

# РЕГИСТРАЦИЯ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ФРОНТА ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ С ТЕОРЕТИЧЕСКИМ ОБОСНОВАНИЕМ И ДЕМОНСТРАЦИОННЫМИ ПРИМЕРАМИ

*Ю.И. Малахов, М.Я. Иванов, Нгуен Ши, В.В. Щаулов  
(МЭИ, ЦИАМ г. Москва)*

Приведены экспериментальные результаты по замерам скорости распространения электромагнитного фронта в полой металлической трубе при её нагреве от  $300\text{ K}$  до  $550\text{ K}$ . Замеренная скорость составила  $3,1 \cdot 10^8 - 4 \cdot 10^8$  м/с и более. Представлено классическое теоретическое обоснование возможности сверхсветовых движений без нарушения принципа причинности. Это обоснование опирается на регистрацию температуры  $T_0 = 2.725\text{ K}$  космического микроволнового фонового излучения. Проанализирован ряд опубликованных к настоящему времени экспериментальных результатов по сверхсветовым явлениям, которые могут служить дополнительным подтверждением справедливости результатов настоящей работы.

## Введение

История экспериментальной регистрации сверхсветовых скоростей имеет возраст, сопоставимый с возрастом их запрета. Уже в 30-х годах прошлого столетия было проведено тщательное изучение этого явления. Так, в работах [1-5], в частности, установлено, что в полых металлических трубах скорость распространения электромагнитной волны может превышать скорость света. Эффекты сверхсветового распространения лазерных электромагнитных импульсов были открыты и изучены в 60-х годах в лаборатории академика Н.Г. Басова [6,7]. Замеренная скорость перемещения изолированных импульсов в 6 – 9 раз превышала величину скорости света в вакууме. В экспериментах [8] зарегистрированная скорость движения импульса в инверсно заселенных парах цезия в 310 раз превышала скорость света в пустоте. В течение последних 20 лет эксперименты такого рода [9-11], а также эксперименты по сверхсветовому туннелированию [12-15] дали также заметное превышение значения скорости света в вакууме. Сверхсветовое распространение радиоволн сантиметрового диапазона зарегистрировано в [16] и обсуждалось в [17,18].

В обзоре [19] сделана попытка объяснения указанных эффектов с позиций стандартной физической теории. Однако ряд опубликованных опытных данных весьма затруднительно интерпретировать подобным образом. Указанные опытные факты превышения значений скорости света в вакууме электромагнитными волнами и изолированными импульсами имеют

принципиальное значение при построении адекватных природе физических теорий.

## Методика эксперимента и результаты

Опишем методику экспериментального исследования по измерению скорости распространения светового импульса наносекундной длительности вдоль оси металлической цилиндрической трубы. Функциональная схема экспериментального стенда представлена на рис. 1.

Для формирования светового импульса использовался электрооптический модулятор и маломощный He-Ne лазер (~1 мВт), рабочая длина волны которого  $\lambda=632,8$  нм. Непрерывное излучение лазера направлялось на модулятор, который в исходном состоянии закрыт и не пропускает свет. При подаче на управляющие электроды модулятора электрического импульса, модулятор открывается и пропускает свет в течение промежутка времени, равного длительности электрического импульса. Технические характеристики модулятора и генератора, формирующего электрические импульсы таковы, что мы могли проводить эксперименты со световыми импульсами регулируемой длительностью в диапазоне от 5 до 100 нс и частотой повторения от 10 до 60 Гц. Форма светового импульса – прямоугольная с длительностью фронта и спада не более 1.5 нс и экспоненциальная, с линейным фронтом и экспоненциальным спадом. Длительность линейного фронта можно менять от 5 до 100 нс, а экспоненциальный спад оставался неизменным и равным 150 нс.

