

# ЛАЗЕРНЫЕ МЕТОДЫ ПРОВЕРКИ БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ РИТЦА И ЭФФЕКТА КОМПРЕССИИ ИМПУЛЬСОВ НА УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Семиков С.А.

Нижегородский госуниверситет

## аннотация

Предложены схемы опытов по проверке баллистической теории, альтернативной специальной теории относительности, и по проверке эффекта Ритца методами лазерной физики, с применением генераторов фемтосекундных лазерных импульсов и вакуумной электроники. Исследованы схемы экспериментов на ускорителях по измерению скорости релятивистских и ультрарелятивистских частиц времяпролётным методом и по сравнению её со скоростью света, а также по тестированию соотношений между скоростью, импульсом и энергией.

Согласно баллистической теории Ритца (БТР), предложенной в 1908 г. в качестве альтернативы специальной теории относительности (СТО), вектор скорости света  $\mathbf{c}'$  от движущегося источника определяется как векторная сумма скорости  $\mathbf{V}$  источника в момент излучения и стандартной скорости света  $\mathbf{c}$  относительно источника. Напротив, в СТО скорость света одинакова во всех системах отсчёта и равна  $c$ . До настоящего времени считалось, что все эксперименты подтверждают СТО и противоречат БТР. Но ряд опытов [1, 2] свидетельствует в пользу баллистической зависимости

$$\mathbf{c}' = \mathbf{c} + \mathbf{V}. \quad (1)$$

Длительное время экспериментально не удавалось обнаружить эту зависимость, поскольку не учитывался эффект переизлучения света в оптических средах. Как показал Дж. Фокс [2], на основании теоремы Эвальда-Озеена, свет с длиной волны  $\lambda$  и скоростью  $c' = c + V$ , проходя через среду с показателем преломления  $n$ , переизлучается средой и движется далее со стандартной скоростью  $c$ . По оценкам Фокса основная часть энергии света переизлучается на длине экстинкции  $l = \lambda/2\pi(n - 1)$ , а при рассеянии в плазме с концентрацией электронов  $N$ , длина  $l = (N\lambda r_0)^{-1}$ , где  $r_0$  – классический радиус электрона. Так, при анализе наблюдений двойных звёзд зависимость (1) не была обнаружена, поскольку свет переизлучался на длине  $l \sim 1$  св. года [2]. Ещё сложнее обнаружить переменность скорости света в лабораторных экспериментах, т.к. для света длина экстинкции в воздухе  $l \sim 1$  мм (при  $n = 1,0003$ ). А в оптически плотных средах, типа стекла,  $l \sim 1$  мкм. Таким образом, скорость света от движущихся источников уже в самом начале пути достигала стандартного значения  $c$ .

Для однозначной проверки баллистической зависимости (1) предлагалось применить фемтосекундные лазеры (В. Подгорный [3], В. Соколов [4]), длительность импульсов которых ( $\Delta t_f \sim 10^{-14}$  с) позволяет измерять разности времён хода  $\Delta t \sim 10$  фс у лучей, скорость одного из которых –  $c$ , а другого –  $(c + V)$ , при движении второго источника относительно первого со скоростью  $V$ . На пролётной базе  $L \sim 10$  м при  $V \ll c$  разность времён хода составит

$$\Delta t = L/c - L/(c + V) \approx LV/c^2 \quad (2)$$

и обнаружится (т.е.  $\Delta t \sim \Delta t_f$ ) при  $V \sim 100$  м/с, достижимой в лаборатории. В СТО всегда  $\Delta t = 0$ . Такой опыт можно выполнить по схеме В.И. Секерина [5] с подвижной платформой, но без зеркал и с фемтосекундным лазером в качестве источника, причём скорость импульсов света определяется по сигналам двух детекторов в начале и в конце платформы. Во избежание переизлучения в воздухе путь света от момента испускания и до момента регистрации должен пролегать в вакууме, а детектирующие участки световода должны располагаться со смещением в поперечном направлении. Т.е. излучатель и приёмники излучения следует разместить в вакуумной камере, исключив прохождение света через прозрачные среды. Поскольку путь луча  $L = 10$  м, а длина экстинкции  $l \sim 1$  мм, тогда для исключения переизлучения вакуум должен быть порядка  $l/L = 10^{-4}$ , т.е. давление порядка 10 Па, что легко реализуемо.

Рассмотрим простейшую схему эксперимента – с применением одного детектора и двух подвижных лазерных источников (например, волоконных fs-лазеров с  $\Delta t_f \sim 10^{-13}$  с), синхронно генерирующих импульсы (Рис. 1.а) или двух световодов на быстро крутящемся диске, связанных с неподвижным лазером через перископическую систему зеркал на оси

вращения (Рис. 1.б). Выходы световодов размещены в диаметрально противоположных точках 1 и 2 диска, крутящегося с частотой  $\omega$ , так что один источник движется к детектору, а другой – удаляется со скоростью  $V = \omega R$ . Наиболее удобна схема, по которой по ободу крутящегося диска проложен световод кольцевого волоконного фемтосекундного лазера с двумя выходами 1 и 2. Тогда условие синхронной генерации импульсов на выходах 1 и 2 будет выполняться автоматически, если поставить на одном из выходов линию задержки в виде участка волокна длиной  $b = \pi R$ . Фотодетектор или автокоррелятор на расстоянии  $L$  измеряет задержку

$$\Delta t = L/(c - V) - L/(c + V) \approx 2LV/c^2,$$

между импульсами. Чтобы расстояния  $L$  от источников до фотодетектора совпали, следует сколлимировать лазерные лучи так, чтобы свет регистрировался лишь из точек 1 и 2, равноудалённых от детектора, при генерации импульсов синхронно с прохождением этих положений. Синхронную генерацию можно осуществить посредством оптоакустических или электрооптических затворов, синхронизованных с вращением диска, либо организовать внешнюю синхронизацию, модулируя добротность лазера с частотой вращения диска. Чтобы исключить эффекты увлечения, отражения света, в результате которых скорость света в среде сложным образом зависит от скорости среды и показателя преломления  $n$ , импульсы лазера можно использовать в качестве импульсов накачки и сигнала (pump-probe). В таком случае излучателем будут активные ионы среды (волокна) на периферии вращающегося диска.

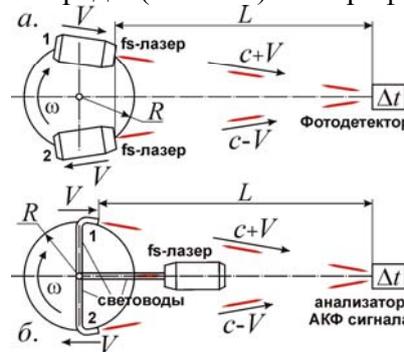


Рис. 1. Схемы установок по сравнению скоростей света от движущихся источников.

При вращении кольцевого волоконного лазера рассинхронизация излучения импульсов из ответвлений световода 1 и 2 может произойти и за счёт деформации оптоволокна. При вращении с частотой  $\omega = 200 \text{ с}^{-1}$  световода, проложенного внутри стального цилиндра радиуса  $R = 0,5 \text{ м}$ , относительная деформация оптоволокна определяется деформацией цилиндра и составит величину  $\varepsilon = \rho R^2 \omega^2 / E_s \sim 10^{-4}$ , где  $\rho$  и  $E_s$  – плотность и модуль Юнга для стали. При этом изменяется длина волокна и показатель преломления. В сумме эти два фактора ведут к появлению на длине волокна  $b = \pi R$  между выходами 1 и 2 световода дополнительной задержки  $\Delta t_d \sim (bn/c)\varepsilon \sim 10^{-13} \text{ с}$ , т.е. на порядок больше ожидаемой задержки  $\Delta t \sim 10^{-14} \text{ с}$ , возникающей в рамках баллистической теории за счёт движения. Поэтому для исключения добавочного запаздывания  $\Delta t_d$  компенсирующий участок волокна (линию задержки) надо прокладывать тоже по окружности, как основное волокно, чтобы удлинения дуг  $b$  волокон компенсировали друг друга.

Важное отличие баллистической теории от оптики и электродинамики СТО состоит в том, что длина волны света в вакууме – это функция не только регистрируемой частоты  $f' = f(1 - V_r/c)$ . Считается, что в вакууме длины волн  $\lambda, \lambda'$  однозначно определяются через  $f, f'$ :

$$\lambda = c/f, \lambda' = c/f',$$

а в баллистической теории длина волны от источника с лучевой скоростью  $V_r$  составит

$$\lambda' = (c - V_r)/f' = \lambda. \quad (3)$$

Таким образом, длина волны  $\lambda'$  зависит не только от измеренной частоты  $f'$ , но и от лучевой скорости источника  $V_r$ . А  $\lambda'$ , выраженная через частоту источника  $f = f'c/(c - V_r)$ , напротив, совпадает с длиной волны неподвижного источника  $\lambda' = c/f = \lambda$  и не зависит от скорости  $V_r$ .

