

## О СВЕРХСВЕТОВЫХ СКОРОСТЯХ ВОЛН В СОВРЕМЕННОЙ ГЕОДЕЗИИ И ФИЗИКЕ

Доцент, кандидат техн. наук *А.В. Кошелев*

*Сибирская государственная геодезическая академия*

*E-mail: alvlkosh@yandex.ru*

**Аннотация.** В данной работе принципиальным отличием от известных подходов является утверждение, что каждая спектральная составляющая реальной случайной волны и модулированной волны распространяются в диспергирующих средах с групповой скоростью  $v_g(\omega)$ , а не с фазовой, как это излагается в существующей литературе. Акцентируется, что групповые скорости физических субстанций не могут быть сверхсветовыми.

**Ключевые слова:** реальная случайная волна, групповая скорость, диспергирующая среда.

**Abstract.** The fundamental importance of this paper lies in the statement that each spectral component of a real random wave and a modulated wave propagates in dispersion media with group velocity and not with the phase one, as it is stated in relevant literature. It is emphasized that, group velocities for the transportation of physical substance cannot be superluminal.

**Keywords:** real random wave, group velocity, dispersion media.

### Введение

Публикации в ведущих научных изданиях о сверхсветовых скоростях (СС) электромагнитных волн (ЭМВ) в диспергирующих средах (ДС) имеют давнюю историю и продолжают регулярно появляться как в геодезической [1,2], так и оптико-физической литературе [3-11].

В качестве примеров использования СС в геодезических приборах, в которых по современным представлениям применяются СС для объяснения возникающих в них физических эффектов можно привести следующие примеры:

- распространение радиоволн в диспергирующей ионосфере при выполнении фазовых измерений в спутниковых навигационных системах «GPS» и «ГЛОНАСС» [1,2];

- возникновение СС в процессе усиления сверхкоротких импульсов в лазерных усилителях и в оптических волноводах, используемых в прецизионных лазерных дальномерах [3-8].

В настоящее время СС в ДС широко используются при выполнении следующих оптико-физических исследований:

- определения скорости распространения оптических волн в фотонных кристаллах и левосторонних средах [7], в оптических волноводах с групповой скоростью и отрицательным временем задержки [5,7,8];

- вычисления скорости движения электрона при рассмотрении излучения Вавилова – Черенкова [9];

- оценки скорости распространения гауссова импульса с квадратичной фазовой модуляцией [4];

- при исследовании туннелирования квантовых частиц (парадокс Хартмана) [8].

Таким образом, для волн, распространяющихся со СС, наиболее часто упоминаются среды, которые представлены на рис.1.



Рис.1. Среда, в которой предполагается существование СС.

Нередко СС связывают с понятием фазовой скорости распространения в ДС. Под фазовой скоростью понимают скорость переноса идеальной монохроматической волны бесконечной продолжительности с фиксированной фазой. Важно отметить, что в природе строго монохроматических волн не существует, следовательно, не должно быть и фазовой скорости для реальных волн в ДС. Поэтому по поводу уместно привести высказывания ведущих ученых прошлого века лауреатов Нобелевских премий по физике М. Борна и Л. Ландау [10,11]. Независимо друг от друга они писали, что в ДС фазовая скорость волн не имеет никакого физического смысла и с фазовой скоростью ничто не распространяется. По-видимому, из-за отсутствия четких теоретических и экспериментальных доказательств эти положения не были приняты современниками. В настоящее время фазовую скорость, как реально существующую, используют в геодезической и физико-технической литературе наряду с экспериментально определяемой групповой скоростью.

### 1. Теоретическое обоснование отсутствия фазовых скоростей в ДС.

Кратко остановимся на роли фазовой скорости в проблеме СС. Одной из причин, по которой часто применяется понятие фазовой скорости и оправдывается существование СС, является мнение, что якобы фазовая скорость не переносит энергию, т.е. является кинематическим параметром [4,8]. Известно, что любая реальная волна всегда переносит энергию, а согласно теории относительности энергия волн не может распространяться со скоростью превышающей скорость света в вакууме. В связи с этим возникает вопрос насколько обосновано использование фазовой скорости для описания реальных физических явлений в ДС.

