

ПРЕПРИНТ

36

Н.Е. БЫКОВСКИЙ

ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ КРИСТАЛЛОВ Yb YAG И ИТТЕРБИЕВЫХ СТЁКОЛ С ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ИОНОВ ПРИ ИХ НАКАЧКЕ ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ С ШИРОКИМ СПЕКТРОМ

Особенности генерации кристаллов Yb YAG и иттербиевых стёкол с высокой концентрацией ионов при их накачке частично когерентным лазерным излучением с широким спектром

Быковский Николай Евсеевич

Сод	зержание	
1.	Введение	3.
2.	Экспериментальная установка	4.
3.	. Многопичковая генерация с большими временами задерж	-
	ки в YbYAG и иттербиевых стёклах	5.
4.	. Генерация аномально широкого спектра на периодической	Í
	последовательности ударных акустических волн и его	
	сдвиг при изменении интенсивности накачки	7.
5.	, Наклон спектральных линий генерации в области возбужд	e-
	ния периодической последовательности ударных акусти-	
	ческих волн и оценка давления по наклону линий	19.
6.	, Наблюдение радиальных ударных акустических волн на	
	спектрограммах	21.
7.	. Полосатая структура широкополосного спектра вдоль	
	щели спектграфа	26.
8.	. Перескок длины волны генерации при изменении интен-	
	сивности накачки	29.
9.	. Периодическая последовательность ударных акустических	(
	волн – динамический фотонный кристалл	31.
10.	Заключение	31.
11.	Список литературы	32.
	Приложение:	
-	1. Формирование ударных акустических волн при ВРМБ в	
(случае некогерентной накачки	33.
	2. Вакуум, фотоны и генерация электромагнитных волн	<u>.</u> 37.

Н.Е.Быковский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский просп.53. Российская Федерация Тел.(495)132-60-30. Факс (495)132-16-65

E-mail: nbykovsky@sci.lebedev.ru

1. Введение

Экспериментальные результаты, положенные в основу этой работы, были получены несколько лет назад. Часть из них была опубликована в работе [1]. Но только сейчас, после выхода работы [2], появилась ясность в их понимании. В этой работе было показано, что при частично когерентной накачке с широким спектром в прозрачных диэлектриках, за счёт эффекта ВРМБ, образуется периодическая последовательность ударных акустических волн, приводящих к проплавлению зоны их возбуждения (под поверхностью на глубинах от $5 \div 10\mu$ до ~ 100μ). Там же было дано объяснение этому эффекту на основе отказа от представления фотонов в виде бегущих электромагнитных волн и перехода на представление лазерной электромагнитной волны в виде последовательности квантов сдвинутых на 2π, и представляющих собой (условно) два вращающихся в противоположенных направлениях диполя в плоскости перпендикулярной направлению своего движения. В этом случае электромагнитная волна описывается не $E = E_0 \sin(\omega t - kx)$, a E = E_0 sinkx, где k = $2\pi/\lambda$ = ω/c . При этом вектор напряжённости поля возникает в каждой точке своего движения с амплитудой, описываемой этой формулой (как в стоячей волне), исчезая в точках перехода через ноль, в отличие от бегущей волны, в которой его амплитуда постоянна во времени и движется с фазовой скоростью. Такое представление лазерной электромагнитной волны не делает более прозрачными процессы излучения и поглощения квантов, но объясняет, почему при когерентной накачке не возникают ударные акустические волны, а при частично когерентной, при меньших потоках, они возникают, практически, во всех средах (смотри приложение). Объясняет оно и генерацию ультракоротких импульсов (УКИ) ВКР и ВРК при одновременном их развитии с ВРМБ[3,4]. Для желающих узнать более подробно моё представление об электромагнитной волне есть приложение в конце работы. Основываясь именно на результатах работы [2] объясняются экспериментальные результаты, описываемые в этой работе. При этом показывается, что периодическая последовательность ударных акустических волн проявляет свойства динамического одномерного фотонного кристалла, которые наиболее ярко проявляются в средах с инверсной населённостью.

В предыдущей работе [2] я имел дело с чистыми диэлектриками, без ионовактиваторов. Если же у нас среда ещё и с инверсной населённостью, то генерация, возбуждаемая в зоне действия ударных волн, будет нести в себе информацию об их структуре и динамике. К сожалению, у меня не было приборов с временным разрешением, позволяющим проследить динамику генерации в пределах периода акустических волн ($T = \lambda/2nV_{_{3B}} \approx 70$ псек), но это, в какой-то степени, компенсировалось спектральными характеристиками излучения. В той работе я имел дело с чистым рассеянием, так как используемые среды не содержали ионов-активаторов. В этой же работе я использовал среды с иттербием, и длина волны генерации этих сред не совпадала с периодом возбуждаемой акустической решётки (1,03-1,05 μ и 0,92 μ). Следовательно, генерация в этих средах могла возникать либо после затухания акустических волн, либо в период их действия, но только за счёт изменения показателя преломления в зоне их возбуждения, либо под определёнными углами (углами синхронизма). При этом в первом случае у нас возбуждались узкие линии, которые накладывались на широкие, размытые линии, возбуждаемые в период действия ударных акустических волн.