Тогда проверить справедливость баллистической теории можно путём измерения длины волны света  $\lambda'$  в вакууме от подвижного источника монохроматической электромагнитной волны. При этом из условия отсутствия переизлучения  $l \gg L$  следует обеспечить вакуум с показателем преломления для радиоволн сантиметрового диапазона  $n < 1 + \lambda/2\pi L = 1,00016$ ,

т.е. со степенью разрежения  $>10^{-2}$ . Длину радиоволн сантиметрового диапазона можно измерить, установив вдоль пути луча две антенны и измерив зависимость фазового сдвига  $\varphi$  сигнала на них от скорости  $V_r$  источника. В СТО при фиксации регистрируемой частоты  $f'$  фазовый сдвиг  $\varphi$  на антеннах не зависит от скорости источника, а в БТР зависимость (3) обнаружится. При расстоянии меж антеннами  $L$ , по баллистической теории фазовый сдвиг составит

$$\varphi = 2\pi L/\lambda' = 2\pi Lf'/(c - V_r),$$

что отличается от прогноза СТО ( $2\pi L/\lambda$ ) на

$$\Delta\varphi = 2\pi L/\lambda' - 2\pi L/\lambda \approx 2\pi Lf' V_r/c^2.$$

При частоте  $f' = 30$  ГГц ( $\lambda = 1$  см) на длине  $L = 10$  м и скорости  $V_r \sim 500$  м/с разница фаз составит  $\Delta\varphi = 0,01$  – легко регистрируемую величину. При этом источник СВЧ-излучения перестраиваемой частоты  $f$  (для постоянства  $f'$ ) должен излучать по оси вакуумированного канала длины  $L$ , дабы СВЧ-волны проходили вдали от стенок канала, без переизлучения ими, т.е. не меняя фазовой скорости  $(c - V_r)$  и сдвига фаз  $\Delta\varphi$ . Сравнить сдвиг фаз на антеннах от подвижного и неподвижного источников можно, ставя на пути волн диэлектрическую пластинку (при этом скорость  $c - V_r$  меняется на  $c$ , а частота  $f'$  сохраняется). Это позволит исследовать зависимость  $\Delta\varphi$  от толщины пластинки  $b$  по сравнению с длиной экстинкции  $l = \lambda/2\pi(n - 1)$ . Так,  $\Delta\varphi = 0$  при  $b \ll l$ , и  $\Delta\varphi \approx 2\pi Lf'V_r/c^2$  при  $b \gg l$ . При сравнимости  $b \sim l$  удастся наблюдать сложное распределение  $\Delta\varphi(b)$ . Источником СВЧ-излучения может служить также сгусток моноэнергичных электронов (с одинаковой скоростью  $V$ ), влетающих под углом  $\alpha$  в магнитное поле  $B$  и излучающих на циклотронной частоте  $f = eB/2\pi m$  на скорости  $V_r$ , равной проекции на луч зрения  $\mathbf{r}$  скорости ведущего центра  $V\cos\alpha \sim 10^4$  км/с. При этом постоянство излучаемой частоты  $f = eB/2\pi m$  определяется степенью однородности поля  $B$ . А постоянство скорости  $V_r$  определяется степенью моноэнергичности электронов и постоянства углов их вылета  $\alpha$ . На практике однородность поля возле заданной оси можно выдержать с точностью  $\Delta B/B = 10^{-6}$  (например, внутри длинного соленоида с частой катушкой). Соответственно вносимый этим разброс фаз составит величину  $\Delta\varphi_f = (\Delta B/B)2\pi Lf/c \approx 0,01$ , т.е. порядка точности, требуемой для выявления эффекта. Кроме того, у сгустка электронов имеется разброс частиц по углам влёта  $\Delta\alpha \approx 0,01$  в магнитное поле. Соответственно, будут различаться и продольные составляющие скорости источника  $V_r$ . В итоге погрешность измеренного сдвига фаз  $\Delta\varphi_\alpha \approx 2\pi Lf' \Delta V_r/c^2 \approx 10^{-4}$ , т.е. точность достаточна для выявления эффекта.

Другая возможная схема подвижного генератора СВЧ-сигнала – с применением двух клистронов. Первый неподвижный клистрон модулирует поток электронов СВЧ-полем, формируя сгустки электронов, которые возбуждают колебания во втором клистроне, выстреленном со скоростью  $V_r$  из электромагнитной пушки или магнито-кумулятивной установки. При этом подвижный клистрон излучает электромагнитные волны, приобретающие по (1) скорость клистрона  $V_r$ . Регистрируемая приёмником частота найдётся из эффекта Доплера при двойном преобразовании частоты как  $f' = f(1 - V_r/u)(1 + V_r/c)$ , где  $u$  – скорость потока электронов.

Тем самым для точного измерения фазы накладывается ограничение и на точность измерения скорости  $u$  потока электронов и скорости подвижного клистрона, а также на стабильность генерации частоты первого клистрона. Точность измерения  $u$  задана погрешностью измерения напряжения  $U$  в электронной пушке и достигает  $10^{-6}$ , точность измерения скорости  $V_r$  также высока и достигает  $10^{-6}$  (при этом движение остаётся с большой точностью равномерным ввиду отсутствия газа в вакуумной камере и посторонних ускоряющих или тормозящих сил), например при измерении лазерным радаром. А стабильность генерации частоты  $f$  составляет  $10^{-6}$ . Таким образом общая точность измерения частоты  $f'$  порядка  $10^{-6}$ , т.е.  $\Delta f = f \cdot 10^{-6}$  откуда погрешность фазы  $\Delta\varphi_f = 2\pi L\Delta f'/(c - V_r) = 0,006$ , т.е. меньше ожидаемого фазового сдвига  $\Delta\varphi = 0,01$ . Кроме того, поскольку время движения  $\Delta T$  источника ограничено ( $\Delta T \sim L/V \approx 0,02$  с), вместо монохроматического излучения будет наблюдаться спектр конечной ширины  $\Delta f \sim 1/\Delta T = 50$  Гц. Отсюда дополнительная неопределённость, связанная с конечной шириной спектра, составит  $\Delta\varphi_f = 2\pi L\Delta f'/(c - V_r) = 10^{-5}$ .

Высокие скорости можно реализовать и для лазерных источников. Так, при выстреле металлического кольца магнитокумулятивным генератором из взрывомагнитной установки достигнуты скорости кольца  $V \sim 100$  км/с. Эта скорость составляет 1/3000 от скорости света  $c$ . Тогда, укрепив на кольце лёгкий генератор лазерных импульсов (например, волоконный

лазер) или применив зеркальное кольцо (отражающее фемтосекундные лазерные импульсы), на дистанции  $L \sim 10$  м получим  $\Delta t = LV/c^2 \sim 10^{-11}$  с. Т.е. зависимость скорости света от скорости лазерного источника (или зеркала) легко проверить, непосредственно измерив скорость света по сигналам от двух разнесённых на расстояние  $L$  фотодетекторов с быстродействием  $\sim 1$  пс (как у МПМ-фотодетекторов с быстродействием  $\sim 500$  ГГц [6]), либо сравнив моменты регистрации импульсов, излучённых двумя источниками, один из которых неподвижен, а второй укреплен на подвижном кольце, излучая импульс в момент пролёта мимо неподвижного источника. Чтобы достичь требуемой точности и синхронности моментов излучения импульсов, достаточно, чтобы в момент излучения продольное смещение подвижного источника относительно неподвижного было менее  $\Delta tc \sim 3$  мм.

Кроме исследования зависимости скорости света от скорости источника, данные методы позволят уточнить значение  $c$ , т.к. измерение моментов регистрации с точностью  $\sim 10^{-14}$  с на пути в 1000 м, проходимом светом за  $3 \cdot 10^{-6}$  с, позволит  $c$  измерить с точностью  $\sim 10^{-14}/10^{-6} \sim 10^{-8}$  её величины, т.е.  $\sim 1$  м/с. Тем самым можно проверить постоянство  $c$  и зависимость скорости света от длины волны, гравитационного потенциала, направления распространения света и т.д.

Другое возможное практическое приложение экспериментальной проверки баллистической теории – это поиск способов компрессии оптических импульсов и преобразования частоты света, которые ведут давно [7–9]. В настоящее время компрессию лазерных импульсов осуществляют путём чирпирования лазерных импульсов и пропускания их через дисперсионные системы [7, 8]. При этом, во-первых, исходный импульс искажается. Во-вторых, существует фундаментальный предел длительности импульса: импульс не может быть короче периода несущей [8]. Здесь рассмотрим новый метод компрессии импульсов, основанный на сжатии импульсов по гипотетическому эффекту Ритца [7, 9], который следует из баллистической теории и подтверждается опытом Бёммеля [2]. Согласно эффекту Ритца, свет от источника с лучевым (радиальным) ускорением  $a_r$ , проходя путь  $L$ , преобразует длину волны  $\lambda$ , частоту  $f$  и длительность  $\Delta t$  лазерного импульса, соответственно, как

$$\lambda' = \lambda \left( 1 + \frac{La_r}{c^2} \right), \quad f' = f \left( 1 + \frac{La_r}{c^2} \right)^{-1}, \quad \Delta t' = \Delta t \left( 1 + \frac{La_r}{c^2} \right). \quad (4)$$

Для преобразования в разы этих параметров и пиковой мощности  $P$  импульса

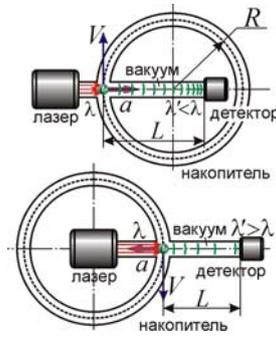
$$P' = P \frac{\Delta t}{\Delta t'} = P \left( 1 + \frac{La_r}{c^2} \right)^{-1}, \quad (5)$$

следует обеспечить  $La_r/c^2 \sim \pm 1$ . Поэтому для лабораторных дистанций  $L \sim 1$  м требуется

$$a_r \sim \pm c^2/L \sim \pm 10^{17} \text{ м/с}^2.$$

Это ускорение недостижимо для светоизлучающих приборов, но его легко сообщить электронам или ионам, излучающим свет самостоятельно (если источниками света служат возбуждённые ионы), либо опосредованно (если электроны переизлучают падающий свет). Таким образом, эффект Ритца, а значит и баллистическая теория доступны для прямой проверки.