Сформированный по длительности и форме световой импульс направлялся на оптический кубик, предназначенный для деления исходного светового импульса на два практически одинаковой интенсивности, выходящих под прямым углом относительно друг друга. Первый импульс – опорный, а второй – зондирующий. Зондирующий световой импульс направлялся вдоль оси трубы. Внутренний диаметр трубы равен 30 мм, а зондирующего светового пучка 3 мм. При таком соотношении диаметров и соосном расположении трубы и светового пучка, исключено его касание внутренней поверхности трубы.

Для регистрации световых импульсов использовались два фотодетектора на базе лавинных фотодиодов с временем установления не более 1 нс. Один из них регистрировал опорный световой импульс, а второй – зондирующий, прошедший по оси трубы. Наблюдение формы световых импульсов и измерение временного сдвига между их фронтами, осуществлялось двухканальным широкополосным стробоскопическим осциллографом. Именно по величине временного сдвига между импульсами и разности проходимых ими расстояний, определялась скорость распространения фронта светового импульса.

Расположение делительного кубика и фотоприёмников таковы, что расстояния проходимые опорным и зондирующим импульсами в воздухе равны. Отрезки коаксиальных кабелей, соединявших лавинные фотодиоды с

входными разъёмами осциллографа, были выбраны также равной длины. Поэтому временной сдвиг между фронтами импульсов определялся только длиной трубы ( $l = 1460$  мм) и физическими свойствами среды, заполнявшей её внутренний объём. Внутренний объём трубы заполнен воздухом при атмосферном давлении.

Нагревательная спираль, намотанная по внешней стороне трубы, обеспечивала её практически равномерный нагрев по всей длине. Диапазон изменения температуры - от комнатной и до  $290^{\circ}\text{C}$ .

Экспериментально измерена скорость распространения фронта светового импульса вдоль оси цилиндрической трубы при различных температурах и установлено, что имеется заметное превышение скорости света  $C = 2.998 \cdot 10^8$  м/с. Экспериментальные результаты приведены на рис.2-5. Скорость распространения фронта растёт с увеличением температуры. При изменении условий в боксе (предварительном его прогреве и изоляции от внешних возмущений) были зарегистрированы существенно более высокие значения скорости распространения фронта (рис.5).

### Теоретические предпосылки

Выполненное в рамках настоящей работы экспериментальное исследование было инициировано теоретическими соображениями, опирающимися на опытные данные по замерам температуры Космического Микроволнового Фонового Излучения (КМФИ)  $T_0=2.725$  К и по обнаружению Темной Материи (ТМ) Вселенной, составляющей около 96% от всего количества материи. Ранее (до обнаружения указанной температуры КМФИ) полагалось, что температура свободного космического пространства равна нулю  $T=0$ . Как следствие этого положения считалось равным нулю также давление в свободном космическом пространстве  $p=0$ . Естественно, с нулевыми значениями температуры и давления в космосе согласовывалось значение массы покоя фотона ( $m_f = 0$ ) – носителя электромагнитного излучения. Фотон приобретал свою энергию  $E$  и импульс  $P$ , двигаясь только со скоростью света  $c$  ( $E = P \cdot c$ ). Свободные фотоны не взаимодействовали друг с другом и могли распространяться в свободном пространстве до их поглощения барионной материей. Газ свободных фотонов вел себя подобно идеальному газу с показателем адиабаты  $k=4/3$ .

Однако обнаружение равновесной температуры КМФИ  $T_0=2.725$  К и ТМ коренным образом меняет термодинамическую ситуацию не только в свободном пространстве космоса, но и в областях присутствия барионной материи (например, в атмосфере Земли). Чтобы убедиться в сказанном, достаточно применить теорию физической размерности ( $\pi$ -теорему Бакингема [20-22]) и определить, используя постоянную Л. Больцмана [23]  $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$  кг(м/с)<sup>2</sup>/К, массу частицы свободного пространства [24-27]. В силу своей простоты и наглядности продемонстрируем указанный факт.

Рассмотрим сначала первый безразмерный параметр  $\pi_1$ , соответствующий физическому детерминированному соотношению – уравнению состояния идеального газа [21-23]

$$\pi_1 = \frac{p}{nkT} = 1. \quad (1)$$

Этот параметр связывает давление  $p$  и концентрацию легкоподвижной среды  $n$  с температурой  $T$ , вводимой с помощью постоянной Больцмана  $k$ .