2. Экспериментальная установка

Для проведения эксперимента была создана установка, показанная на рис.1.



Рис.1. Схема экспериментальной установки. Справа, через линзу L1, происходила накачка кристалла 1 (LiF:F₂⁺) излучением рубинового лазера. Накачиваемый образец 2 находился между зеркалами сборки.

В качестве активной среды лазера накачки 1 использовался LiF с центрами окраски F_2^+ , который, в свою очередь, накачивался рубиновым лазером с моду-

ляцией добротности. Резонатор лазера накачки был образован 100% зеркалом R1 на длине волны $\lambda = 0,92\mu$ и плоскопараллельной пластинкой R2. Лазер излучал импульс длительностью $\tau \sim 25$ нсек, который, практически, повторял импульс накачки с задержкой 6 ÷7нсек, что составляло около 3х обходов света по резонатору. Спектр излучения простирался от 0,89 μ до 0,95 μ . Импульс накачки, излучения, и спектр излучения показаны на рис.2.





Так как за несколько проходов света по резонатору с большим усилением модовый состав излучения сформироваться не успевает, так же как не успевает, несмотря на брюстеровские срезы активного элемента, сформироваться чёткая поляризация, то излучение этого лазера можно назвать частично когерентным и частично поляризованным. Понятно, что со временем эта «частичность» уменьшается. Излучение лазера, отразившись зеркалами R3,R5, фокусируется линзой L2 с фокусным расстоянием 120мм на образец, находящийся внутри сборки, образующей собственный резонатор, юстируемый вдоль луча накачки. В качестве образцов 2 применялись: Yb YAG с концентрацией активатора 20% (1мм и 2мм толщиной), и стекло с иттербием (10%) толщиной 3мм. Энергии излучения, которые использовались для накачки, простирались от ~150мДж до ~ 100мДж. Для регистрации сигналов применялись полупроводниковые фотоприёмники FD с временами разрешения τ ~ 1нсек, и 2х канальный осциллограф с разрешением ~ 4нсек. Фотоприёмники FD1 и FD2 – использовались для регистрации импульса накачки (1) и импульсов генерации образцов в сборке. Спектр возникающей генерации регистрировался спектрографом СТЭ-1 с перестройкой его в исследуемый нами диапазон длин волн. Регистрация спектра осуществлялась на плёнку И-1060, либо (основная масса спектров) на РФ-3 через электронно-оптический преобразователь (ЭОП). В последнем случае, несмотря на то, что спектральный диапазон ограничивался входной апертурой ЭОП, за счёт его высокой чувствительности удавалось регистрировать слабые линии.

3. Многопичковая генерация с большими временами задержки в YbYAG и иттербиевых стёклах

В работе [1] мы предположили, что появление нескольких импульсов генерации в Yb YAG через большие промежутки времени после накачки (рис.3), иногда превышающие 1мксек, связано с остыванием зоны генерации кристалла, приводящей, в свою очередь, к увеличению инверсии за счёт уменьшения заселённости нижнего уровня рабочего перехода. Но нам не был до конца понятен механизм ра-



зогрева кристалла. Для того чтобы наше предположение было оправдано, необходима температура ~ 10³К, и скорость остывания сравнимая со скоростью звука. Дальнейшие исследования [2] подтвердили наше предположение. Как оказалось, ответственным за разогрев и быстрое остывание было ВРМБ в тонком поверхностном слое ~ 10 ÷50µ, вызванное частично когерентной накачкой с широким спектром. При частично когерентной накачке происходила интенсивная генерация высокочастот-

ных фононов (вплоть до максимальных частот ω_m) на фронтах акустических волн, которые можно назвать периодической последовательностью ударных акустических

волн, приводящих к плавлению зоны возбуждения ВРМБ. То есть, в тонком слое накачки, определяемом ВРМБ, достигаются: высокая инверсия, высокая температура (температура плавления ~ $2 \cdot 10^3$ K), высокая скорость остывания, определяемая скоростью звука. Скорость остывания, при этом, характеризуется как временем релаксации наиболее энергичных фононов на фронтах ударных волн, имеющих энергии сравнимые или превышающие энергии штарковского расщепления нижнего рабочего уровня ${}^{2}F_{7/2}$ в атоме (смотри рис.5), так и временами разбегания долгоживущих фононов из зоны накачки, что приводило к нарастанию инверсии после прекращения накачки с этими временами. Если первое время ответственно за генерацию вблизи максимума накачки (первый импульс на рис.3), то второе обеспечивало периодическую подкачку инверсии до порога генерации на протяжении 1мксек и более. Кроме того, именно в этой зоне (акустическая решётка не пропускала излучение накачки в глубь кристалла) создавалась и максимальная инверсия, которая приводила к генерации нашей сборки. Первые импульсы генерации, при этом, имели предельную длительность, разрешаемую нашим осциллографом $\tau \leq 4$ нс, а длительность последующих возрастала пропорционально их задержке.