Ускорение  $a \sim 10^{17}$  м/с<sup>2</sup> типично для элементарных частиц, летящих с околосветовыми скоростями  $V \sim c$  в магнитном поле циклических ускорителей с радиусом орбит  $R \sim 1$  м (Рис. 2). При этом центростремительное ускорение  $a = V^2/R \sim 10^{17}$  м/с<sup>2</sup>. Так, в синхротроне эффект Ритца позволит трансформировать лазерное излучение при рассеянии на движущихся электронах. Как правило, лазерные импульсы, рассеянные электронами, преобразуют в ускорителях по эффекту Доплера (или по обратному эффекту Комптона) при лоренц-факторе  $\gamma \gg 1$  [8, с. 171; 10], что требует мощных ускорителей с большим расходом энергии. Эффект Ритца позволит трансформировать излучение даже при  $\gamma \sim 1$  в малых циклотронах, синхротронах и накопителях малой мощности с низкими синхротронными потерями, т.к. уже при  $V \sim c$  ускорение частиц  $a \sim a_0 \sim 10^{17}$  м/с<sup>2</sup> (при  $L \sim R \sim 1$  м). При  $\gamma \sim 1$  рассеянное излучение заряда не обладает острой диаграммой направленности синхротронного излучения, и эффективность трансформации частоты ритц-эффектом максимальна для излучения, идущего вдоль вектора ускорения  $\mathbf{a}$  электрона (вдоль радиуса орбиты). Действительно, диаграмма направленности при томсоновском (или обратном комптоновском) рассеянии имеет вид восьмёрки [11, с. 166], вытягивающейся при релятивистских скоростях в направлении вектора скорости  $V$ .



**Рис. 2.** Схемы трансформаторов частоты лазерного излучения при рассеянии на банчах электронов, циркулирующих в накопителе: для сокращения длины волны  $\lambda$  (вверху) или для растяжения  $\lambda$  (внизу).

Поскольку при  $V \sim c$  время  $\tau \sim R/V$  пролёта банча электронов через область лазерного облучения – порядка наносекунды, длительность лазерных импульсов должна быть не выше:  $\Delta t \leq \tau$ . Удобно применить генераторы наносекундных или пикосекундных импульсов, частота повторения которых равна частоте обращения электронных сгустков (частоте ускоряющего поля в синхротроне или накопителе). Габариты установки по трансформации света можно сократить в разы, пропорционально сократив  $L$  и  $R$  до нескольких см. А снизив радиус орбиты электрона  $R$  до 0,1 мм, без изменения  $L \sim 1$  м, скорость электронов можно снизить до  $V \sim c(R/L)^{1/2} \sim 0,01c$  (достижимой в электронной пушке), намного сократив энергозатраты на разгон электронов, генерацию магнитного поля и уменьшив габариты установки.

Мощность преобразованных импульсов рассеянного электронами излучения  $P = P_0(1 - e^{-\tau}) \approx P_0\tau = P_0N\sigma_T x$  найдётся через мощность исходного излучения  $P_0$ , оптическую толщину банча электронов  $\tau = N\sigma_T x \ll 1$ , где  $N$  – концентрация электронов,  $x \approx 0,001$  м – толщина пучка,  $\sigma_T = (8\pi/3)r_0^2 \approx 6,65 \cdot 10^{-29}$  м<sup>2</sup> – эффективное сечение томсоновского рассеяния,  $r_0$  – классический радиус электрона. В мощных синхротронах характерное число частиц в импульсе  $Z \sim 10^9$ . При габаритах банча  $\sim 1$  см  $\times$  1 см  $\times$  10 см, концентрация составит  $N \sim 10^8$  см<sup>-3</sup>, откуда  $\tau \sim 10^{-16}$ , т.е.  $P \sim 10^{-16}P_0$  – эффективность преобразования крайне мала. Но в мало-мощных ускорителях с коротким циклом ускорения и высоким  $N$ , можно достичь существенно больших значений КПД преобразования мощности, например, применяя в качестве инжектора ускоритель Ван-де-Граафа, создавая потоки частиц эффектом взрывной электронной эмиссии. При этом  $N \sim 10^{20}$  см<sup>-3</sup>, и эффективность преобразования  $P \sim 0,0001P_0$ .

При ритц-трансформации частоты света в синхротронах центростремительным ускорением  $a$  сдвиг частоты не пропорционален  $La/c^2$ . Частота и длина волны света преобразуется по формуле (4), однако  $a_r \neq a = V^2/R$ , и зависимость  $\lambda' = \lambda(1 + La/c^2)$  запишется более сложно [12, 13], т.к. меняется угол между  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{V}$  за счёт изменения направления на источник  $A$ .

$$f' = f(1 + La_r/c^2) = f(1 - xV^2/Rc^2), \quad (6)$$

где  $x$  – смещение приёмника от центра орбиты.

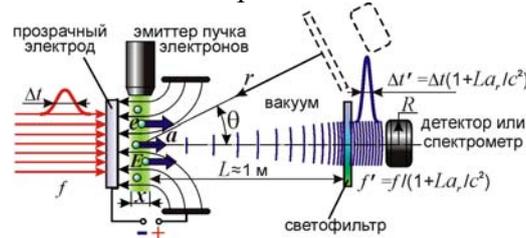
В рамках специальной и общей теории относительности (ОТО) преобразование частоты света происходит исключительно за счёт поперечного эффекта Доплера

$$f' = f \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}.$$

Даже при скорости электронов  $V \sim 0,95c$  (энергия  $W = 1,13$  МэВ), получим  $f' = 0,31f$ , т.е. снижение частоты составит 60 %. А в баллистической теории возможно изменение частоты в сотни, тысячи раз при той же скорости  $V$ . И если в СТО спад частоты одинаков для лучей света, рассеянных в направлении к центру и от центра, по БТР в направлении центра частота растёт, а от центра – снижается. В ОТО подобный эффект вообще отсутствует, поскольку приёмник неподвижен.

Отметим, что при рассеянии на электронных сгустках монохроматического света частоты  $f$ , после рассеяния спектр уширяется, поскольку в процессе рассеяния длительность рассеянного импульса будет фиксирована  $\tau \sim 10^{-14}$  с, т.е. ограниченная длительность рассеянного сигнала приведёт к уширению спектра на  $\Delta f = 1/\tau = 10^{14}$  Гц. Однако коэффициент компрессии  $g$  света в трансформаторе одинаков на всех частотах. Кроме того, для преобразования излучения плоской волны при переизлучении в плоскую волну требуется высокая однородность рассеивающего сгустка электронов в поперечном направлении.

Для сообщения электронам ускорения  $a_r \sim \pm 10^{17}$  м/с<sup>2</sup> может служить также электрическое поле  $E$ , в котором  $a = Ee/m$  (где  $e/m = 1,76 \cdot 10^{11}$  Кл/кг – удельный заряд электрона) достигает  $10^{17}$  м/с<sup>2</sup> при сравнительно малой напряжённости  $E \sim 10^6$  В/м.



**Рис. 3.** Схема установки по проверке эффекта Ритца, преобразующего частоту света  $f$  и длительность  $\Delta t$  лазерных импульсов, рассеянных ускоренно движущимися электронами.

В работах [7, 9, 16–18] автор предложил схему установки по проверке эффекта Ритца (Рис. 3) в виде вакуумной камеры (Рис. 4), где пучок электронов или ионов в поле  $E$  приобретает ускорение  $\sim 10^{17}$  м/с<sup>2</sup>. Лазерное излучение с несущей частотой  $f$  и длительностью импульса  $\Delta t \sim 1$  пс фокусируется на пучке, рассеиваясь на электронах (или ионах) – вторичных источниках света. Их излучение проходит в вакууме путь  $L \sim 1$  м до светофильтра (отсекающего свет частоты  $f$ ) и поступает в детектор и спектрометр. В случае справедливости эффекта Ритца они зафиксируют сигнал изменённой длительности  $\Delta t'$  и частоты  $f'$  (4). На светофильтре свет переизлучается, и далее частота его не меняется. Варьируя расстояние  $L$  до светофильтра, можно плавно менять частоту  $f'$ . Погрешность трансформации частоты  $\Delta f'$  определяется в первую очередь погрешностью расстояния  $\Delta L$ , связанной с конечной толщиной переизлучающего ступка и конечной толщиной переизлучающего слоя в пластинке, так что  $\Delta L \sim 1$  мм. Поэтому при  $L = 1$  м и значительном изменении частоты ( $f' = gf \sim 1000f$ ) получим  $\Delta f' = f\Delta L/L \sim f$ . А относительное изменение частоты  $(\Delta f'/f') = \Delta L/L = 10^{-3}$ .

В теории относительности эффект преобразования частоты отсутствует, поскольку эффект Доплера практически не меняет частоту света, переизлучённого в прямом направлении. Ничтожные изменения  $f'$  происходят исключительно от квадратичного эффекта Доплера

$$f' = \frac{f}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}.$$

Причём скорости, приобретаемые частицами за время лазерного импульса  $\Delta t \sim 10^{-12}$  с, составят  $V = a_r \Delta t \sim 10^5$  м/с, т.е. недостаточны для доплер-трансформации частоты света в разы ( $\Delta f/f \sim 6 \cdot 10^{-8}$ ) или генерации УФ- и рентгеновских квантов тормозного излучения. Не должно наблюдаться изменения частоты и в рамках ОТО, т.к. приёмник не обладает ускорением.

В случае подтверждения эффекта Ритца данный метод позволит трансформировать несущую частоту и компрессировать импульсы без разгона частиц до околосветовых скоростей, т.е. применяя простое оборудование при малом расходе энергии и производя компрессию с высоким КПД. Компрессор импульсов можно выполнить в виде вакуумного баллона, в который исходное излучение заводится через окно-линзу и прозрачный электрод. Свет фокусируется на пучке электронов (ионов), эмитируемых боковым электродом и попадающих в поле основных электродов, к которым приложено постоянное напряжение или переменное с частотой  $f_p$  следования лазерных импульсов. После рассеяния на ускоренных электрическим полем электронах (ионах), излучение выходит через отверстие или сетку второго электрода. Затем на пути свободного пролёта  $L$  импульс преобразуется по эффектам (4) и (5), меняя длительность  $\Delta t'$  и частоту несущей  $f'$ . Преобразованный импульс выходит через второе окно компрессора. Коэффициент компрессии импульса  $g = (1 + La_r/c^2)^{-1}$  регулируется изменением поля  $E$  (т.е. вариацией ускорения  $a$ ) или пролётной дистанции  $L$  – отдалением или приближением переизлучающей пластины, приводящей скорость света к стандартной величине  $c$ .