Запишем второй безразмерный параметр  $\pi_2$ , вводящий физически детерминированное соотношение между давлением  $p$ , плотностью  $\rho = nm$  и характерной скоростью  $c$

$$\pi_2 = \frac{p}{\rho c^2} \sim 1. \quad (2)$$

Третий безразмерный параметр  $\pi_3$ , следующий из (1) и (2), позволяет оценить массу  $m$  частицы легкоподвижной космической среды

$$\pi_3 = \frac{\pi_2}{\pi_1} = \frac{kT}{mc^2} \sim 1. \quad (3)$$

Точное определение массы частицы  $m_0$  газообразной идеальной среды с температурой  $T_0 = 2.725$  К, характерной скоростью распространения возмущений  $c_0 = 2,998 \cdot 10^8$  м/с и показателем адиабаты  $\kappa = 4/3$  следует (с учетом  $\kappa p_0 = p_0 c_0^2$ ) из уточненного соотношения (3) [24-27]

$$m_0 = \frac{\kappa k T_0}{c^2} = 5.6 \cdot 10^{-40} \text{ кг} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ эв}. \quad (4)$$

Безразмерный параметр  $\pi_3$  показывает, что скорость распространения возмущений не может быть постоянной величиной и должна расти с ростом температуры среды по закону

$$c = \sqrt{\kappa k T / m_0}. \quad (5)$$

Для проверки возможной зависимости скорости света от температуры был специально поставлен изложенный в настоящей работе эксперимент. В качестве других дополнительных экспериментальных подтверждений возможности сверхсветовых движений и наличия обнаруженного эффекта могут служить примеры, приведённые в работах [1-18, 31].

### Заключение

Создана установка для регистрации скорости распространения фронта электромагнитного импульса. Основными элементами установки являются: источник коротких световых импульсов с дискретно изменяемой длительностью в диапазоне 5, 10, 30, 100 нс; фотоприёмники на лавинных фотодиодах ЛФД-2-А с временем нарастания не более 2нс.

Замеренные значения скорости прохождения электромагнитного фронта в воздухе (в полой металлической трубе, длиной 1.46м, при её нагреве от 300 К до 550 К) лежат в диапазоне  $3,1 \cdot 10^8 - 4 \cdot 10^8$  м/с (и более) и заметно возрастают с увеличением температуры.

## Литература

1. G.C. Southworth. Hyper-frequency waveguides – General considerations and experimental results, Bell Syst. Tech. J., vol. 15, pp. 284-309, Apr. 1936.
2. W.A.L. Barrov. Transmission of electromagnetic waves in hollow tubes of metals, Proc. IRE, vol. 24, pp. 1298-1328, Oct. 1936.
3. S.A. Schelkunoff. Transmission theory of plane electromagnetic waves, Proc. IRE, vol. 25, pp. 1457-1493, Nov. 1937.
4. L.J. Chu and W.L. Barrov. Electromagnetic waves in hollow metal tubes of rectangular cross section, Proc. IRE, vol. 26, pp. 1520-1555, Dec. 1937.
5. J. Kemp. Electromagnetic Waves in Metal Tubes of Rectangular Cross-section, Jour. I.E.E., Part III, Vol. 88, No. 3, pp. 213-218, Sept. 1941. Waveguide Transmission.
6. Басов Н.Г. и др. Нелинейное усиление импульса света. Журнал exper. и теор. физики, 1966, т. 50, № 1.
7. Крюков П.Г., Летохов В.С. Распространение импульса света в резонансно усиливающей (поглощающей) среде. УФН, 1969, т. 99, № 2.
8. Wang L.J., Kuzmich A., Dodariu A. Gain-assisted superluminal light propagation. Nature, 2000, 406, pp.277-279.
9. Chiao R.Y. Superluminal (but causal) propagation of wave packets in transparent media with inverted atomic populations. Phys. Rev., A 48, R34-R37 (1993).
10. E. Yablonovitch, "Photonic band-gap crystals," J. Phys. Condens. Matter, vol. 5, p. 2443, 1993.
11. A. M. Steinberg, P. G. Kwiat, and R. Y. Chiao, "Measurement of the single-photon tunneling time," Phys. Rev. Lett., vol. 71, p. 708, 1993.
12. A. Enders and G. Nimtz, "On superluminal barrier traversal", J. Phys. I2, 1693-1698.(1992).
13. G. Nimtz, "Evanescent modes are not necessarily Einstein causal" Eur. Phys.J. B 7, 523-525 (1999).
14. G. Nimtz, A. Enders, and H. Spieker, "Photonic tunneling times," J. Phys. I (France), vol. 4, p. 565, 1994.
15. Alexeev I., Kim K.Y., Milchberg H.M. Phys. Rev. Lett., 2002, Vol. 88, 073901.
16. D.Mugnai, A. Ranfagni and R. Ruggeri, "Observation of superluminal behaviors in wave propagation", Phys. Rev. Lett. 84, 4830-4833 (2000).
17. N. P. Bigelow and C. R. Hagen. Comment on "Observation of Superluminal Behaviors in Wave Propagation" VOLUME 87, NUMBER 5, PHYSICAL REVIEW LETTERS 30 JULY 2001.