4. Генерация аномально широкого спектра на периодической последовательности ударных акустических волн

Кроме спектра, соответствующего центру рабочего перехода ($\lambda = 1.03 \mu$ или 1,05µ), я наблюдал также спектр, который соответствовал почти полной ширине люминесценции, что говорит либо об очень яркой люминесценции, либо о генерации ультракоротких импульсов (УКИ). Я не имел возможности разрешить это, так как фоторегистратора, который бы имел разрешение на уровне нескольких псек, у меня не было. То, что подобная нелинейность приводила к генерации ультракоротких импульсов ВКР и вынужденного рассеяния в крыле линии Рэлея (ВРК), при их одновременном развитии с ВРМБ, описано в [3,4]. И это притом, что там генерация вызывалась лишь нелинейностью среды. В нашем случае нелинейность сочеталась с максимумами инверсии, что должно было проявиться на длительности импульсов генерации. Наибольшая ширина спектра, при этом, была в образцах стекла с Yb (рис.4). Как видно из рисунка суммарная ширина двух спектральных полос под углом к горизонту превышала ~ 500Å (верхняя полосатая структура вызвана более поздней генерацией). В какой-то степени это соответствовало условиям в генераторе фемтосекундных импульсов с керовской нелинейностью в кристалле усилителя, стоящем в фокусе сферических зеркал, только нелинейность здесь вызывалась не излучением самого генератора, а ударными акустическими волнами, возникшими



Рис.4. Спектр генерации стекла с иттербием.

при ВРМБ под действием частично когерентной лазерной накачки. Если учесть, что ударные волны приводят к сильному разогреву зоны своего проявления (ши-



Рис.5. Схема уровней Yb:YAG. Энергии уровней даны в см⁻¹

рокий спектр возбуждаемых фононов), а, следовательно, и заселению штарковских подуровней нижнего уровня ²F_{7/2}, если энергия фононов превосходит его энергию (смотри рис.5), о чём говорится в работе [1], то релаксация (со скоростью звука) этого возбуждения равносильна росту инверсии на время прохода последовательностью ударных волн своего периода ($t \le T = \lambda/2nV_{3B} \approx$ 70псек). Широкий спектр генерации возможен в случае, если подуровни ²F_{7/2} достаточно свободны. А это возможно, если энергия фононов возбуждающая их резко снизилась. Такое быстрое, с временами меньшими чем период акустической волны $T = \lambda_0 / (2nV_{3B})$ остывание возникает между фронтами ударных акустических волн, где происходит резкий спад давления, который, как мы знаем, приводит к охлаждению – релаксации фононов. При смещении фронтов ударных акустических волн происходит резкое динамическое охлаждение на их задних фронтах (отрицательное давление). То есть, заселённость подуровней на это время резко падает, после чего она экспоненциально нарастает с приходом следующего фронта, что создаёт примерно равные условия для генерации на все эти подуровни, превращая эту систему в двухуровневую. Но при этом происходит перераспределение плотности частиц по периоду, изменяя этим показатель преломления среды, позволяя на этом периоде развиваться генерации в области люминесценции Yb. Скорее всего, генерация развивается на той длине волны, для которой показатель преломления в данный момент, по мере релаксации фононов (расплывание фронтов),



Рис.6. Схематически показаны условия синхронизма для генерации на акустических волнах

соответствует условию синхронизма для этого угла (рис.6). При дальнейшей релаксации фононов (расплывании фронтов) изменение показателя преломления не в состоянии обеспечить прежние условия синхронизма для последующих частот, и происходит перескок генерации на другой угол, что мы и видим на рисунке 4. (продолжение спектра генерации в коротковолновую область чуть ниже по высоте щели). Подобное поведение спектров мы будем наблюдать по ходу статьи на других рисунках 7,8,9,11. Что касается ширины спектра этой (широкополосной) генерации, то видно, что в стекле она простирается, практически, по всему спектру люминесценции, в то время как в кристаллах Yb:YAG она занимает гораздо меньшую область длин волн. Это различие, видимо, связано с большей длиной свободного пробега фононов и большей скоростью их распространения в кристалле, что приводит к более быстрому расплыванию фронтов ударных волн при прекращении их подкачки, а, следовательно, к большей и неравномерной скорости изменения показателя преломления, приводящей к такому же неравномерному по спектру коэффициенту усиления. Подобное, видимо, можно было бы наблюдать в Nd³⁺ при переходах с ⁴F_{3/2} на ⁴I_{9/2}, на котором штарковское расщепление примерно такое же, как у Yb на ²F_{7/2}, если бы не мешала генерация на ⁴I_{11/2}. Дальнейшее повышение инверсии связано с затуханием акустических волн, и происходит после окончания накачки и разбегания акустических волн из области формирования, что с учётом разного времени жизни фононов (чем выше энергия, тем меньше время жизни) затягивает этот процесс (о чём мы судим по времени запаздывания импульсов генерации) до микросекунды [1]. Последующее остывание определяется классической теплопроводностью.