О том, что любая реальная волна переносит энергию, можно легко убедиться, рассмотрев уравнение электрического поля волны, представленной выражением

$$E(t) = E_1 \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (1)$$

где  $E_1$  - амплитуда ЭМВ,  $\omega$  - круговая частота,  $t$  - текущее время;  $\varphi_0$  - начальная фаза. Пусть, в момент времени  $t_1$  фиксированному значению фазы  $\omega t_1 + \varphi_0 = const$  соответствует мгновенная амплитуда сигнала  $E(t_1)$ , которая и переносит фиксированное значение фазы. Известно, что квадрат амплитуды пропорционален мощности волны, а мощность, умноженная на время, есть энергия. Другими словами фаза сигнала не может существовать без волны, имеющей материальную амплитуду. Поэтому любая реальная волна не зависимо от длительности и от степени ее стабильности переносит энергию и не может распространяться со СС.

В обсуждаемой проблеме целесообразно выделить несколько подходов, позволяющих адекватно определить реальную скорость распространения ЭМВ в ДС. Поскольку в некоторых случаях, существование фазовых скоростей обосновывается тем, что существующие волны могут иметь очень высокую стабильность частоты и при достаточно большой длительности распространяются в ДС с фазовой скоростью. В связи с этим рассмотрим два случая важных с практической точки зрения:

- волны идеально стабильны по частоте, но ограничены по времени;
- волны сверхвысокостабильные по частоте и неограниченны по времени.

### 1.1 Скорость волн идеально стабильных по частоте, но ограниченных по времени

Предположим, что существует волна  $E(t)$  идеальной стабильности, но ограниченная по времени величиной  $\tau$ , являющейся интервалом ее практического существования или использования. Такое приближение к идеальной стабильности для реальных волн обосновано тем, что в настоящее время уже достигнута относительная стабильность частоты лазерного излучения порядка  $10^{-15}$  [15]. Известно, что любая волна, ограниченная по времени, является непериодической функцией. Спектральный анализ непериодических функций осуществляется с помощью преобразований Фурье [12,13]. В этом случае связь между временной функцией волны  $E(t)$  и ее спектральной плотностью  $S(\omega)$  рис.2 выполняется с использованием формул [13]:

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) \cdot e^{-j(\omega t - kz)} dt, \quad (2)$$

$$E(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) \cdot e^{j(\omega t - kz)} d\omega, \quad (3)$$

где  $\omega$  - круговая частота волны;  $j = \sqrt{-1}$ .

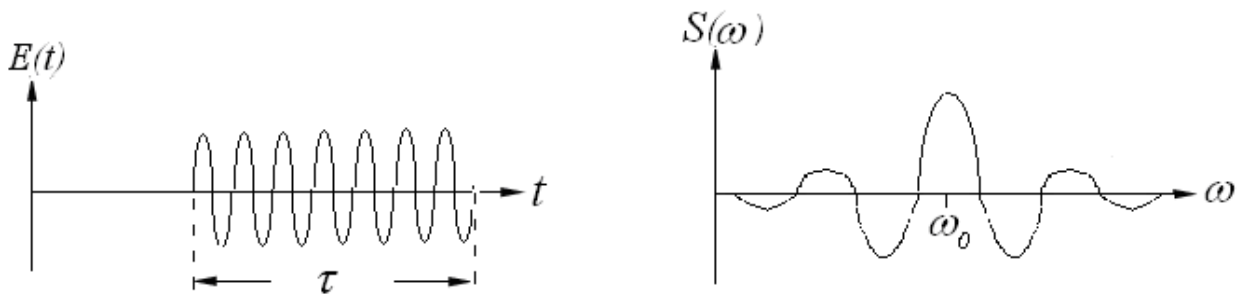


Рис.2. Временные диаграммы и спектральная плотность

Выполним спектральный анализ отрезка волны с круговой частотой  $\omega_0$ , единичной амплитудой и длительностью  $\tau$ . Уравнение такой волны представим в виде

$$E(t) = \cos \omega_0 t, \quad (4)$$

Тогда спектральная плотность такого сигнала примет следующий вид [13]

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) \cdot e^{-j(\omega t - kz)} dt = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\sin[1/2(\omega - \omega_0)]}{[1/2(\omega - \omega_0)]}. \quad (5)$$

Отсюда следует, что даже отрезок идеальной синусоиды  $E(t)$  из-за ограничения реального сигнала по времени имеет непрерывный спектр частот, содержащих группу волн, ограниченную спектральной плотностью амплитуды  $S(\omega)$  рис.1. Следовательно, эта группа волн распространяется в ДС с групповой скоростью  $V_g$ .