18. Fisher, D. L. & Tajima, T. Superluminous laser pulse in an active medium. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 4338– 4341 (1993).
19. Ораевский А. Н. Сверхсветовые волны в усиливающих средах // УФН. – 1998. – Т. 168, № 12. – С. 1311–1321.
20. Buckingham, E. On physically similar systems; illustrations of the use of dimensional equations. *Phys. Rev.*, 1914, 4: 345-376.
21. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике //М.: Наука. 1967. 428 с.
22. Биркгоф Г. Гидродинамика. Методы. Факты. Подобие //М.: ИЛ. 1963. 246 с.
23. Больцман Л. Лекции по кинетической теории газов //М.: 1964.
24. Иванов М.Я. Об аналогии между газодинамическими и электродинамическими моделями. *Физическая мысль России*, 1998, №1, с. 1-14.
25. Иванов М.Я. Динамика векторных полей в свободном пространстве. Изд. РАН, Математическое моделирование, 1998, т. 10, № 7, с. 3-20.
26. Иванов М.Я. Термодинамически согласованные законы сохранения в модели излучающего теплопроводного газа. *Журнал вычислительной математики и математической физики*, 2011, т. 51, №1, с. 142-151.
27. Иванов М.Я., Терентьева Л.В. Элементы газодинамики диспергирующей среды. М.: Информконверсия, 2002, 168с.
28. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений. //М.: Наука. 1966. 688 с.
29. Бай Ши-и. Динамика излучающего газа. //М.: Мир. 1968. 324 с.
30. Фенман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике // М.: Мир. 1966. Т. 6. Электродинамика. 344 с.
31. Zavolokov E.V., Zamuraev D.O., Zubkov A.A. et al. Experimental study of powerful wide-band superlighter source. 10th Zababakhin Scientific Talks. RFNC-VNIITF, March 15-19, 2010, pp.132-133.