Так как люминесценция, возникшая на задних фронтах ударных акустических волн, может усиливаться только под определёнными углами, определяемыми условиями фазового синхронизма акустических и оптических волн (рис.6), то это далеко не всегда совпадает с направлением накачки и ориентацией зеркал. В нашем случае это определяется формой (зависящей от условий накачки) волнового фронта периодической последовательности ударных волн, которые и создают движущуюся инверсию, и отношением длин волн световой и акустической (расстоянием между ударными волнами). Этим же определяется и наклон спектра люминесценции (хотя его в равной степени, как и ВКР, и ВРМБ можно назвать генерацией), который мы наблюдаем на рис.4 (для разных концов спектрального диапазона углы отклонения вдоль щели разные). Спектр люминесценции, при этом, не связан с модами резонатора, так как формируется за времена много меньшие времени обхода светом резонатора, и, как и при генерации УКИ при ВКР и ВРК, имеет гладкую огибающую с шириной, определяемой временем генерации на данной длине волны, которое и определяет длину когерентности. Если судить о длительности генерации по ширине спектра - $\Delta\omega\Delta t \sim 1$, то $\Delta t \sim 1/\Delta\omega = \lambda^2/(2\pi c\Delta\lambda)$. При подстановке сюда $\lambda \sim 1\mu$ и $\Delta\lambda \sim$ 500Å получим $\Delta t \sim 10^{-14}$ сек. Но, скорее всего, такая ширина спектра возникает в результате сканирования частоты при изменении показателя преломления, и суммарная длительность импульса, наверняка, существенно больше.

Максимум генерации на стационарной акустической решётке определяется углом α из соотношения соѕ $\alpha = \lambda_0 n_{reh} / \lambda_{reh} n_0$. Отсюда видно, что с увеличением длины волны генерации увеличивается угол отклонения. Но возможна генерация и под другими углами, когда $\cos \alpha = m \lambda_0 n_{reh} / k \lambda_{reh} n_0$, где m и k – целые числа, а n_0, λ_0 и n_{reh}, λ_{reh} – соответственно, показатели преломления и длины волн накачки и генерации.

Что касается генерации различных мод в резонаторе, то она развивается уже при значительном затухании периодической последовательности ударных акустических волн, и зависит от них разве что в той степени, в которой они своей энергией разогрели область генерации, тем самым, уменьшив на время инверсную населённость. То есть, мы имеем одновременно: генерацию различных мод резонатора и импульсов суперлюминесценции (широкополосной генерации) фиксируемых на осциллографе, спектр которых мы так же фиксируем спектрографом под разными углами. Так как расходимость излучения широкополосной генерации, оцененная по вертикальному размеру засветки на щели спектрографа расположенной на расстоянии ~ 1метр от образца, была порядка 10⁻³рад., то это говорит об очень высокой селективности акустической решётки по углам, обусловленной резкими фронтами составляющих её ударных волн и большим количеством её периодов синхронизованных световой волной накачки. Иногда её спектр состоит из двух, часто с разной интенсивностью, но одинаковых по спектральной ширине линий, немного смещённых вдоль щели (приблизительно на величину расходимости). Фактически мы имеем дело с динамическим одномерным фотонным кристаллом, к которому применимы бреговские законы отражения, согласно которым излучение, возбуждаемое в нём самом, выбирает для себя оптимальные направления. Такая картина типична для кристаллов Yb YAG и стекол с Yb. Генерация сборки с иттербиевым стеклом (~ 10%) возникает только при увеличении добротности резонатора (вместо выходного зеркала R = 30% для кристалла YbYAG поставил зеркало с R = 70%). Скорее всего, это связано с меньшим сечением перехода в стекле. Так же как в кристалле YbYAG, в стекле наблюдались отдельные, относительно узкие (~2÷3Å) спектральные линии, соответствующие модам резонатора, с изломами, возникшими на ударных волнах в радиальном направлении при больших временах развития генерации, и сильно уширенные на продольных ударных волнах, перекрывающиеся из-за уширения при малом времени развития генерации. В последнем случае наблюдаются несколько (обычно регистрировались две), смещённых по щели спектрографа, широченные (до ~ 500Å) гладкие линии, перекрывающие почти весь спектральный диапазон люминесценции (рис.4). Они имели практически тот же наклон, и те же смещения вдоль щели, что и в кристалле YbYAG