Для эксперимента можно применить существующие фотоэлектронные катоды (ФЭК), в виде катода и сетки, помещённых в вакуумный баллон. При освещении катода лазерным излучением из него вылетают электроны, попадающие в электрическое поле между катодом и сеткой. При напряжении  $U = 1000$  В и межэлектродном расстоянии  $d = 1$  мм, поле достигает критической величины  $E = U/d \sim 10^6$  В/м, достаточной для регистрации эффекта.

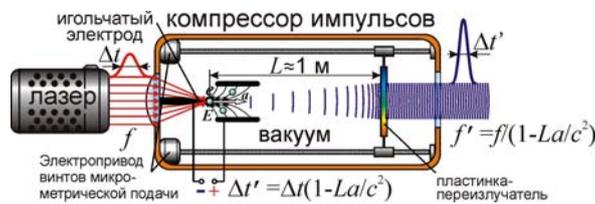


Рис. 4. Схема компрессора импульсов с ускоряющим электродом-микроостриём.

Высоких значений  $E$  можно достичь путём миниатюризации электродов (Рис. 4). Возле острия с радиусом закругления  $r \sim 10^{-6}$  м напряжённость поля  $E \sim U/r$  достигает значений  $E \sim 10^6$  В/м уже при  $U = 1$  В. Таким образом, трансформатор частоты сможет работать от обычной щелочной батарейки, если фокусировать свет лазера перед остриём, с которого идёт эмиссия электронов. Остриё может служить источником электронов или ионов за счёт автоэлектронной, автоионной и холодной эмиссии, или от фотоэмиссии лазерным лучом. Эффект Ритца можно проверить и для непрерывного излучения возбуждённых ионов в электрическом поле  $E \sim 10^9$  В/м.

В рассмотренной схеме установки по проверке эффекта Ритца (Рис. 3, 4) частота  $f'$ , как видно из (4), зависит от лучевого ускорения электронов  $a_r$ , т.е. от ускоряющего поля  $E$ . При  $a_r = -c^2/L$  частота  $f'$  стремится к бесконечности (Рис. 5), и малая вариация  $a_r$ , при изменении  $E$  или  $L$ , вызывает гигантское изменение  $f'$ . Это открывает простой способ перестройки частоты света из оптического в УФ-, рентгеновский и гамма-диапазон. При обратном знаке  $E_r$  и  $a_r$  частота снижается, переводя оптическое излучение в ИК- и терагерцевый диапазон.

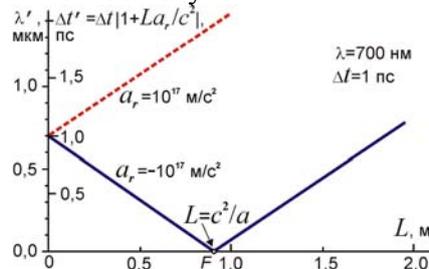


Рис. 5. График изменения длины волны  $\lambda'$  и длительности импульса  $\Delta t'$  по эффекту Ритца, в зависимости от расстояния приёмника  $L$ .

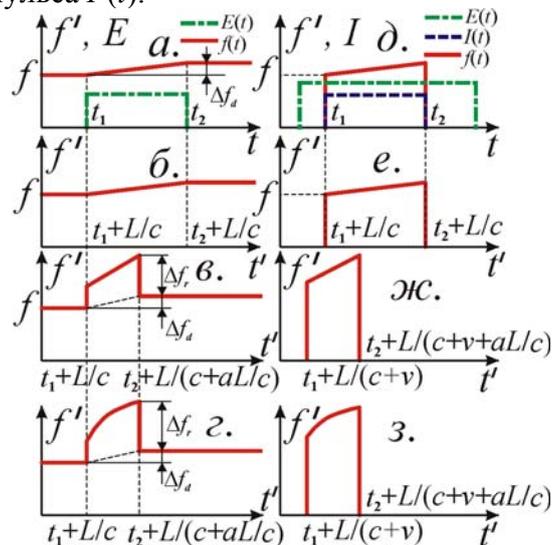
Главная особенность эффекта Ритца – это зависимость (4) частоты, длины волны и длительности импульса света – от дистанции  $L$ , пройденной светом в вакууме (Рис. 5). Анализ этой зависимости при вариациях  $L$  – это основной критерий проверки эффекта Ритца.

Основное достоинство эффекта Ритца состоит в возможности неограниченного сжатия длительности импульсов  $\Delta t'$  по (4) и повышения их пиковой мощности  $P'$  по (5). Это следует из одновременного сокращения длительности импульса и длины волны, периода световых колебаний (Рис. 5), с пропорциональным уширением спектра. Т.е. длительность импульса  $\Delta t'$ , ограниченная снизу периодом световых колебаний  $T'$  и обратной шириной спектра  $1/\Delta f'$  [8], может стать сколь угодно малой, а интенсивность – сколь угодно высокой. В точке  $F$ , где  $L = c^2/a$ , реализуется абсолютная фазовая фокусировка, т.е. волновые фронты, испущенные в разные моменты, приходят к приёмнику одновременно. При этом лазерное излучение остаётся квазимонохроматичным в силу постоянства  $f'/\Delta f' = f/\Delta f$ . При неограниченном сокращении длины волны  $\lambda'$ , при диаметре апертуры  $D$ , бесконечно снижается дифракционная расходимость пучка  $\theta \sim \lambda'/D$ , т.е. возможна реализация абсолютно не расходящихся пучков, применимых, например, в дальней космической связи. Неограниченное сжатие импульсов и бесконечный рост их пиковой мощности  $P'$  возможны также за счёт преобразования импульсов в вакууме, а не в среде, где предельная мощность импульса ограничена нелинейными эффектами, поглощением и пробоем среды под действием мощного лазерного излучения.

Длительность  $\Delta t$  импульса при компрессии ограничена только дисперсией лучевых ускорений возле электродов  $\Delta a/a$  и разбросом расстояний  $\Delta L$  до разных точек поверхности электрода, т.е. степенью неоднородности электрического поля и точностью изготовления переизлучающей пластины-фильтра. Основной критический критерий – неоднородность электрического поля, определяемая формой электродов, размером пучка и концентрацией электронов в нём, поскольку электроны создают собственное поле, которое налагается на внеш-

нее. При концентрации электронов  $N = 10^{26} \text{ м}^{-3}$  (при взрывной электронной эмиссии) собственное поле электронов  $\Delta E \sim 10^{15} \text{ В/м} \gg E \sim 10^6 \text{ В/м}$ , и это поле меняется по сечению пучка, делая поле неоднородным. С одной стороны, это препятствует получению монохроматического излучения, но с другой позволяет использовать для ускорения электронов их собственное поле, исключив внешнее поле. При концентрации электронов  $N = 10^{14} \text{ м}^{-3}$  (достижимой в пучках из электронных пушек) степень неоднородности  $\Delta E/E \sim 0,001$ , и дисперсия ускорений  $\Delta a/a \sim 0,001$ . При этих условиях предельная степень компрессии  $g = 1/(\Delta a/a) \sim 10^3$ . Но это ограничение чисто технического, а не фундаментального характера: теоретически в полях с более высокой степенью однородности, при меньшей концентрации  $N$ , возможны импульсы сколь угодно малой длительности. Кроме того, в импульсе всегда есть предельно сжатая центральная часть в виде острого пика, и пьедестал с меньшей интенсивностью (крылья импульса).

Если для упрощения считать импульс напряжения и импульс лазерного источника прямоугольным, то временную структуру исходного и преобразованного импульса с чирпом частоты можно представить следующим образом (Рис. 6). Видно, что в рамках СТО импульс длительности  $\Delta t = t_2 - t_1$  имеет совсем иную форму, чем следует из баллистической теории. В СТО изменение частоты чисто доплеровское (от нарастания скорости возникает чирп частоты) и при указанных параметрах достигает значения  $\Delta f_d = fV/c = fa\Delta t/c = fEe\Delta t/mc \approx 0,003f$ . А в БТР при тех же параметрах сдвиг частоты может быть намного выше  $\Delta f_r \sim -fLa_r/c^2 \approx f$ . А при критическом  $a_r = -c^2/L$  возможен рост частоты на порядки  $\Delta f_r \approx f(1 + La_r/c^2)^{-1} - f \gg f$ . По эффекту Ритца мощность  $P'$  преобразуется в той же пропорции, что и частота  $f'$ , т.е. с коэффициентом компрессии  $g = (1 + La_r/c^2)^{-1}$ . В силу закона сохранения энергии в импульсе площадь под кривой  $P'(t)$  и  $f'(t)$  при любом преобразовании частоты сохранится неизменной и равной начальной площади под кривыми  $P(t)$  и  $f(t)$ . По окончании импульса напряжения мощность излучения восстанавливается на уровне  $P$ . При этом предполагается, что за время импульса напряжения и импульса света электроны не успевают покинуть область лазерного облучения. При длительности импульса  $\Delta t \sim 10^{-12}$  с электроны даже при средней скорости порядка световой  $V \sim 10^8 \text{ м/с}$  проходят малый путь  $\Delta L = \Delta tV \sim 10^{-4} \text{ м}$ , не успевая покинуть область облучения. Однако ранее ускоренные электроны постепенно выходят из области облучения, соответственно свет переизлучается более медленными электронами, излучение которых приходит с большей задержкой. Соответственно, на хвосте импульса наблюдается кратковременное снижение интенсивности (компенсирующее избыток интенсивности после прекращения импульса), пока в области облучения не останутся только электроны, не испытывавшие действия поля, мощность излучения от которых далее постоянна и равна  $P$ . При этом выполняется закон сохранения энергии, дабы площадь под кривой  $P'(t)$  была равна площади под кривой исходного импульса  $P(t)$ .