## 1.2 Скорость сверхвысокостабильных по частоте волн неограниченных во времени

Частота излучения  $\omega$  любой реальной волны всегда нестабильна. Поэтому даже при очень высокой относительной стабильности частоты  $10^{-15}$  через бесконечно малый промежуток времени  $dt$ , независимо от степени ее стабильности, всегда имеет место приращение частоты  $d\omega$ . В свою очередь, в ДС изменению частоты  $d\omega$  будет соответствовать приращение волнового числа  $dk$ . Поскольку волновое число  $k$  в ДС зависит от показателя преломления волны  $n = n(\omega)$  в соответствии с известной формулой

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi \cdot n}{\lambda_0}, \quad (6)$$

где  $\lambda$  длина волны в ДС, а  $\lambda_0$  - длина волны в вакууме. Отсюда следует, что при изменении частоты  $\omega$  на величину  $d\omega$  за счет изменения показателя преломления  $n(\omega)$  значение  $k$  получит приращение  $dk$ . Таким образом, мгновенная скорость реальной волны в ДС, независимо от степени стабильности волны, всегда есть групповая скорость  $V_g(\omega)$ , которая определяется хорошо известным в физике уравнением

$$V_g(\omega) = \frac{d\omega}{dk}. \quad (7)$$

Ряды Фурье, предполагающие идеальную периодичность реальных волн, широко используются на практике для вычисления амплитуд и частот гармоник по результатам экспериментальных исследований. Важно отметить, что такие расчеты являются приближенными. Приближенность расчетов обусловлена тем, что реальные сигналы нестабильны по частоте и амплитуде, содержат флуктуационные шумы и погрешности измерений. Однако для оценки скорости реальных волн они не пригодны, поскольку нестабильность по частоте и амплитуде реальных волн, эквивалентна частотной и амплитудной модуляции по случайному закону. Известно, что модулированные волны распространяются в ДС с групповыми скоростями [12,18].

Точные расчеты спектров реальных непериодических сигналов должны осуществляться с использованием преобразований Фурье. Поэтому реальные спектры последовательностей импульсов для идеальных и реальных сигналов будут иметь вид, представленный на рис.3. Размытость спектров реальных сигналов  $S(\omega)$  позволяет утверждать об их групповых скоростях в ДС в сколь угодно малой полосе частот.

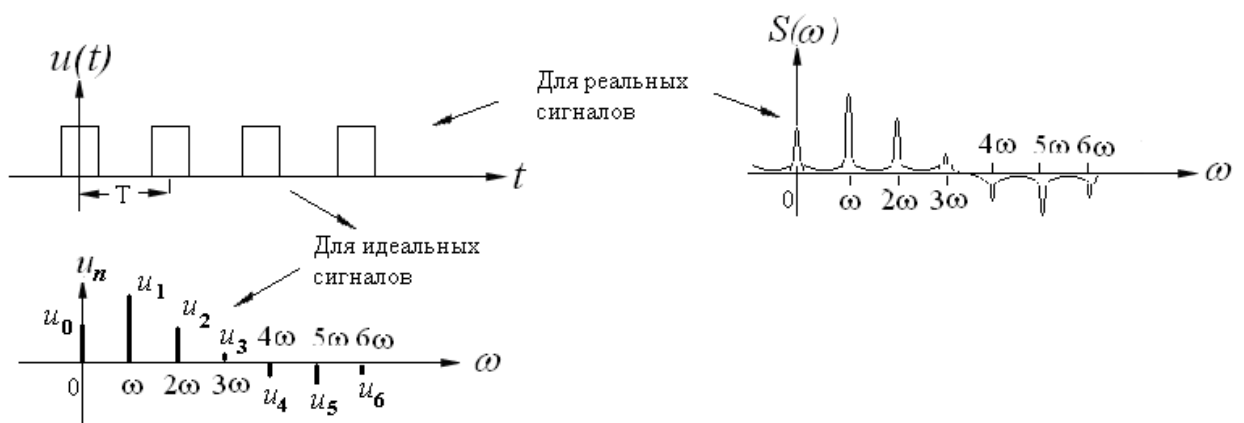


Рис.3. Спектральные характеристики идеальных и реальных сигналов.

Отметим, что преобразования Фурье получают из периодического ряда Фурье путем увеличения длительности периода сигнала  $T$  в бесконечность [13]. В этом случае дискретный спектр сигнала ряда Фурье, из-за наличия шумов и случайных изменений частот и амплитуд, преобразуется в сплошной спектр, определяемый спектральной плотностью  $S(\omega)$ . При этом амплитуды спектральных составляющих, входящих в уравнение (2), становятся бесконечно малыми величинами и содержат бесконечно большое число спектральных составляющих.

Известно, что в математике нуль есть бесконечно малая (БМ) величина. Представим на рис.3 спектральную составляющую частоты  $\omega$  в бесконечно малой полосе частот  $d\omega$  вертикальной линией. Поскольку ее амплитуда БМ величина физически равна нулю, то зафиксировать ее не возможно.