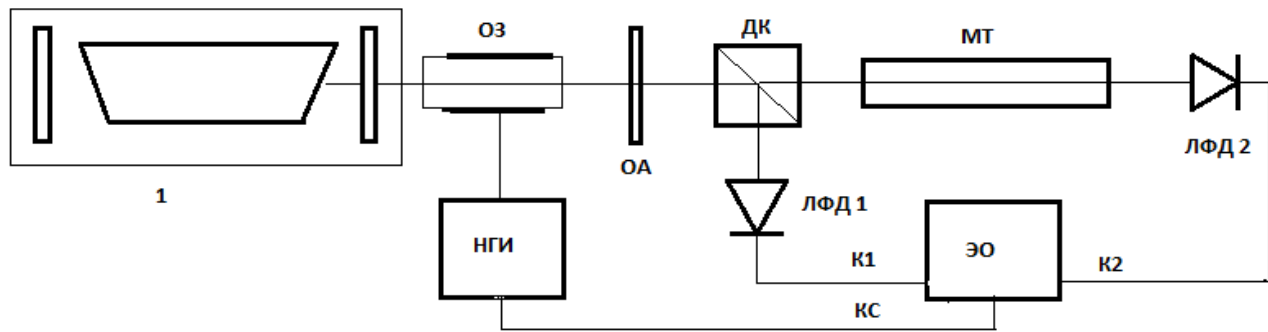


Рис.1. Функциональная схема экспериментального стенда

1 - He-Ne лазер; ОЗ - оптический затвор; ОА - оптический анализатор; ДК - делительный кубик; МТ - металлическая нагреваемая труба; ЛФД 1 и ЛФД 2 лавинные фотодиоды; НГИ - наносекундный генератор импульсов, управляющий открыванием затвора; ЭО - двухканальный стробоскопический осциллограф, время установления по каналам К1 и К2 не более 0,2 нс; КС - канал синхронизации.