**Рис. 6.** Преобразование частоты излучения в трансформаторе Ритца. Слева – для непрерывного излучения + импульсы напряжения  $E(t)$ . а) начальный сигнал сразу после переизлучения, б) на расстоянии  $L$  по СТО, в) на расстоянии  $L$  по БТР, г) то же при  $v \sim c$  и  $f\Delta t \sim c$ . Справа – то же, но для импульсного излучения. д) Начальный сигнал, е) на расстоянии  $L$  по СТО, ж) на расстоянии  $L$  по БТР, з) то же в релятивистском случае, при  $v \sim c$  и  $f\Delta t \sim c$ .

В случае набора электронами релятивистских скоростей картина преобразования импульса усложнится, в том числе, за счёт уточнения формулы (4) при учёте эффекта Доплера и изменения скорости  $c' = c - V_r$ . Отсюда уточнённая формула преобразования длительности импульса в случае излучения света в прямом направлении после переизлучения

$$\Delta t' = \Delta t \left( 1 + \frac{V}{c} \right) \left( 1 - \frac{V}{c+V} - \frac{La}{(c+V)^2} \right).$$

В этом случае хвостовая часть импульса сжата в меньшей степени, чем головная часть импульса. В рамках СТО преобразование длительности импульса при рассеянии в прямом направлении вообще отсутствует.

Оценим мощность преобразованных импульсов. Если исходное излучение обладает мощностью  $P_0$ , то мощность рассеянного электронами излучения составит  $P = P_0(1 - e^{-\tau}) \approx P_0\tau = P_0N\sigma_T x$ , где  $\tau = N\sigma_T x \ll 1$  – оптическая толщина слоя электронного пучка,  $N$  – концентрация в нём электронов,  $x \approx 0,001$  м – толщина пучка,  $\sigma_T = (8\pi/3)r_0^2 \approx 6,65 \cdot 10^{-29}$  м<sup>2</sup> – эффективное сечение томсоновского рассеяния,  $r_0$  – классический радиус электрона. При концентрации электронов  $N = 10^{26}$  м<sup>-3</sup> (достижимой при фотоэлектронной эмиссии лазерным импульсом или в пучках взрывной электронной эмиссии, с импульсами  $\sim 100$  пс), получим  $P \sim P_0 \cdot 10^{-5}$ . При сжатии импульсов в  $g = 10^5$  раз и выше, из (5) следует возможность генерации импульсов гамма-излучения с пиковой мощностью равной, или выше исходной:  $P' \sim P \cdot 10^5 \sim P_0$ .

Эксперимент подобного типа ещё в 1950 г. планировал академик С.И. Вавилов, имея в виду как раз проверку баллистической теории. Будучи пионером нелинейной оптики, в 1942 г. он заинтересовался трансформацией оптического спектра в вакууме [19], аналогичной красному смещению в спектрах галактик. Вавилов отметил, что «Экспериментальные попытки (без каких-либо серьёзных опытных или теоретических оснований) влиять силовыми полями на частоту светового потока, начинающиеся с Фарадея и продолжающиеся до последнего времени [9], никакого положительного результата не дали» [19, с. 133]. В баллистической теории эти основания появились. Вавилов предложил модулировать скорость пучка ионов, меняя величину ускоряющего поля, и проверить предсказанное теорией Ритца изменение фазы и, следовательно, частоты модулированного светового сигнала [20]. Но смерть Вавилова в 1951 г. помешала ему построить установку и осуществить эксперимент. Его ученик А.М. Бонч-Бруевич так видоизменил схему опыта, применив в качестве источника движущиеся края Солнца, что не только не могли наблюдаться предсказанные Вавиловым эффекты, но и баллистическая теория не могла быть проверена однозначно [21].

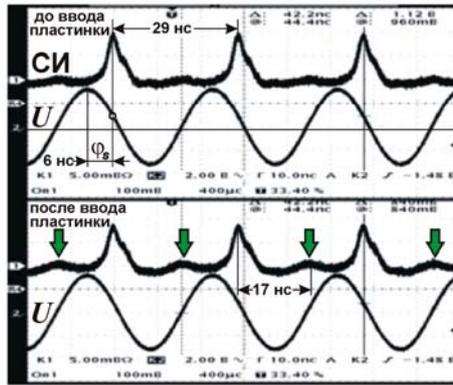
В последние годы были поставлены эксперименты по проверке баллистической теории на ускорителях, в частности, эксперимент Е.Б. Александрова на синхротроне «Сибирь-1».



Рис. 7. Схема опыта Е.Б. Александрова.

В опыте Александрова [22, 23] тоже сравнивали скорость испущенного электронами синхротронного излучения, свободно пролетающего заданную дистанцию, и излучения, рассеянного средой (Рис. 7). В первом варианте опыта Александрова измерялось время пролёта синхротронного излучения – по моменту его регистрации фотодетектором относительно момента прибытия электронов к резонатору. Во втором варианте сравнивалось время регистрации излучения фотодетектором в случаях, когда канал вывода открыт, и когда перекрыт

стеклянной пластинкой, которая по теории Ритца, переизлучив свет, снижает его скорость от  $c + V$  до стандартного значения  $c$ , сдвигая момент регистрации импульсов излучения.



**Рис. 8.** Экспериментальные осциллограммы синхротронного излучения [23] – до внесения стеклянной пластинки (вверху) и после внесения (внизу). Стрелками отмечены импульсы вторичного излучения.

В первом варианте скорость излучения составила  $c$ , а во втором – не появилось добавочной задержки  $\Delta t$  импульсов на 9 нс относительно опорного сигнала. Но в данной постановке опыт нельзя считать прямым, а вывод – однозначным. Во-первых, напрямую не измерена скорость электронов  $V$ . Она рассчитана по формулам СТО, из которых  $V \approx c$  [22]. Но в классической физике, как отмечал Ритц [24, с. 266], скорость электрона может превышать  $c$ , если искать  $V$  классически по импульсу  $p = mV$ , при  $m = \text{const}$ . Тогда измеренный по кривизне траектории электрона в магнитном поле импульс  $p = \gamma mc = 450 \text{ МэВ}/c$  [22] соответствует скорости  $V = \gamma c = 880c$ . Поэтому задержка  $\Delta t$ , следующая из теории Ритца, отлична от ожидаемой в [22], и нужны прямые замеры скорости электронов пролётно-импульсным методом – по времени пролёта базы, измеренному установленными вдоль базы детекторами частиц. В ускорителе скорость электронов нельзя определить однозначно, как отношение длины их орбиты  $L$  к периоду  $T$  ускоряющего поля или импульсов излучения, т.к. эти периоды отличны от периода обращения электронов, если в ускорителе циркулирует несколько сгустков. Их число тоже не измерено напрямую. Гипотезу о единственном сгустке экспериментаторы обосновали тем, что в накопитель из линейного ускорителя заводился один сгусток. Но, в зависимости от длины сгустка и фазы ускоряющего поля, он делится на ряд сгустков.

Во-вторых, нет оценок эффективности переизлучения стеклянной пластинкой. Среда переизлучает лишь часть энергии света. Чем толще и оптически плотнее слой среды, тем выше доля вторичного излучения от среды со скоростью  $c$  и ниже доля первичного со скоростью  $c + V$ . Как показал Фокс [2], оценка длины переизлучения  $l$  применима лишь для скоростей  $V \ll c$ . А для  $V \sim c$  длина  $l$  может быть много меньше или больше. В первом случае остаточный газ в вакуумной камере сразу переизлучит свет со скоростью  $c$ , лишив опыт смысла. А при ослабленном переизлучении стеклянная пластинка преобразует лишь малую долю энергии света, и основная его часть сохранит скорость  $c + V$ , не изменив осциллограмму.

Известен опыт с гамма-излучением от движущихся с релятивистскими скоростями ядер: он не выявил отличий скорости излучения от скорости света [25, 26]. Фокс провёл также опыт по измерению скорости излучения от движущихся с релятивистскими скоростями  $\pi^0$ -мезонов [27]. Он показал совпадение скорости излучения от  $\pi^0$ -мезонов вдоль и против вектора их скорости [25], и счёл опыт решающим противоречием баллистической теории [2].

Однако, как отметил сам Дж. Фокс [2, 27, 28], этот вывод не вполне обоснован, поскольку точно не известны механизмы распада и излучения, о которых судят по косвенным данным, так же как о скорости излучающих частиц, которая не измерена напрямую, а рассчитана в рамках некоторых дополнительных гипотез и релятивистской кинематики [29].

Авторы эксперимента отмечали, что излучение до поступления в детекторы проходит через неподвижные среды, т.е. может переизлучаться ими и двигаться далее со скоростью  $c$ , утратив избыток скорости. В работе [30] оценена длина переизлучения в атмосфере (5 км, что много больше пролётной дистанции в 60 м, отчего переизлучением пренебрегали). Однако нет оценок длины переизлучения в оптически более плотной бериллиевой мишени и миларовом окне, где длина экстинкции  $l = \lambda/2\pi(n - 1)$  в тысячи раз короче. Т.е. опыт не может свидетельствовать против баллистической теории.