Отсутствие фазовой скорости, помимо БМ значения амплитуды, можно объяснить еще и тем, что время существования волны для конкретного значения частоты  $\omega \in (\omega_1, \omega_2)$  в пределах БМ полосы частот  $d\omega$  рис.3, вследствие нестабильности частоты, ограничено мгновенным БМ промежутком времени  $dt$ . Следует отметить, что в пределах фиксированного значения  $d\omega$  величина  $dt$  может изменяться во времени, например, для значений времени  $t_1$  и  $t_2$  в точке с частотой  $\omega$  им соответствуют приращения  $dt_1$  и  $dt_2$  рис.3. Поскольку величины приращений  $dt_1$  и  $dt_2$  зависят от крутизны или скорости изменения частоты  $\omega(t)$ .

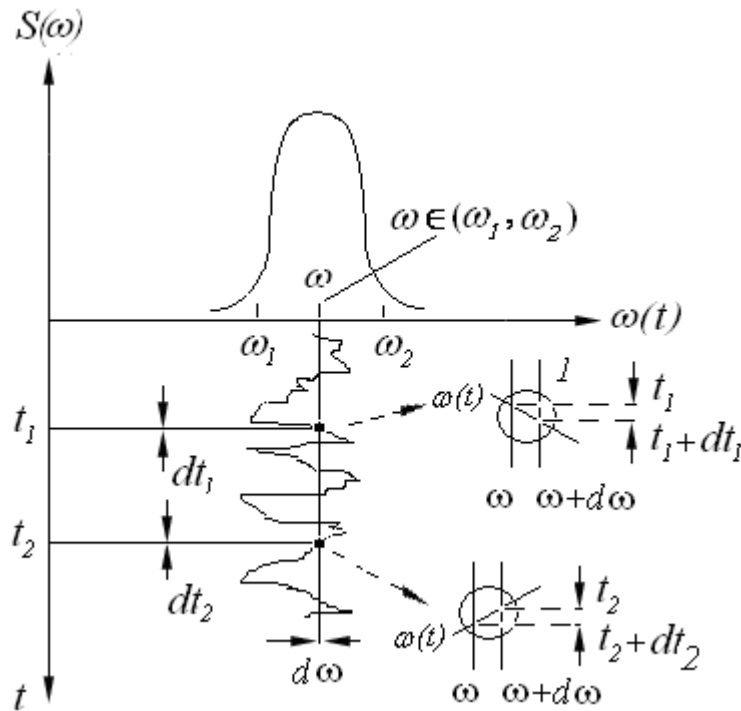


Рис.3. Спектральная плотность  $S(\omega)$  электрического поля лазера с графиком случайного изменения несущей частоты излучения  $\omega(t)$  в зависимости от времени  $t$ .

Отсюда следует вывод, что в реальном излучении не существует идеальных монохроматических волн, распространяющихся с фазовой скоростью на любой конкретной частоте  $\omega$ , независимо от степени относительной стабильности частоты в  $10^{-15}$  или в  $10^{-100}$  она находилась.

Представляет интерес отметить, что в неоднородной в пространстве и времени ДС даже идеальная монохроматическая волна распространялась бы с групповой скоростью. Поскольку случайные изменения реального показателя преломления среды  $n = n(x, y, z, t)$  в зависимости от пространственных координат  $x, y, z$  и времени  $t$  приводят к модуляции параметров волны, а, следовательно, и к групповой скорости (7).

Важно также отметить, что амплитуда реальной волны, содержащаяся в пределах БМ полосы частот  $d\omega$ , в диапазоне частот от  $\omega - d\omega$  до  $\omega + d\omega$  определяется уравнением

$$E(t) = \int_{\omega-d\omega/2}^{\omega+d\omega/2} S(\omega) \cdot e^{j(\omega t - kz)} d\omega$$

и является БМ величиной. Это позволяет утверждать, что любой реальный сигнал с частотой  $\omega \in (\omega_1, \omega_2)$ , который может быть физически обнаружен и использован для наблюдений, содержится в значительно большей полосе частот  $\Delta\omega \gg d\omega$ . Следовательно, реальная волна в полосе частот  $\Delta\omega$  распространяется в ДС всегда с групповой скоростью  $V_g(\omega)$ , а ее амплитуда определяется уравнением

$$E(t) = \int_{\omega-\Delta\omega/2}^{\omega+\Delta\omega/2} S(\omega) \cdot e^{j(\omega t - kz)} d\omega.$$

Приведенные выше рассуждения позволяют сделать вывод, что фазовых скоростей в ДС, как и идеальных монохроматических волн, в природе не существует, а любые реальные волны в ДС распространяются только с групповыми скоростями. Следовательно, ни высокая и даже сверхвысокая стабильность частот волн, совместно с большой длительностью волн не дают основания использовать для теоретических и практических расчетов фазовую скорость, как реальный параметр.