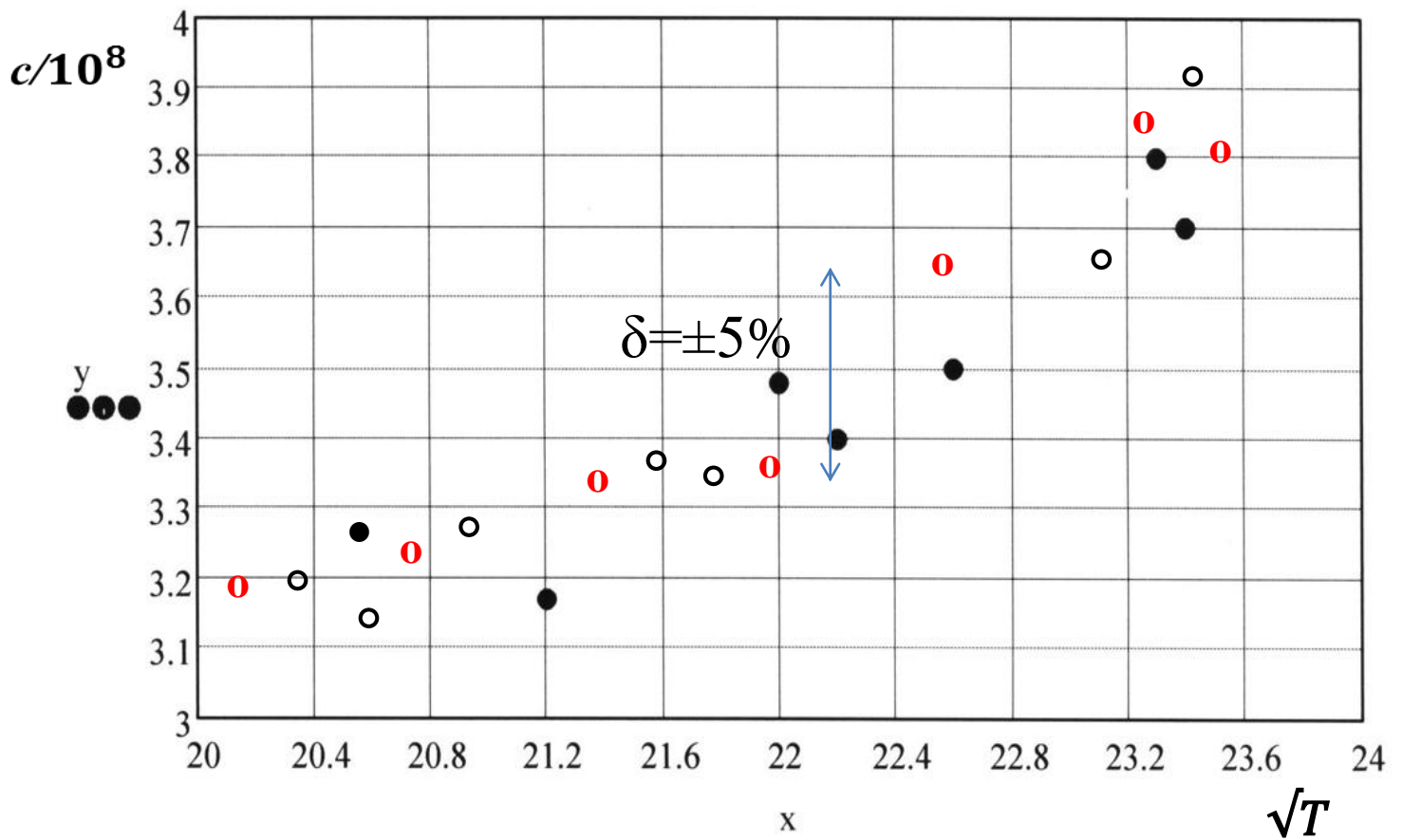


Рис.2 Экспериментальные результаты

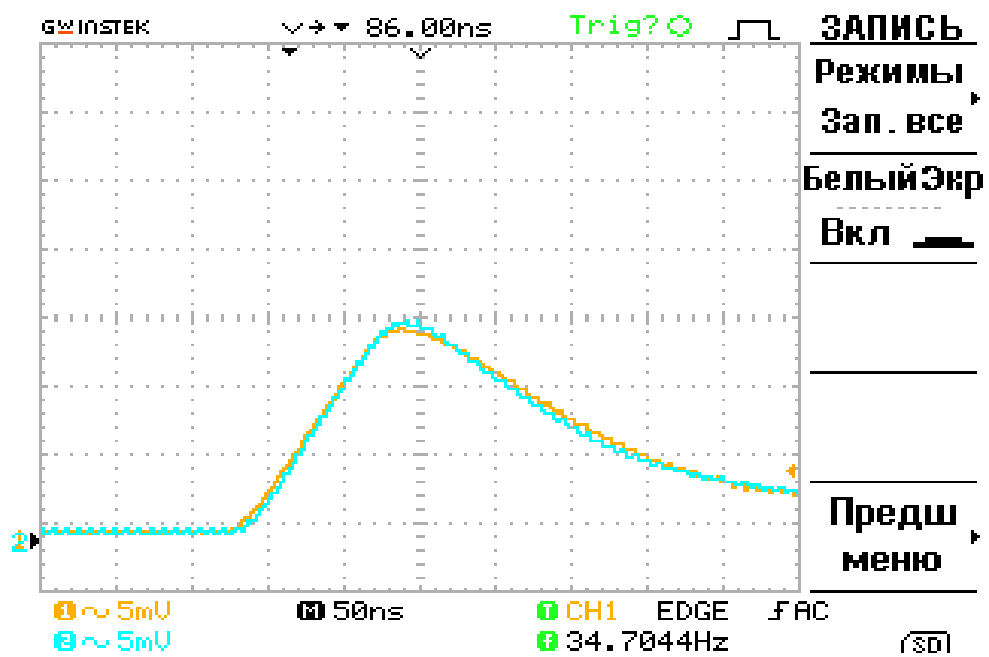


Рис.3. Форма опорного и зондирующего световых импульсов при нулевой временной задержке. Тестовая проверка идентичности регистрирующих каналов.