Действительно, во всех перечисленных опытах вызывает сомнение гипотеза, по которой среда мишени и детекторов не меняет скорость рентгеновских и гамма-лучей из-за их слабого рассеяния электронами среды, ввиду малой эффективности томсоновского рассеяния и отличия частоты рентгеновских и гамма-лучей от резонансных частот рассеивающих свет внешних электронов в атомах. Поэтому показатель преломления  $n$  для таких излучений принимают равным единице, а длину экстинкции  $l = \lambda/2\pi(n - 1)$  – столь большой, что переизлучением пренебрегают. Но, как отметил У. Кантор [29], нет прямых оценок  $n$  и  $l$ . Кроме того, излучение рассеивают не только свободные и внешние электроны атомов, но и электроны внутренних оболочек, ядра, у которых резонансные частоты лежат в рентгеновском и гамма-диапазонах и которые эффективно взаимодействуют с излучением, обеспечивая  $n \neq 1$  и малые  $l$ , ввиду малости  $\lambda$  рентгеновских и гамма-лучей. Тогда переизлучение возможно и на длинах  $l$  менее миллиметра – для гамма-лучей в земных средах, и менее астрономической единицы – для рентгеновских и гамма-лучей в межзвёздной среде. Т.е. опыты, в которых лучи шли сквозь мишени [2, 27, 28] или межзвёздную среду [31], не противоречат теории Ритца. Для рентгеновских и гамма-лучей измеренный коэффициент преломления  $n \neq 1$ . Если обозначить  $n = 1 + \delta$ , тогда для рентгеновских лучей  $|\delta| = 10^{-7} - 10^{-5}$ . Так, для рентгеновских лучей с энергией 30 кэВ ( $\lambda = 4 \cdot 10^{-11}$  м) в воде  $\delta = -2,6 \cdot 10^{-7}$  [32], а для  $\gamma$ -лучей с энергией 1,2 ГэВ ( $\lambda = 10^{-12}$  м) в силиконе  $\delta = 1,5 \cdot 10^{-9}$  [33]. Отсюда

$$l = \frac{\lambda}{2\pi|n-1|} = \frac{\lambda}{2\pi|\delta|} \quad (7)$$

и для рентгеновских лучей составит  $l \approx 0,05$  мм, а для гамма-лучей  $l \approx 0,1$  мм, что сопоставимо с длиной переизлучения оптических лучей  $l \sim 0,001$  мм. То же верно в отношении межзвёздного газа – расстояния  $l$  в нём сопоставимы в оптическом, рентгеновском и гамма-диапазонах. Поэтому, проходя сквозь детекторы и пластинки толщиной в несколько миллиметров, рентгеновские и гамма-лучи переизлучаются, теряя избыток скорости, и в подобных опытах нельзя говорить о прямой проверке баллистической теории. Так и в межзвёздном газе для рентгеновских и гамма-лучей расстояния  $l$  сравнимы с длиной экстинкции  $l$  для оптического излучения. Поэтому и аргументы Брэчера [31, 32] против теории Ритца, основанные на анализе двойных рентгеновских пульсаров и источников гамма-вспышек, не имеют силы.

Так, согласно оценке скорости света в среде  $c^*$  от сближающегося со скоростью  $V$  источника [9],  $c^*$  выражается через приведённый показатель преломления  $n^*$  как

$$c^* = c/n^* = c/[n - V/(c + V)],$$

тогда для излучения электронов с  $V \approx c$  показатель преломления стекла  $n = 1,5$  станет равен

$$n^* = n - V/(c + V) \approx 1.$$

Это на порядки увеличит  $l = \lambda/2\pi(n^* - 1)$ , и на толщине стеклянной пластинки в 1 мм свет почти не переизлучится, проходя пластинку со скоростью  $c + V$ . Лишь малая доля энергии переизлучится со скоростью  $c$ . Не случайно в опыте Александрова на осциллограмме [23] видно, что при установке пластинки на пути излучения высота импульсов снизилась: первичное излучение со скоростью  $c + V$  ослабло, и возникли малые импульсы, запаздывающие на  $\Delta t_0 = 17$  нс (Рис. 8). Они не могут быть результатом переотражений, т.к. задержка от двух переотражений на длине  $S = 5,4$  м от переизлучающей пластинки до фотодетектора составит  $\Delta t = 2S/c = 36$  нс. Но  $\Delta t_0 = 17$  нс в пределах погрешности ( $\sim 1$  нс) соответствует расчётной задержке  $\Delta t_c = 18$  нс вторичного излучения, переизлучённого пластинкой со скоростью  $c$ .

Если придерживаться классической теории, считая скорость электронов сверхсветовой  $V \gg c$ , следует соответственно видоизменить формулу (7) для длины экстинкции, найденной Фоксом для нерелятивистского случая. Так, при  $V \gg c$  переизлучение вообще невозможно, т.к. по гипотезе Фокса [2] переизлучение – это результат погашения в результате интерференции первичного излучения со скоростью  $c + V$  – вторичным, рассеянным атомами среды со скоростью  $c$ . Однако при  $V \gg c$  разница скоростей этих излучений столь велика, что нарушается условие синхронизма, и интерференция невозможна – рассеянное излучение не может догнать первичное излучение. Тем не менее, в рамках некоторых предположений, высказанных В.В. Кочаровским, формула для длины  $l$  при  $\gamma \gg 1$  приобретёт вид

$$l = \lambda\gamma/2\pi(n^* - 1).$$

Такая зависимость получается в предположении, что на внутренних оболочках атомов присутствуют электроны с релятивистскими скоростями, а их концентрация  $N$  убывает пропор-

ционально  $1/\gamma$  по сравнению с общей концентрацией электронов  $N_0$ . А для интерференции первичного излучения со вторичным должно выполняться условие синхронизма, дабы первичное и вторичное излучение двигались с близкими скоростями, отличными не более чем на  $\Delta V$ . Т.е. переизлучение света от электронов с лоренц-фактором  $\gamma$  происходит на электронах с близкими скоростями и с концентрацией  $N \sim N_0/\gamma$ . В итоге, для длины переизлучения  $l = (N\lambda r_0)^{-1} \approx l_0\gamma$ , где  $l_0 = (N_0\lambda r_0)^{-1}$  – длина переизлучения света от неподвижного источника.

Если же концентрация  $N$  в веществе (плазме) задана максвелловским распределением

$$N \approx aV^2 \exp(-mV^2/2kT)$$

( $a$  – нормировочный множитель, включающий также интервал скоростей  $\Delta V$ , для которых выполняется условие синхронизма), длина переизлучения найдётся при  $V \approx \gamma c \gg c$  как

$$l = (N\lambda r_0)^{-1} \approx \exp(mV^2/2kT)/aV^2\lambda r_0 \approx \exp(\gamma^2 b)/\gamma^2 \lambda u,$$

где  $b = mc^2/2kT$ ,  $u = ac^2r_0$ . Здесь учли, в силу экспоненциального убывания  $N(V)$ , что определяющей, критичной будет концентрация  $N$  электронов с наивысшими скоростями  $V$ , т.к. электронов с меньшими скоростями на порядки больше, а их вклад в  $l$  можно учесть добавочным коэффициентом близким к единице. Скорость света снижается до стандартного значения  $c$  не скачком, а плавно, по мере каскадного переизлучения всё более медленными электронами, для которых выполняется условие синхронизма с основным (по энергии) потоком излучения. Так же плавно падает интенсивность первичного излучения и растёт интенсивность вторичного. Поскольку при нормальных условиях величина  $b \sim 10^7$ , длина экстинкции  $l$  становится огромной, т.е. переизлучение практически отсутствует, и первичное излучение может проходить сквозь толстые преграды практически не преобразуясь. Рассеянные импульсы при этом возникают, но они не влияют на первичное излучение, которое не могут догнать и погасить. Переизлучение происходит также на электронах внутренних оболочек атомов, которые могут обладать высокими энергиями, т.е. двигаться со скоростями порядка скорости света, в том числе за счёт возбуждения атомов среды рентгеновскими и гамма-лучами синхротронного излучения. При их учёте длина переизлучения  $l$  может достигать обычных значений  $l \sim 0,1-10$  м. Действительно, электроны с энергией  $W = 450$  МэВ образуются при поглощении квантов синхротронного излучения соответствующей энергии  $2W$ , если основная причина – образование электрон-позитронных пар. Для этого процесса сечение поглощения в стекле составляет  $\sigma \sim 10^{-25}$  см<sup>2</sup>/электрон. Таким образом, в стекле, с концентрацией атомов  $\sim 10^{22}$  см<sup>-3</sup>, в одном кубическом сантиметре на каждый квант появится не более одного электрона ( $<0,001$ ) с энергией  $W \sim 450$  МэВ. Если учесть, что в синхротронном излучении (с максимумом на 0,2 кэВ [22]) квантов с энергией  $W = 450$  МэВ мало, получим, что мала и концентрация  $N$  электронов энергии  $\sim W$ , а длина переизлучения  $l = (N\lambda r_0)^{-1}$  велика, достигая десятков и более метров.

Соответственно, в эксперименте Александрова вторичные импульсы оказываются малы [22], ввиду слабого переизлучения. Авторы эксперимента интерпретировали вторичный импульс как наводку, ввиду его неустойчивой амплитуды и сохранения при закрытии окна вывода чёрной бумагой. Но синхротронное излучение обладает широким спектром от ИК- до рентгеновского диапазона [22] и содержит, кроме оптической компоненты, проникающую сквозь бумагу компоненту в виде дальнего ИК- ( $\lambda = 50-2000$  мкм) и рентгеновского излучения (с максимумом на  $\lambda = 61,3$  Å [22]), эффективно переизлучаемую стеклом и запаздывающую относительно оптической компоненты на 18 нс. Действительно, фотодиоды обладают незначительной чувствительностью и к ИК-, и к рентгеновскому излучению, меняющейся в зависимости от настройки PIN-диода. Т.е. отсутствие импульсов вторичного излучения в других сериях измерений – это результат изменения схемы подключения PIN-диода [22].