Подтверждением этого являются результаты исследований, представленные в работе [8], которые показывают, что использование фазовой скорости для расчета скорости квантовых частиц в волноводном тракте с неоднородными барьерами приводит к СС или «отрицательному времени» туннелирования (парадокс Хартмана). В этой же работе утверждается, что подобных проблем не возникает при использовании групповых скоростей  $V_g(\omega)$ .

## **2. Экспериментальные исследования скорости распространения радиоволн в ионосфере**

В сложившейся ситуации, единственным критерием истины в рассматриваемых вопросах могут быть экспериментальные исследования, подтверждающие или опровергающие существование фазовых скоростей в ДС. Для этих целей в данной работе использованы результаты реальных двухчастотных фазовых GPS-измерений расстояний, включающих прохождение радиоволн через ионосферу [19].

В существующих методах GPS (Global Positioning System) - измерений учет влияния ионосферы на результаты определения расстояний между GPS - спутниками и двухчастотными приемниками осуществляется дисперсионными методами [1,2]. Для этих целей выполняются серии одновременных кодовых и фазовых измерений на несущих частотах  $f_1$  и  $f_2$ . Кодовые измерения длин в GPS выполняются на частоте модуляции  $f_p = 10,23$  МГц с использо-

ванием в качестве несущих ЭМВ с частотами  $f_1$  и  $f_2$ . Поэтому считается, что при кодовых измерениях радиоволны распространяются с групповой скоростью  $v_g$ , а при фазовых измерениях расстояний на несущих частотах  $f_1 = 1\,575,42$  МГц и  $f_2 = 1\,227,60$  МГц волны движутся с фазовой скоростью  $v_p$  [1,2]. Относительная стабильность несущих частот  $f_1$  и  $f_2$  в системах GPS оценивается величиной порядка  $10^{-14}$ . В настоящее время такие измерения, характеризуются наивысшей достижимой точностью и могут быть использованы для надежной оценки влияния ионосферы на результаты измерений расстояний в десятки тысяч километров с сантиметровой инструментальной погрешностью.

Формулы групповой и фазовой скорости имеют вид:  $v_g = c/n_g$  и  $v_p = c/n_p$ , где  $c$  - скорость света в вакууме, а  $n_g$  и  $n_p$  - соответственно групповой и фазовый показатели преломления. В современной литературе показатели преломления  $n_g$  и  $n_p$  радиоволн определяются уравнениями [1, 2]:

$$n_g = 1 + \frac{40,3 \cdot N_e}{f^2}, \quad (8)$$

$$n_p = 1 - \frac{40,3 \cdot N_e}{f^2}, \quad (9)$$

где  $f$  - частота в герцах,  $N_e$  – интегральная плотность электронов в ионосфере вдоль распространения ЭМВ. Из уравнения (2) следует, что фазовая скорость превышает скорость света в вакууме и это явление, получило название фазового опережения. В свою очередь, такое утверждение находится в противоречии с основным законом теории относительности, согласно которому никакая волна или сигнал не могут распространяться со скоростью, превышающей скорость света в вакууме.

Результаты кодовых измерений расстояний на частотах  $f_1$  и  $f_2$  обозначим символами  $P_1$  и  $P_2$ . Модулированные кодами радиоволны на частотах  $f_1$  и  $f_2$  в ионосфере распространяются с заведомо известными групповыми скоростями, что позволяет использовать расстояния  $P_1$  и  $P_2$  в качестве относительно достоверных результатов измерений. Для фазовых измерений расстояний  $L_1$  и  $L_2$  используются сигналы только высокостабильных несущих частот  $f_1$  и  $f_2$ , фазовая скорость которых в настоящей работе подвергается сомнению. По результатам сравнений длин, полученных из кодовых  $P_1, P_2$  и фазовых измерений  $L_1, L_2$ , ставилась задача определить с фазовой или групповой скоростью распространяются в ионосфере несущие радиоволны на частотах  $f_1$  и  $f_2$ .