(рис.8), что говорит о близком периоде акустической решётки в этих средах. Отклонение спектра генерации вдоль щели обусловлено исключительно периодом акустической решётки и длиной волны. Скорость распространения акустических волн при этом (в отличие от стоксового сдвига), на этом смещении никак не сказывается. Период акустической решётки для различных сред зависит от длины волны накачки и показателя преломления ($\Lambda = \lambda_0/2n$, где Λ - период решётки, λ_0 – длина волны накачки, n – показатель преломления среды) и не сильно отличается (в формулу угла отклонения ($\cos\alpha = \lambda_0 n_{reH}/\lambda_{reH} n_0$) показатель преломления входит как в числитель, так и в знаменатель (правда, для разных длин волн), поэтому углы отклонения (если не учитывать дисперсию) не зависят от показателя преломления). Это и приводит к тому, что наклон широкополосных линий (линии с очень широким сплошным спектром) генерации для YbYAG (n ~ 1,83) и стекла с Yb (n ~ 1,5), а так же их смещения вдоль щели примерно одинаковы, в то время как скорость звука для этих сред отличается почти в 2 раза.



Рис.7. Импульс накачки 1 и импульсы генерации 2(ниже), и интегральный спектр генерации кристалла YbYAG (справа вверху).

Если сопоставить осциллограммы и спектр генерации, наблюдаемые в этом эксперименте, то мы увидим, что при интенсивной накачке, когда импульс генерации возникает почти в максимуме накачки, его спектр чрезвычайно широкий (в Yb YAG $\Delta \omega \sim 200 \text{Å}$), и к тому же он промодулирован вдоль щели спектрографа. При большой накачке, в период существования периодической последовательности ударных волн, иногда развиваются два (и больше) импульса широкополосной генерации, что приводит к спектрам расположенным в разных участках спектрального диапазона, как на рис.7. При этом возникают и дополнительные импульсы генерации на большем от импульса накачки временном интервале, что приводит к появлению дополнительных узких спектральных линий, соответствующих модам резонатора, ширина спектра которых сужается по мере увеличения задержки. При небольшой задержке (~ 10 ÷ 20нс.) эти линии уширены до ~ 10Å и имеют "колоколообразную" структуру, сужающуюся к концам линий (рис.8). Максимумы этих "колокольчиков" находятся в центре спектральной линии, а излучение с большими и меньшими частотами отклоняется на меньшие углы, образуя эту колоколообразную форму (рис.8) состоящую из отдельных колоколообразных фрагментов (не уверен, что эта структура воспроизведётся в препринте). Объяснить эту колоколообразную структуру возможно, если предположить, что генерация развивается через периодическую радиальную структуру на её пути. Подобную радиальную структуру, возникающую на заднем фронте накачки я описывал в своей предыдущей работе [2], и очень кратко в приложении к этой. Это периодическая последовательность сходящихся радиальных акустических волн (радиальный эффект ВРМБ). В этом случае возникает кольцевая генерация с радиальной или тангенциальной поляризацией. Именно кольцевая структура генерации, при учёте поляризации, даёт нам колоколообразную структуру спектра, а спектральная ширина "колокольчиков" говорит нам о длительности генерации этих колец. Скорее всего они, возникнув на определённом радиусе, в дальнейшем развиваются как кольца равного наклона в резонаторе Фабри – Перо, смещаясь по радиусу при каждом проходе по резонатору на один шаг. Затравкой же для них служит всё та же одна продольная мода.

Треугольный язычок внизу спектральной линии своей вершиной упирается в линию широкополосного спектра, указывая на то, что затравкой, в данном случае, развития узкополосной генерации послужил широкополосный спектр. Видимое раздвоение широкополосных линий, которое на других спектрах прявляется ещё сильнее, возможно, возникло из-за разных периодов акустической решётки по радиусу (разный показатель преломления), которые отслеживают интенсивность накачки.



Рис.8. Искривление линии спектра с колоколообразной структурой (отклонение линии на ~ 12Å). Справа, в верхнем углу, показаны импульсы накачки (1) и генерации (2).

