль земной поверхности, проведённых в последние годы (начиная с 1936 г.) в Америке и в Англии другими методами. Поводом к этим измерениям явились данные о скорости v , опубликованные Колвеллом, Хеллом и Хиллом в конце 1936 г.²⁹, согласно которым величина

*) При трёх длинах волн, которые нами применялись, и при указанных расстояниях влияние кривизны земной поверхности в пределах этой точности ещё не сказывается на определении v .

скорости v отличалась от скорости света на треть и более. Метод, которым пользовались эти исследователи, основывался на измерении (с помощью развёртки на экране катодного осциллографа) интервала времени между моментом посылки импульса, длительностью порядка 10^{-4} сек. из одного пункта A , и моментом прихода такого же импульса из другого пункта B , посылаемого оттуда в момент прихода туда импульса из A . Регулировка момента посылки импульса пунктом B производилась с помощью регулятора фазы, установленного в цепи переменного тока, общей для обоих пунктов. Частоты колебаний, излучаемых обоими пунктами, были соответственно $f_1 = 2398$ kHz ($\lambda_1 \cong 60$ м) и $f_2 = 1614$ kHz ($\lambda \cong 145$ м). Из наблюдений Колвелла, Хелла и Хилла вытекало, что v значительно меньше c , составляя в среднем около $2/3 c$, иногда снижаясь до половины (54%), причём ими наблюдались значительные колебания значений v от дня ко дню и даже от опыта к опыту. Эти результаты вызвали, естественно, большое недоверие к их правильности, особенно принимая во внимание, что ввиду небольшого расстояния (около 20 км) между пунктами A и B какое-либо заметное влияние ионосферных лучей надо было считать здесь исключённым. Был весьма вероятно, что, как нами и было высказано в примечании к нашей первой статье²³, уже находившейся в печати, когда появилась статья Колвелла, Хелла и Хилла, дело заключалось в недостаточной оценке и неправильном учёте авторами времён релаксации аппаратуры, точное значение которых в их методе должно было играть решающую роль, так как они были того же порядка, что и измеряемые времена.

Статья Колвелла, Хелла и Хилла вызвала ряд новых экспериментальных исследований для определения величины v при свободном распространении вдоль земли, которые показали неправильность результатов этих авторов. Так, уже в апреле 1937 г. Росс и Слоу³⁰, измеряя с помощью катодного осциллографа разность фаз колебаний, наводимых в двух вертикальных антеннах, расположенных вдоль направления радиоволн на расстоянии 34,9 м друг от друга, получили для фазовой скорости v на различных частотах от 2,5 до 15 MHz в среднем величину, равную 295 000 км/сек с точностью, оценённой авторами в 5% , при крайних значениях 310 000 и 275 000 км/сек.

Для того чтобы внести полную ясность в этот вопрос, Фармер и Моганти³¹ в 1939 г. повторили на частотах порядка $1,8 \cdot 10^6$ Hz опыты Колвелла, Хелла и Хилла, приняв всевозможные меры для устранения источников ошибок. Главные из таких ошибок были: а) ошибка шкалы времён осциллографа, б) различие во времени прохождения сигналов разной интенсивности через приёмные устройства, в) погрешность от неопределённости точки отсчёта на огибающей импульса, наблюдаемой на экране осциллографа, г) неустойчивость режима электросети вследствие изменения нагрузки.

Опыты дали для v величину, равную 0,95 c , с вероятной ошибкой в $5 - 7\%$ и таким образом установили ошибочность измерений Колвелла с сотрудниками.

Наконец, ошибочность полученных в 1936 г. Колвеллом результатов вытекает из работы, опубликованной в 1942 г. Колвеллом³², который произ-

вёл вместе с сотрудниками — Вудом, Бейли и Маршем — большую серию измерений на волнах с частотами $f_1 = 3\,492,5$ kHz и $f_2 = 2\,398$ kHz по несколько видоизменённому методу импульсов. При этих измерениях, для исключения времени релаксации в аппаратуре, сначала производились наблюдения, когда пункт *B* находился на расстоянии 0,79 км от пункта *A*, а затем тогда, когда пункт *B* перемещался на расстояние 3,67 км от *A* и скорость определялась из разности полученных в обоих случаях времён запаздывания импульса. Как среднее из 180 измерений получено

$$v = 298\,500 \text{ км/сек.}$$

Таким образом, и все эти измерения показывают, что нет оснований считать скорость радиоволн v при распространении вдоль земли отличающейся от скорости света в воздухе c больше чем на $3 - 5\%$.