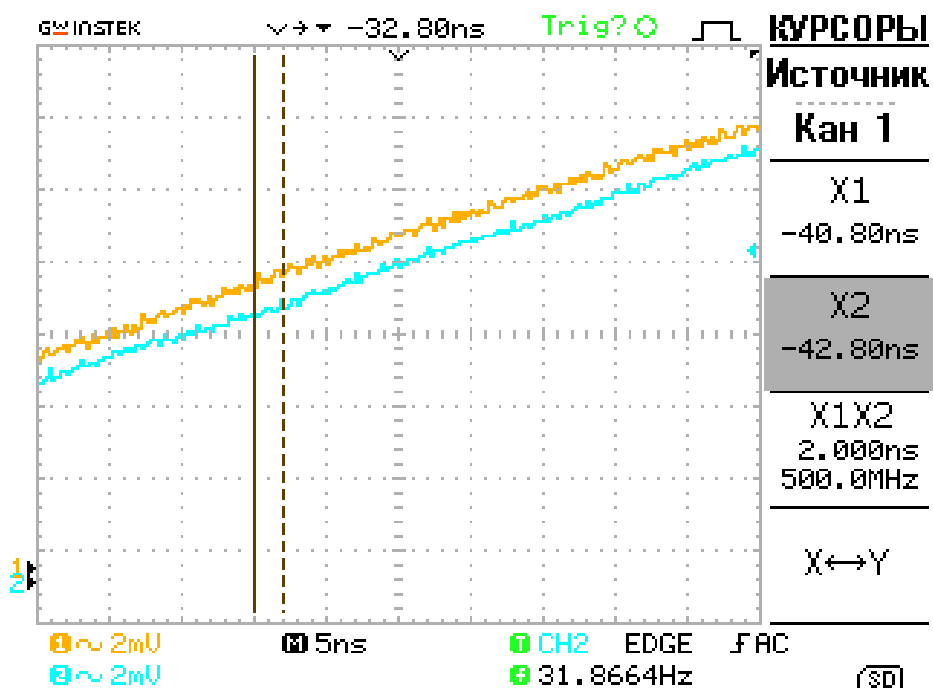


Рис.4. Временной сдвиг между фронтами световых импульсов при  $T=300$  К в трубе.



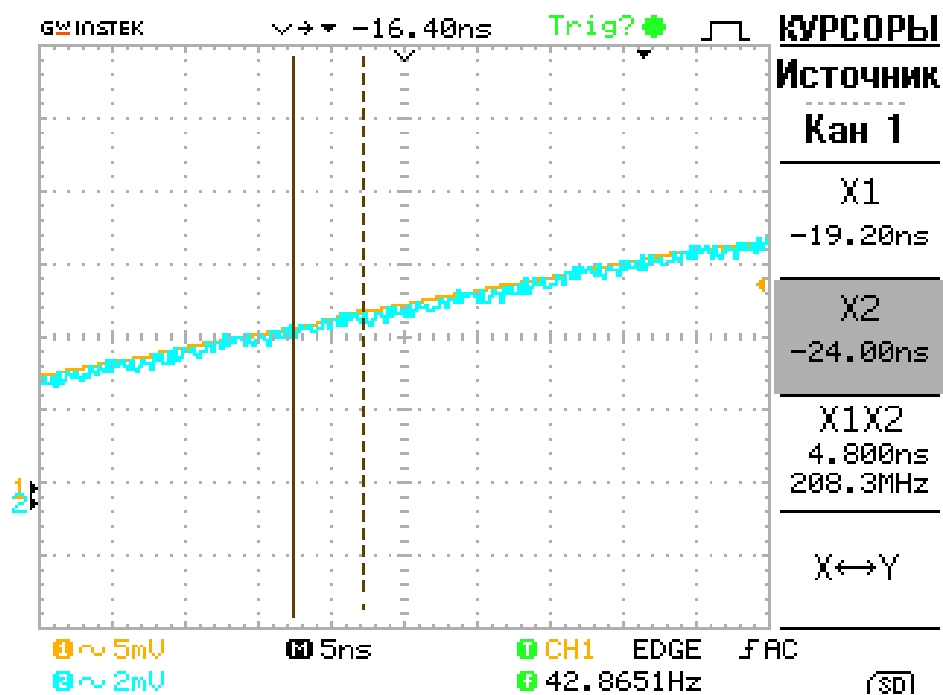


Рис.5. Временной сдвиг между фронтами световых импульсов при  $T=540\text{ K}$  и при изменённых внешних условиях в боксе.