Итак, широкополосные линии спектра, - это генерация на продольных акустических волнах. Понятно, что вначале (при возникновении ВРМБ на флуктуации), когда амплитуда акустических волн мала, их период $\Lambda = \lambda_0/2n_0$, где Λ - период решётки, λ_0 – длина волны накачки, n_0 – показатель преломления среды для этой длины волны. По мере роста интенсивности накачки эффективная область взаимодействия акустической волны с волной накачки движется навстречу накачке, превращаясь при этом в периодическую последовательность ударных волн, с длиной волны обусловленной нелинейным показателем преломления, вызванным, как изменением концентрации атомов на фронтах ударных волн, так и поляризуемостью на них. При ослаблении волны накачки (как правило, на заднем её фронте или на её хвосте) происходит размывание фронтов ударных волн за счёт быстрой релаксации высокоэнергичных фононов, что приводит к частичному обеднению (освобождению) верхних уровней ${}^{2}F_{7/2}$ (765см⁻¹ и 612 см⁻¹). То есть создаются условия для перехода с метастабильного уровня ${}^{2}F_{5/2}$ на ${}^{2}F_{7/2}$. По другому можно сказать: так как это акустические волны, то они образованы перепадами давления в среде, и их релаксация приводит к выравниванию этого давления, что равносильно эффективному охлаждению или 'вымораживанию' нижних подуровней ${}^{2}F_{7/2}$ в зоне



Рис.9. Спектр генерации в иттербиевом стекле.

ударных волн. При этом становится возможной и узкополосная генерация на зеркалах сборки почти во всей области люминесценции, что мы и наблюдаем на рисунках 4 и 9. Так как на эксперименте я наблюдал широкополосную генерацию в узкой области углов попадающих на щель спектрографа ($\alpha \sim 10^{-2}$ рад, есть ли генерация под большими углами, я не смотрел), то остаётся предположить, что показатель преломления на фронтах акустической решётки изменился на столько, что стала возможна продольная генерация на ней в полосе люминесценции Yb. Этот эффект сродни стоксовому комбинационному рассеянию идущему вдоль оси накачки.

О том, что это не генерация на зеркалах сборки, говорит очень узкая по высоте щели спектральная полоса, и её вертикальное смещение, а также дополнительные, смещённые как вдоль щели, так и по спектру полосы.

Кроме того, о том, что генерация развивается на акустической решётке, говорит эксперимент, когда кристалл YbYAG находился в фокусе под углом ~ 10⁰ к оси накачки безо всяких зеркал, а возбуждаемая в нём периодическая генерация наблюдалась вдоль оси навстречу накачке. Так как генерация возбуждается в кристалле на акустической решётке, то возникающий при этом импульс отдачи фотонов ослабляет акустическую волну, и тем самым уменьшает добротность составного резонатора генератора накачки (акустическая решётка является нелинейным зеркалом генератора накачки). По мере роста амплитуды акустической волны вновь возрастает генерация. Этот периодический процесс приводит иногда к значительному затягиванию импульса накачки. Результат этого процесса мы и наблюдаем на рис.10. Подобный периодический (так как в этих процессах точно период не соблюдается, то



Рис. 10. Вверху импульс накачки, внизу импульс генерации. Спектр генерации справа.

их можно назвать, скорее, квазипериодическими) процесс наблюдался в работе [2] с кристаллом YAG без активатора. Там роль генерации, ослабляющей акустическую волну, выполняли импульсы антистоксового рассеяния ВКР. В обоих случаях для периодического процесса необходимо резкое включение генерации. К

сожалению (во время проведения экспериментов я не думал о возможности генерации на акустических волнах под углами синхронизма), в моих экспериментах наблюдение спектров и импульсов генерации проводилось в узком интервале углов (α ~ 10⁻²рад) в направлении накачки (зеркала сборки с образцом юстировались перпендикулярно накачке).

Зона эффективного взаимодействия волны накачки с акустическими волнами, развившимися из начальной флуктуации, смещается навстречу накачке, пока не достигнет поверхности (при условии, что кристалл не очень длинный и интенсивность накачки у поверхности достаточна для их поддержания). Так как у поверхности зона эффективного взаимодействия останавливается, то амплитуда акустических волн нарастает до своего максимального значения, определяемого интенсивностью накачки и степенью его когерентности. Следовательно, чем выше интенсивность накачки, тем выше амплитуда и круче фронты ударных акустических волн, тем выше коэффициент преломления и меньше их период, а, следовательно, и в более коротковолновую область смещается генерация. Изменение показателя преломления происходит за счёт изменения концентрации атомов на ударных акустических фронтах и вызывает изменение их периода (в этом случае уменьшение), что, соответственно, вызывает изменение длины волны генерируемого излучения. Но длина волны генерации превосходит длину волны накачки, поэтому она может возникать только под углами синхронизма. Так как мы имели возможность наблюдать генерацию в области малых углов к направлению накачки (α $\rightarrow 0$), то необходимо предположить, что их периоды в момент генерации кратны или равны друг другу (к $\lambda_{\text{накач}}/2n_{\text{накач}} = m\lambda_{\text{ген}}/2n_{\text{ген}}$, где к и m – целые числа, $\lambda_{\text{накач}}$, $\lambda_{\text{ген}}$ – длины волн накачки и генерации, а п_{накач}, п_{ген} – их показатели преломления¹. Необходимо только учитывать, что **п**_{накач} – соответствует показателю преломления в максимуме ударных волн, где максимальная концентрация атомов, а n_{ген} – на заднем фронте, где давление, а следовательно и концентрация атомов, резко падает). При этом генерация возникает не на максимумах ударных волн, а в промежутках между ними, так как для её возникновения (появления достаточной инверсии) необходимо определённое время для релаксации энергичных фононов составляющих фронты ударных волн. Только в этом случае уменьшается заселённость