Как указано было выше, результаты наших измерений, произведённых с гораздо большей точностью (как это, впрочем, отмечается в работе Моганти и Фармера³¹ и в обзоре Смит-Розе⁶, сделанном им 7 октября 1942 г. на годовом собрании Радиосекции Английского Электротехнического Общества), показывают, что скорость v не может отличаться от скорости света c больше чем на $5 \cdot 10^{-4}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Raymond T. Birge, Rev. Mod. Phys., **13**, Oct., 1941.
2. S. Glasenapp, Untersuchungen der Verfinsterung der Jupiter Satelliten; Petersburg, 1874.
3. H. Spencer Jones, Monthly Notices Astr. Soc., **87**, 28, 1927.
4. G. Wolfsohn, Handb. d. Phys., **19**, 906, 1928; R. Ladensburg, Handb. d. Experimentalphys., **18**, 27, 1928.
5. Otto Mittelstaedt, Ann. d. Phys., **2**, 285 — 312, 1929.
6. R. L. Smith-Rose, Nature, 477, 24 October, 1942; Electrician, 415, 16 October, 1942.
7. Wilmer C. Anderson, Phys. Rev., **51**, 596, 1937.
8. Rosa-Dorsey, Bul. Bureau of Stand., **3**, 433, 1907.
9. N. Mercier, C. R., **173**, 768, 1921.
10. Gutton, Journ. de Physique, **2**, 186, 1912.
11. C. C. Smith, Proc. of the Fifth Pacific Science Congress Victoria and Vancouver B. C. Canada, 1933.
12. E. Quack, P.I.R.E., **15**, № 12, 1927.
13. Taylor Joung, P.I.R.E., **16**, 561, 1928.
14. N. Stoyko et P. Jouaust, C. R., **196**, 1292, 1933; **200**, 2149, 1935; **201**, 33, 1935.
15. J. Zenneck, Ann. d. Phys., **23**, 846, 1907.
16. A. Sommerfeld, Ann. d. Phys., **28**, 665, 1909.
17. Ф. Франк и Р. Мизес, Дифференциальные и интегральные уравнения математической физики, ГОНТИ, стр. 937, 1937.
18. P. Frank u. R. Mises, Differ. u. Integralrechnungen d. Mechanik u. Physik, **1**, 932, 1935.
19. Van der Pol, Zs. f. Hochfr., **37**, 152, 1931.
20. П. А. Рязин, Изв. АН СССР, сер. физ. IV, 484, 1940.
21. Новейшие исследования распространения радиоволн вблизи земной поверхности, Сборник статей под ред. Л. И. Мандельштам и Н. Д. Папалекси, Гостехиздат; Л. И. Мандельштам, Изв. АН СССР, сер. физ., № 4, 525, 1938.

22. Л. И. Мандельштам и Н. Д. Папалекси, ЖТФ, **7**, 559, 1937.
23. Е. Я. Щёголев, ЖТФ, **7**, 579, 1937.
24. Л. И. Мандельштам и Н. Д. Папалекси, ДАН СССР, **26**, 782, 1940.
25. E. V. Appleton a. Barnett, Proc. Roy. Soc., **113**, 450, 1926.
26. Н. Д. Папалекси, Изв. АН СССР, сер. физ. № 4, 539, 1938.
27. Я. Альперт, В. Мигулин и П. Рязин, ЖТФ, **11**, 29–34, 1941.
28. C. Decaux et J. Galle, C. R., **198**, 2239, 25 Juin, 1934.
29. R. C. Colwell, N. J. Hall a. L. R. Hill, Journ. Frankl. Inst., 559 Nov., 1936.
30. W. Ross a. E. Slow, Nature, **139**, № 3520, 671, 1937.
31. F. T. Farmer a. Mohanty, Proc. Phys. Soc., **52**, 456, 1940.
32. R. C. Colwell, H. A. T. Wood, J. E. Bailey a. C. O. March, P. I. R. E., 30, 139, March, 1942.