Во втором варианте опыта скорость  $c'$  импульса синхротронного излучения искали как  $V = S_1/\tau$ , где  $S_1 = 7,2$  м – длина канала вывода излучения,  $\tau = 24$  нс – измеренное время пролёта импульса, откуда  $V = 3 \cdot 10^8$  м/с. Время  $\tau$  измеряли по моменту регистрации импульса относительно момента его излучения, с учётом времени пролёта сгустков до ускоряющего резонатора (Рис. 7) и фазового сдвига  $\phi_s = 75,6^\circ$  (6 нс) моментов прихода сгустков к резонатору (Рис. 8) относительно максимума ускоряющего напряжения на осциллограмме [22, 23]. Замеры  $c'$  при этом содержат ряд неоднозначностей: во-первых, не измерена напрямую скорость  $V$  электронов (а значит, время пролёта ими дистанции  $S_2 = 2,8$  м до ускоряющего резонатора); во-вторых, задержку  $\tau$  можно измерять относительно разных импульсов в серии; в-

третьих, неоднозначность вызвана неопределённостью знака напряжения  $U$  на осциллограмме (Рис. 8). Результат опыта можно трактовать и как подтверждение баллистической теории, т.к. при классической оценке скорости электрона  $V \approx \gamma c \approx 880c$ , он достигнет резонатора, пройдя путь  $S_2 = 2,8$  м практически одновременно с приходом к детектору синхротронного излучения, проходящего путь  $S_1 = 7,2$  м. Задержка составит  $\Delta t = S_1/(V + c) - S_2/V = 0,017$  нс. Если верно отмерять фазу  $\varphi_s = 75,6^\circ$  (6 нс) сгустка от максимума ускоряющего напряжения  $U$  [22], он прибудет к ускоряющему резонатору одновременно с регистрацией импульса синхротронного излучения детектором, в полном соответствии с осциллограммой (Рис. 8).

Итак, для исключения неоднозначности следует, во-первых, напрямую измерить скорость электронов; во-вторых, оценить вклад переизлучения, меняя толщину стеклянных пластин от 1 мм до 10 см. В таком виде опыт может стать решающим и войти в учебники [23]. В нынешнем виде он неоднозначен и не нов, повторяя схему и недочёты опыта А.С. Мазманишвили [34].

Ставился также опыт по сравнению скорости электронов из ускорителя SLAC с энергией 11 ГэВ ( $\gamma = 22000$ ) и их синхротронного излучения на базе  $S = 1$  км [35]. Детектор регистрировал частицы и их излучение с задержкой  $\Delta t < 5 \cdot 10^{-12}$  с (Рис. 9). Результат трактовали как совпадение скоростей с точностью  $10^{-6}$  и их равенство  $c$ . А фактически скорости частиц и излучения не измерялись. Поэтому опыт не противоречит теории Ритца. Согласно баллистической теории, при  $\gamma \approx 22000$  скорость электронов  $V \approx 22000c \gg c$ , что лишь на 0,005 % ниже скорости  $c + V \approx 22001c$  их излучения, отчего дистанцию  $S = 1$  км они проходят с разрывом  $\Delta t_c = S/V - S/(c + V) \sim 7 \cdot 10^{-15}$  с, что укладывается в измеренный интервал  $\Delta t_o < 5 \cdot 10^{-12}$  с.



Рис. 9. Схема опыта Брауна.

Аналогичный опыт, повторенный при энергиях электронов 15–20 ГэВ [36], тоже показал отсутствие разницы скоростей света с точностью  $\Delta t < 10^{-12}$  с, что согласуется с предсказанной в рамках баллистической теории разницей моментов регистрации  $\Delta t_c \sim 3 \cdot 10^{-15}$  с.

Для исключения неоднозначности в таких опытах следует непосредственно измерить скорость частиц и излучения, либо применить для сравнения излучение неподвижного источника. В частности, удобно применить для сравнения пикосекундные или наносекундные импульсы, отражённые зеркальным фотокатодом, генерирующим сгустки электронов для ускорителя прямого действия на 1 МэВ. Если ускорение до скорости  $V = 0,94c$  (измеренной по релятивистскому импульсу) производится на короткой дистанции  $h \sim 1$  м, расхождение между электронами и импульсами лазерного излучения составит  $\tau \approx 2h/c < 7$  нс. А расхождение между импульсами электронов и лазерного света на пролётной базе  $S = 1$  км составит по СТО  $\Delta t_R = S/V - S/c = 0,2$  мкс. Согласно баллистической теории  $\Delta t_B = S/v - S/c = -1,67$  мкс, где классическая оценка скорости по импульсу  $v \approx 2c$ , как следует из приводимых ниже формул. Таким образом, разница  $\Delta t_R - \Delta t_B = 1,87$  мкс намного превосходит начальное расхождение между импульсами электронов и излучения  $\tau < 7$  нс, даже если сократить дистанцию  $S$  до 4 м. А если регистрировать импульсы синхротронного и лазерного излучения (для которых в СТО скорости равны), разница составит по СТО  $\Delta t_R = 0$  мкс, а по БТР  $\Delta t_B = S/(c + v) - S/c = -2,2$  мкс, что легко зарегистрировать. Отметим, что в опыте [35] сравнивали скорость электронов со скоростью тормозного гамма-излучения от неподвижной мишени и регистрировали совпадение скоростей. Но и в этом случае источник (электроны в мишени) двигались с релятивистской скоростью. Также можно сравнивать скорости частиц и их излучения при  $\gamma \sim 1$ , т.е. при скорости частиц  $V \sim c$ . При этом в теории Ритца скорости  $V$  частиц и их излучения  $V + c$ , во-первых, будут сильно отличаться в процентном соотношении, во-вторых, эта разница может быть точно измерена, поскольку разность времён пролёта составит порядка наносекунд.

Для проверки баллистической теории и СТО также можно поставить опыты по измерению времени жизни пи-мезонов. По СТО время жизни подвижных частиц растягивается пропорционально  $\gamma$ -фактору, а в баллистической теории время жизни частиц не зависит от их скорости. Из опытов следует, что время  $t = L/V$  полёта частицы, даже при скорости  $V = c$  (предельной по СТО), заметно превышает её табличное среднее время жизни  $\tau$ , и тем заметней, чем выше энергия частицы. Полагали, что это подтверждает вывод СТО об изменении масштаба времени при движении, будто для подвижной частицы время течёт медленней, и она успевает пройти до момента распада больший путь  $L$ . Но, как показал в 1959 г. П. Рапье [37] и в 1983 г. А.А. Денисов [38], это верно лишь при  $V \leq c$ . В классической механике такого ограничения нет, и  $t = L/V$  не изменится, если пропорционально пути  $L$  вырастет скорость  $V$  частицы. Очевидно, более быстрые частицы за время распада проходят больший путь.

Также, «продление жизни» наблюдали у мю-мезонов (*мюонов*) [39]. В СТО время их жизни  $t' = L/v$  рассчитывают по импульсу  $p = eBR$  (измеренному по радиусу  $R$  кривизны траектории в магнитном поле  $B$  заряда  $e$ ), связанному со скоростью  $v$  релятивистской формулой

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1-v^2/c^2}},$$

где  $m$  – масса мюона. В баллистической теории его скорость найдётся классически  $V = p/m$ ,

$$V = \frac{v}{\sqrt{1-v^2/c^2}}.$$

Если в формуле  $t = L/V$  скорость  $V$  заменить на её выражение через  $v$ , тогда получим

$$\frac{L}{v} = t' = \frac{t}{\sqrt{1-v^2/c^2}},$$

т.е. формулу СТО для преобразования времени:

$$t' = \frac{t}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = t\gamma.$$

Таким образом, согласно баллистической теории, пробег частиц  $L = t'V = t\gamma c$  растёт не за счёт роста времени их жизни  $t' = t\gamma$  при ограниченной скорости  $V \approx c$ , а за счёт роста скорости  $V = \gamma c$  при фиксированном времени жизни  $t' = t$ . Итак, выбор между баллистической теорией и СТО можно сделать лишь путём прямых замеров скорости  $V$  мезонов. До сих пор регистрацию сгустков осуществляли ВРМ-датчиками (beam position monitor), измеряющими заряд, наводимый пролетающим в вакуумной камере сгустком. Однако, низкое быстродействие позволяет определять таким методом только поперечное положение пучка в камере, а не его продольное смещение, необходимое для измерения скорости. В последнее время появились электрооптические датчики, непосредственно и с гигантским быстродействием измеряющие электрическое поле пролетающих сгустков [40, 41]. Это открывает возможность прямого измерения скорости частиц в камере ускорителя на пролётной длине  $L$ .

Как показано выше, эксперименты в области физики высоких энергий и принципы работы ускорителей не противоречат баллистической теории, т.к. в подобных опытах не ведут прямых замеров скорости частиц и их излучения. Далее предложим схемы экспериментов по прямому измерению скорости ускоренных частиц, в частности на сильноточном короткоимпульсном ускорителе ИПФ РАН и на линейном ускорителе Курчатовского Института.

Наивысшая точность достижима при замерах скорости электронов в линейных ускорителях прямого действия. При этом все электроны обладают одинаковой энергией и скоростью, что позволяет генерировать короткие сгустки электронов, для точного измерения времени пролёта сгустком дистанции между двумя детекторами. Короткие сгустки электронов, необходимые для точного измерения пролётного времени, могут быть получены при фотоэлектронной эмиссии с поверхности холодного катода под действием пикосекундного лазерного импульса или при взрывной электронной эмиссии [42, 43]. Длина такого сгустка может достигать  $l \sim 1$  см, а время его пролёта мимо детектора и соответствующая длительность импульса  $\Delta t \sim 10^{-10}$ - $10^{-9}$  с, если ускорение происходит на короткой дистанции и сгусток не успевает растянуться из-за разброса скоростей электронов. Подходящими для эксперимента параметрами [44] обладает сильноточный ускоритель ИПФ РАН и ускоритель «Синус-5» [45]. Также могут найти применение ускорители «Sinus-7» и субнаносекундные ускорители

типа «РАДАН-220». В таблице 1 приведены характеристики ускорителей и расчётная длительность пролёта  $T = L/V$  базовой дистанции  $L = 10$  м на скорости  $V$  – в рамках баллистической теории и в СТО.