¹ Показатель преломления среды зависит от поляризуемости атомов (молекул) α , и её плотности: $n^2 = 1 + 4\pi N\alpha$, где N – число атомов в единице объёма. Учёт ангармонизма сил в системе электрон – атом приводит к зависимости поляризуемости α от интенсивности (~ E^2). Эффект электрострикции, ответственный за ВРМБ, также зависит от интенсивности. Но при ВРМБ необходимо учитывать изменение плотности среды в акустических волнах за счёт импульсов отдачи при стоксовом рассеянии, также пропорциональном интенсивности. Вклад всех этих эффектов напрямую зависит ещё и от степени когерентности накачки, которая характеризует равномерность взаимодействия атомов в максимумах акустических волн во время их движения с квантами света (здесь подразумевается, что эектромагнитные волны о которых здесь идёт речь не бегущие). Всё это необходимо учитывать, говоря о нелинейности показателей преломления $n_{\text{накач}}$ и $n_{\text{ген}}$.



Рис.11. Форма импульсов генерации и её спектры в зависимости от интенсивности накачки: верхний - 150мДж, средний – 125мДж и нижний – 105мДж.

штарковских уровней основного уровня ²F_{7/2}. Генерация возникает в промежутках между периодами акустических волн (T = $\lambda/2nV_{3B} \approx$ 70псек), а её длительность определяется крутизной заднего акустического фронта (релаксация самих фононов таких энергий происходит за время $\tau \sim 10^{-12}$ сек). При этом для волны генерации показатель преломления будет гораздо ниже, так как он соответствует волне разряжения за фронтом ударной волны, где концентрация атомов резко снижается. То, что увеличение интенсивности накачки сдвигает широкополосную генерацию в коротковолновую область, достаточно наглядно видно на рис.11. В первом случае энергия накачки (150мДж) превышает энергию BO втором (125мДж) при полностью одинаковых остальных условиях эксперимента, и это смещение достигает ~ 100Å. Нижняя, более коротковолновая полоса спектра на верхнем рисунке почти не видна, так как вышла из зоны регистрации. Третий рисунок характеризуется ещё меньшей энергией (~ 105мДж), и спектр его широкополосной генерации eщë сдвинут В длинноволновую область. Почти на всех представленных в этой работе спектрах мы видим эти полосы широкополосной генерации с различными

смещениями и наклонами, обусловленными дисперсией различных участков спектра. При рассмотрении спектральной картины на щели необходимо учитывать, что неоднородность показателя преломления в зоне генерации по радиусу приводит к искажению картины на щели, что не позволяет сопоставить вертикальные смещения спектра вдоль щели с углами синхронизма. Кроме того, из-за того, что мы не видим центра спектральной линии (мы видим примерно половину пятна генерации, так как произошло неучтённое его смещение при юстировке на щель спектрографа), мы не можем определить абсолютные углы отклонения спектральных линий. Для желающих прикинуть соответствие вертикальных смещений спектра вдоль щели с углами синхронизма. Кроме того, из-за того, что мы не видим примерно половину пятна генерации, так как произошло неучтённое его смещение при юстировке на щель спектрографа), мы не можем определить абсолютные углы отклонения спектральных линий. Для желающих прикинуть соответствие вертикальных смещений спектра вдоль щели с углами синхронизма (относительные, между двумя линиями) могу сказать, что значок Σ на спектрограммах имеет размер по вертикали 1,5мм, а расстояние до щели равно ~ 10^3 мм. К сожалению, этот значок виден далеко не на всех спектрограммах.

5. Наклон спектральных линий генерации в области возбуждения периодической последовательности ударных акустических волн и оценка давления по наклону линий

На некоторых рисунках (4,9 и 12) мы видим кроме широкополосного спектра относительно узкополосные линии генерации расположенные под углом к щели спектрографа. На рисунке 9 эти линии имеют различный наклон в зависимости от



Рис.12. Спектр генерации в иттербиевом стекле. Виден наклон линий узкополосной генерации (мод резонатора) относительно вертикали.