Результаты одновременных измерений дальностей в ионосфере для кодовых  $P_1, P_2$  и фазовых  $L_1, L_2$  наблюдений на частотах  $f_1$  и  $f_2$  можно представить в виде двух пар уравнений [1]:

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= P + \frac{A_K}{f_1^2} = P + \Delta P_1 \\ P_2 &= P + \frac{A_K}{f_2^2} = P + \Delta P_2 \end{aligned} \right\} \quad \text{и} \quad \left. \begin{aligned} L_1 &= L + \frac{A_P}{f_1^2} = L + \Delta L_1 \\ L_2 &= L + \frac{A_P}{f_2^2} = L + \Delta L_2 \end{aligned} \right\}, \quad (10)$$

где  $P$  и  $L$  – расстояния не искаженные ионосферой;  $\Delta P_1, \Delta P_2$  и  $\Delta L_1, \Delta L_2$  – поправки в кодовые и фазовые измерения расстояний на частотах  $f_1$  и  $f_2$ ;  $A_K$  и  $A_P$  – интегральные коэффициенты для кодовых и фазовых измерений, характеризующие состояние ионосферы вдоль распространения радиоволн на момент измерений. Важно отметить, что теоретически коэффициенты  $A_K$  и  $A_P$ , пропорциональные концентрации электронов в ионосфере, на определенный момент наблюдений, должны принимать одинаковые значения. На практике из-за неравноточности кодовых и фазовых измерений они различны и поэтому определяются по формулам [1]:

$$A_K = \frac{\Delta P \cdot (f_1^2 \cdot f_2^2)}{(f_1^2 - f_2^2)}, \quad A_P = \frac{\Delta L \cdot (f_1^2 \cdot f_2^2)}{(f_1^2 - f_2^2)}, \quad (11)$$

где  $\Delta P = P_2 - P$ ,  $\Delta L = L_2 - L_1$ .

Тогда по найденным значениям  $A_K$  и  $A_P$  из уравнений (3) можно вычислить поправки в измеренные дальности по следующим формулам [1,2]:

$$\Delta P_1 = \frac{A_K}{f_1^2} = \frac{\Delta P \cdot f_2^2}{(f_1^2 - f_2^2)}, \quad \Delta P_2 = \frac{A_K}{f_2^2} = \frac{\Delta P \cdot f_1^2}{(f_1^2 - f_2^2)}, \quad (12)$$

$$\Delta L_1 = \frac{A_P}{f_1^2} = \frac{\Delta L \cdot f_2^2}{(f_1^2 - f_2^2)}, \quad \Delta L_2 = \frac{A_P}{f_2^2} = \frac{\Delta L \cdot f_1^2}{(f_1^2 - f_2^2)}.$$

Значения отношений частот  $f_1$  и  $f_2$  в формулах (12), приняты равными [1]:

$$\frac{f_1^2}{(f_1^2 - f_2^2)} = 2,54572778, \quad \frac{f_2^2}{(f_1^2 - f_2^2)} = 1,54572778.$$

Для выполнения исследований автором использовались результаты измерений GPS взятые из протоколов, представленных в Internet [16]. Наблюдения, использованные в численном эксперименте, выполнены в Новосибирске по Международной программе приемником фирмы Topcon. Результаты измерения GPS-приемником расстояний  $P_1, P_2$  и  $L_1, L_2$  до двух спутников с номерами G 19 и G 28 представлены в таблице 1. Результаты фазовых измерений расстояний  $L_1$  и  $L_2$  получены путем умножения числа фазовых циклов, представленных в [16], на длины волн в вакууме, соответствующие частотам  $f_1$  и  $f_2$ .

Тогда с помощью результатов дисперсионных измерений длин кодовых и фазовых измерений для определения экспериментально определяемых инте-

Т а б л и ц а 1

**Результаты GPS-измерений**

№	Дата и время (по Гринвичу)	№ сп-ка	Кодовые измерения, м		Фазовые измерения, м	
			$P_1$ , м	$P_2$ , м	$L_1$ , м	$L_2$ , м
1	23.07.09 13 h 08 м 10 s	G19	23 237 001,686	23 237 004,303	23 237 002,978	23 237 006,591
2	23.07.09 13 h 08 м 10 s	G28	20 922 182,332	20 922 184,775	20 922 183,098	20 922 187,252

гральных плотностей электронов  $N_e$  получим расстояния  $P$  и  $L$  до спутника, исправленные за показатель преломления ионосферы.