наименование ускорителя	$W$ , энергия частиц, МэВ	$p$ , импульс частиц, МэВ/с	$\Delta t$ , длина импульса, нс	$T(p)$ , время пролёта (СТО), нс	$T(p)$ , время пролёта (БТР), нс	относит. ошибка, $\delta T = \Delta t/T$
сильноточный ускоритель ИПФ	~0,7	0,85	17	39	20	~60 %
«Синус-5»	~0,5	0,71	5	41	24	~15 %
«РАДАН-220»	~0,3	0,55	0,2–0,45	45	31	~1 %
«Sinus-7»	~1,5	1,24	40	36	14	~100 %

Таблица 1.

Предсказанные СТО и БТР значения времён пролёта базы  $L$  отличаются в 1,5–2 раза: это отличие легко выявить детекторами частиц. В установках «РАДАН-220» и «Синус-5» точность достигает нескольких процентов, позволяя сделать вывод в пользу одной из теорий. В установке «РАДАН-220» база может быть снижена до  $L = 1$  м при точности измерения ~10 %.

Точному измерению поддаётся только значение импульса  $p$  электронов (по кривизне их траекторий в магнитном поле), на основании которого и произведены расчёты классической и релятивистской скорости в таблице 1. Значение кинетической энергии  $W$  частиц измеряется с большой погрешностью (например, калориметрическим методом). В таблице 2 приводим выражения для связи кинетической энергии  $W$ , импульса  $p$  и скорости  $V$  в классической и релятивистской физике (энергия покоя  $W_0 = m_0c^2$ ,  $m_0$  – масса покоя). Сравнение классических и релятивистских зависимостей  $W$ ,  $p$  и  $V$  даёт простой критерий проверки БТР и СТО.

Зависимость	Классич. физика (БТР)	СТО
$p(W)$	$p = \sqrt{2Wm_0} = \sqrt{2WW_0} / c$	$p = \sqrt{W^2 + 2WW_0} / c$
$V(p)$	$V = p/m_0$	$V = \frac{p}{\sqrt{m_0^2 + p^2/c^2}}$
$T(p)$	$T = \frac{L}{V} = \frac{L}{c} \cdot \frac{W_0}{pc}$	$T = \frac{L}{c} \cdot \frac{\sqrt{W_0 + (pc)^2}}{pc}$
$W(V)$	$W = m_0V^2/2 = p^2/2m_0$	$W = W_0 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} - 1 \right)$

Таблица 2

Непосредственно измерить скорость релятивистских частиц или их излучения можно и в космическом вакууме, разместив на борту космической станции компактный ускоритель, например лазерный. В этом случае можно зарегистрировать скорость ускоренного сгустка частиц по времени его пролёта известной базовой дистанции. Моменты вылета из ускорителя и регистрации детекторами, установленными на другом спутнике или на поверхности Луны, определяются по синхронизованным атомным часам. Время пролёта достигает секунды, при временном разрешении детекторов  $\sim 10^{-9}$  с. А расстояние измеряется методом радиолокации. Т.е. скорость частиц и их излучения можно измерить с точностью  $\sim 10^{-9}$ . Если сверхсветовая скорость релятивистских частиц подтвердится, экспериментальная установка сможет найти и практическое применение – для сверхсветовой связи в космосе. Поскольку классическая скорость ультрарелятивистских электронов  $V = p/m \approx \gamma c$ , может превышать световую в тысячу раз (например, в синхротроне «Сибирь-1»  $\gamma \sim 10^3$ ), тогда сигнал достигнет Луны не за секунду, а за 1 мс, а Марса – не за минуты, а за десятые доли секунды. Это позволит организовать сверхсветовую космическую связь, важную для надёжного управления АМС и

спускаемыми аппаратами, а в перспективе – для «мгновенной» межпланетной и межзвёздной связи.

Таким образом, экспериментальная проверка баллистической теории имеет важное теоретическое и практическое, прикладное значение. Автор выражает признательность профессору ННГУ М.И. Бакунову и сотрудникам ИПФ РАН В.В. Кочаровскому, Г.Б. Малыкину, Н.Ф. Андрееву и С.В. Муравьёву за интересные идеи, дополнения, конструктивные замечания и объективную критику, способствующую уточнению работы.

1. Семиков С.А. // Журнал радиоэлектроники, 2013. №12. С. 1–32. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/dec13/17/text.html> (дата обращения 28.06.2014).
2. Fox J.G. // Am. J. Phys. 1965. V. 33. P. 1–17.
3. Подгорный В. // Техника-молодёжи. 2001. №4. С. 58.
4. Соколов Г.Г., Соколов В.Г. Теория относительности и физическая реальность. URL: <http://pravislava.al.ru/gustheor.htm>.
5. Секерин В.И. Теория относительности – мистификация века. Новосибирск, 1991.
6. Коллин С. // Квантовая электроника. 2010. Т. 40. №5. С. 421–424.
7. Семиков С.А. Методы компрессии лазерных импульсов (электронное методическое пособие). Н. Новгород: ННГУ, 2011. URL: <http://www.unn.ru/pages/e-library/methodmaterial/files/132.pdf> (дата обращения 27.01.2014).
8. Крюков П.Г. Фемтосекундные импульсы. М.: Физматлит, 2008. 208 с.
9. Семиков С.А. // Вестник ННГУ. 2013. №4(1). С. 56–63.
10. Graves W.S., et al. // Physical Review. V. 17. 2014. P. 120701–1.
11. Физика космоса. М.: Советская энциклопедия, 1986. 783 с.
12. Семиков С.А. // Вестник ННГУ. 2014. №1(2). С. 190–195.
13. Семиков С.А. Преобразование частоты света эффектом Ритца в космосе и лаборатории // В сб. тр. 4-й Всероссийской конференции «Радиоэлектронные средства получения, обработки и визуализации информации». Н. Новгород, 2014. С. 47–51.
14. Семиков С.А. // Инженер. 2006. №5. С. 10–12.
15. URL: <http://www.sciteclibrary.ru/texsts/rus/stat/st6083.pdf> (дата обращения 18.08.2014).
16. Семиков С.А. // Нелинейный мир. 2014. №6. С. 3–15.
17. Семиков С.А. // Инженер. 2011. №3. С. 10–13.
18. Семиков С.А. // Техника-молодёжи. 2011. №6. С. 4–7.
19. Вавилов С.И. Собрание сочинений, Т. 2. М.: АН СССР, 1952. 548 с.
20. Бонч-Бруевич А.М. // УФН. 2001. Т. 171. С. 1087–1090.
21. Бонч-Бруевич А.М., Молчанов В.А. // Оптика и спектроск. 1956. Т. 1. № 2. С. 113–124.
22. Александров Е.Б., Александров П.А., Запасский В.С. и др. // УФН. 2011. Т. 181. №12. С. 1345–1351.
23. Александров Е.Б. // Химия и жизнь. 2012. № 3. С. 16–20.
24. Ritz W. // Ann. Chim. Phys. 1908. V. 13. P. 145–275.
25. Франкфурт У.И., Френк А.М. Оптика движущихся тел. М.: Наука, 1972. С. 113.
26. Сивухин Д.В. Оптика. М.: Наука, 1980. 752 с.
27. Filippas T.A., Fox J.G. // Physical Review. 1964. V. 135. №4B. P. 1071–1075.
28. Fox J.G. // JOSA. 1967. V. 57. Is. 7. P. 967–968.
29. Kantor W. // Spectr. Lett. 1971. V. 4. P. 245–253.
30. Alvager T., Farley F.J.M., Kjellman J., Wallin I. // Phys. Lett. 1964. V. 12. №3. P. 260–262.
31. Brecher K. // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 1051–1054.
32. Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. July 1993. V. 54. №2. P. 181–342.
33. Habs D., Gunther M.M., Jentschel M., Urban W.D. The Refractive Index of Silicon at  $\gamma$ -Ray Energies. URL: <http://arxiv.org/pdf/1111.3608v2> (дата обращения 29.03.2014).
34. Мазманишвили А.С. // Электромагнитные явления. 2001. Т. 2. № 1. С. 124–130.
35. Brown B.C., Masek G.E., Maung T., et al. // PRL. 1973. V. 30. №16. P. 763–766.
36. Guiragossian G.T., Rothbart G.B., Yearian M.R., et al. // PRL. 1975. V. 34. №6. P. 335–338.
37. Рапье П.П. // ТИРИ. 1962. Т.50. №7. С. 1744.
38. Денисов А.А. Информационные основы управления. Л.: Энергоатомиздат, 1983. С. 68.

39. *Завельский Ф.С.* Время и его измерение. М.: Наука, 1977. 288 с.
40. *Павлов Ю.С., Доброхотов В.В., Непомнящий О.Н.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Технич. физика и автоматизация. Вып. 5 (5). М., ЦНИИАтоминформ, 2004. С. 56.
41. *Степанов А.А., Новиков М.А., Иванов В.В. и др.* Оптический измеритель высокого напряжения для умных электросетей на основе электрооптических эффектов // Труды II Российско-Белорусской научно-технической конференции «Элементная база отечественной радиоэлектроники». Н. Новгород: ННГУ, 2015. С. 205–209.
42. *Месяц Г.А.* // УФН. 1995. Т. 165. С. 601–626.
43. *Месяц Г.А., Яландин М.И.* // УФН. 2005. Т. 175. С. 225–245.
44. *Соковнин С.Ю.* Наносекундные ускорители электронов и радиационные технологии на их основе. Екатеринбург: УРО РАН, 2007, С. 17.
45. Электронный ресурс URL: <http://iapras.ru/science/base.html>.