Вначале предположим, что при измерении расстояний  $P$  и  $L$  радиоволны на частотах  $f_1$  и  $f_2$  в ионосфере распространяются с групповыми скоростями. Поскольку истинные значения длин  $P$  и  $L$  в уравнениях (10) несовпадут с их измеренными значениями:  $P_{f1}$ ,  $L_{f1}$  - на частоте  $f_1$  и  $P_{f2}$ ,  $L_{f2}$  - на частоте  $f_2$ . В этом случае расчетные формулы для вычисления расстояний  $P_{f1}$ ,  $L_{f1}$  и  $P_{f2}$ ,  $L_{f2}$ , исправленных за влияние ионосферы, представим в виде:

$$\begin{aligned} P_{f1} &= P_1 - \Delta P_1, \quad L_{f1} = L_1 - \Delta L_1; \\ P_{f2} &= P_2 - \Delta P_2, \quad L_{f2} = L_2 - \Delta L_2. \end{aligned} \quad (13)$$

Результаты расчетов поправок по формулам (12) в измеренные расстояния представлены в таблице 2.

Т а б л и ц а 2

**Кодовые и фазовые поправки за влияние ионосферы**

№ сп-ка	$\Delta P$ , м	$\Delta L$ , м	$\Delta P_1$ , м	$\Delta P_2$ , м	$\Delta L_1$ , м	$\Delta L_2$ , м
G 19	2,617	3,613	4,045	6,662	5,585	9,198
G 28	2,443	4,154	3,776	6,219	6,421	10,575

Вычисления по формулам (13) для групповых скоростей представлены в таблице 3 из которой видно, что исправленные за ионосферу значения:  $P_{f1} = P_{f2}$  и  $L_{f1} = L_{f2}$ . Тогда из уравнений (10) следует, что в случае использования групповой скорости с учетом формулы (8), измеренные параметры  $P_1$ ,  $P_2$  и  $L_1$ ,  $L_2$  на частотах  $f_1$  и  $f_2$  должны удовлетворять следующим неравенствам:  $P_1 < P_2$  и  $L_1 < L_2$ , поскольку  $f_1 > f_2$ . Это является свидетельством, что при кодовых и фазовых измерениях радиоволны распространяются с групповыми скоростями.

### Результаты измерений, исправленные за влияние ионосферы

№ сп-ка	Кодовые измерения $P, \text{ м}$	Фазовые измерения длин $L$	
	Групповая скорость		Фазовая скорость
	$P_{f_1} = P_{f_2}, \text{ м}$	$L_{f_1} = L_{f_2}, \text{ м}$	Поскольку $L_1 < L_2$ , то использование фазовых скоростей в ионосфере недопустимо
G19	23 236 997,641	23 236 997,393	
G 28	20922178,556	20 922 176,677	

Использование фазовых скоростей для обработки результатов фазовых измерений – некорректно как физически, так и методически, поскольку неравенство  $L_1 < L_2$  уже показывает на групповую скорость распространения радиоволн. Применение фазовой скорости к реальным измерениям приводит к существенным искажениям. Так из формул (8) и (9) следует, что в результаты измерений необходимо вводить те же поправки, как и для групповых скоростей на частотах  $f_1$  и  $f_2$ , но с обратными знаками. Таким образом, расчетные формулы для определения фазовых расстояний, исправленных за ионосферу, примут вид:  $L_{f_1} = L_1 + \Delta L_1$  - на частоте  $f_1$  и  $L_{f_2} = L_2 + \Delta L_2$  - на частоте  $f_2$ . Расчет по эти формулам длин с использованием фазовой скорости приводит к тому, что для спутника G 28 исправленные расстояния имеют существенно различные значения:  $L_{f_1} = 20\,922\,189,519\text{ м}$  и  $L_{f_2} = 20\,922\,197,827\text{ м}$ , отличающиеся между собой на величину более 8 м.

Следовательно, применение фазовой скорости в ионосфере значительно искажает измеренные расстояния и может служить источником дополнительных погрешностей GPS-измерений.

Таким образом, использование в настоящее время фазовой скорости в ионосфере для обработки GPS-измерений негативно влияет на результаты определения абсолютных координат, хотя и в меньшей степени ухудшает дифференциальные измерения, поскольку для одновременных измерений при вычислении приращений координат эти погрешности носят систематический характер и, в основном, взаимно компенсируются.

Это позволяет сделать следующие выводы:

- экспериментально установлено, что фазовой скорости ЭМВ в ДС не существует, а радиоволны распространяются в ионосфере с групповой скоростью;

- использование только групповой скорости для обработки фазовых GPS-измерений дает возможность повысить точность определения координат и расстояний GPS-приемниками, особенно в абсолютном режиме;

- в средах с аномальной дисперсией при использовании групповых скоростей не нарушается основное положение теории относительности, о том, что скорость переноса амплитуды, мощности и энергии волн не превышает скорости света в вакууме. Следовательно, утверждение о фазовом опережении и сверхсветовых скоростях волн и частиц в ДС с аномальной дисперсией не соответствует действительности.

Таким образом, на примере распространения радиоволн в средах с аномальной рефракцией было экспериментально подтверждено отсутствие СС и фазовых скоростей волн в ДС, предсказанных М. Борном и Л. Ландау [10,11]. Отсюда на основе единой природы электромагнитных радио- и оптических волн можно также сделать вывод, что СС отсутствуют в радио- и оптических волноводах, поскольку их существование основано на фазовых скоростях волн в ДС.

### **3. Скорость распространения оптических импульсов в лазерных усилителях.**

В настоящее время считается, что в лазерных усилителях, входящих в состав любого лазера, оптическое излучение импульсов движется в ДС со СС [3-6,8]. Нами было выявлено, что авторами этих работ наряду с отсутствием фазовых скоростей не были учтены следующие факторы:

1) Процесс усиления лазерных импульсов не является безынерционным. Инерционность этого процесса определяется временем релаксации усиливающей среды, которое находится в пределах от  $10^{-3}$ с до  $10^{-9}$ с [3]. Отсюда следует вывод, что вклад усиленных фотонов переднего фронта наносекундного импульса, поступающего в усиливающую среду (даже если принять наименьшее время релаксации  $10^{-9}$ с) будет приходиться в его хвостовую часть, а не в переднюю, часть импульса, как это пишется в обсуждаемой литературе по СС [3-8]. Таким образом, СС не могут существовать и в усиливающих средах.

2) Выполненные ранее эксперименты по определению СС не имеют подтверждения другими авторами, несмотря на то, что они сделаны уже несколько десятков лет назад [3-8]. При рассмотрении схемы экспериментальной установки, приведенной в работе [6] следует, что луч, проходящий через активную среду лазера, идет по более короткому пути, чем по воздуху. Таким образом, СС скорость предопределялась схемой эксперимента.

3) В настоящее время в лазерных стандартах частоты наивысшей точности фемтосекундные лазерные импульсы используются в усиливающих активных средах, но их скорость, в действительности, не является СС [15].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Антонович, К.М. Использование спутниковых радионавигационных систем в геодезии. М., Картгеоцентр-2005, т.1,. С. 333.
2. Seeber, G., *Satellite Geodesy: Foundations, Methods, and Applications.* – 2-nd Edition - Berlin, New York: Walter de Gruyter, 2003.- 589 p. – Англ.
3. Крюков П.Г., Летохов В.С. Распространение импульса света в резонансно усиливающей (поглощающей) среде. УФН, 1969, Т.99, вып.2, с. 173.
4. Вайнштейн Л.А. Распространение импульсов. // Успехи физических наук. 1976, №2, с. 339-367.
5. Бухман Н.С. О реальности сверхсветовой групповой скорости и отрицательного времени задержки в диспергирующей среде // Журнал технической физики. 2002, №1, с. 136-138.
6. Ораевский АН. Сверхсветовые волны в усиливающих средах // Успехи физических наук. 1998, №12, с. 1311-1321.
7. Шварцбург А.В. Туннелирование электромагнитных волн – парадоксы и перспективы // Успехи физических наук. 2007, -№1, с.44-58.
8. Давидович М.В. О парадоксе Хартмана, туннелировании электромагнитных волн и сверхсветовых скоростях. // Успехи физических наук. 2009, №4, с. 443-446.
9. Болотовский Б.М. // Успехи физических наук. 2009, №11, с. 1161-1173.
10. Борн М, Вольф Э. Основы оптики. - М.: Наука, 1970, с. 39.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1982, с. 403.
12. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика - М.: Наука 2004.
13. Нефедов В.И. Основы радиоэлектроники и связи. - М., 2002, с. 94.
14. Хаус Х. Волны и поля в оптоэлектронике - М.: Мир, 1988, с. 131.
15. Бакланов Е.В., Покасов П.В. Оптические стандарты частоты и фемтосекундные лазеры. Квантовая электроника. 2003, №5, с.383-400.
16. <ftp://cddis.gsfc.nasa.gov>
17. Сивухин Д.В. Оптика. - М.: Наука, 1980. с.215.
18. Кошелев А.В. О фазовом и групповом показателе преломления оптических волн для геодезических измерений.//Известия вузов. «Геодезия и аэрофотосъемка».-№2.-2009. С. 33-36.
19. Кошелев А.В. Влияние ионосферы на результаты GPS- измерений.// «Геодезия и картография».-№7.-200. С. 3-5.