длины волны. Так как эти линии соответствуют определённым модам резонатора, то их наклон объясняется исключительно изменением показателя преломления по радиусу в зоне генерации. Если показатель преломления изменяется плавно, то генерация, развивающаяся на пороге (наиболее добротная продольная мода) может захватывать целый спектр

частот удовлетворяющих требованиям её развития (одинаковое число длин волн на периоде ($q = 2L/\lambda_q$) в области с достаточной для генерации инверсией). В этом случае частота генерации этой моды будет меняться по радиусу в зависимости от расстояния до центра, и спектральная линия будет иметь наклон в сторону

коротких волн с удалением от него. По углу её наклона можно оценить изменение показателя преломления по радиусу, если суметь сопоставить продольный размер линии с размером зоны генерации. Усреднёно это можно сделать, зная, что частота генерации продольной моды определяется длиной резонатора – L, средним по длине резонатора показателем преломления - n_{cp} и числом периодов для этой частоты на удвоенной длине резонатора - $q = 2L/\lambda_q$. При этом частота моды записывается как - $\omega_q = (\pi cq)/(L \cdot n_{cp})$. Если n_{cp} есть функция от радиуса – r, то изменение частоты генерируемой моды по радиусу запишется как - $\Delta \omega_q = (\pi cq) \cdot [n_{cp}(r_2) - n_{cp}(r_1)]/$ $L \cdot n_{cp}(r_2) n_{cp}(r_1)$. Так как $n_{cp}(r)$ изменяется слабо, то выражение заменится на - $\Delta \omega_a =$ π сq Δ n/ L·n², и подставляя вместо q его значение (понятно, что для данной моды q = const так как в выражение для q длина волны входит с учётом изменения показателя преломления) получим - $\Delta \omega_q = 2\pi c \Delta n / \lambda_{cp} n^2$, откуда можно найти $\Delta n_{cp}(r) =$ $\Delta \omega_{\rm q} \lambda_{\rm cp} n^2 / 2\pi c$ зная наклон спектральной линии. Но для того, чтобы определить локальное изменение показателя преломления необходимо знать его распределение по глубине. Считая, что эта область является областью развития периодической последовательности ударных акустических волн при ВРМБ, которые вызывают проплавление в области своего развития, то исходя из работы [2] можно сказать, что она находится на глубинах от ~ 0÷5µ до ~ 20÷50µ. В этом случае необходимо пользоваться не усреднённым показателем преломления, а учитывать его изменение по длине резонатора. Тогда выражение для частоты запишется -

 $\omega_q = (\pi cq)/\{(L - \Delta l)n_0 + \Delta l \cdot n(r)\},$ где n_0 – показатель преломления вне зоны нелинейности, n(r) – в нелинейной зоне, Δl – продольный размер зоны нелинейности. Выражение для q тоже изменится – $q = 2\{(L - \Delta l)n_0 + \Delta l \cdot n(r)\}/\lambda_q(r)$, но для одной моды его величина останется постоянной - const. Здесь, для упрощения выражений я не учитываю толщину кристалла, так как его вклад мал по сравнению с вкладом длины резонатора – L.

Изменение частоты в пределах одной моды запишется:

 $\Delta \omega_q = \{ [\pi cq\Delta l[n(r_1) - n(r_2)] \} / \{ [(L - \Delta l)n_0 + \Delta l \cdot n(r_1)] \cdot [(L - \Delta l)n_0 + \Delta l \cdot n(r_2)] \}.$ Подставляя сюда q и считая, что $\Delta l \cdot n(r)$ мало по сравнению $L \cdot n_0$ приходим к выражению - $\Delta \omega_q \cong 2\pi c\Delta l\Delta n(r) / [\lambda_q(r)L \cdot n^2]$, откуда $\Delta n \cong \Delta \omega_q \lambda_q(r)L \cdot n^2 / (2\pi c\Delta l)$, и, переходя от частот к длинам волн, получаем - $\Delta n \cong \Delta \lambda_q(r)L \cdot n^2 / (\lambda \Delta l)$. Используя это выражение со значениями для коэффициентов; $\Delta \lambda_q(r) \sim 1.4 \cdot 10^{-7}$ см (полученное из измерения наклона линий на рис. 12), $\lambda \sim 10^{-4}$ см, $L \sim 2$ см, $n \sim 1$ (считая, что весь промежуток между зеркалами, кроме нелинейного, заполнен воздухом) и $\Delta l \sim 10^{-2}$ см (несколько за-

вышенное значение из работы [2]), мы получим значение для $\Delta n \sim 0.28$, что составляет существенную часть от показателя преломления иттербиевого стекла (n ~ 1,5). Если считать, что изменение показателя преломления связано только с изменением давления вдоль радиуса вызванного различной интенсивностью продольных ударных волн, то, используя зависимость показателя преломления от давления - n(P) полученную в работе [5] для плавленого кварца, мы получим $\Delta P \approx 30\Gamma \Pi a$. Если предположить, что давление к центру изменяется по тому же закону, что и в области генерации (наклон линий спектра остаётся постоянным), то аппроксимируя этот наклон до центра можно оценить это давление как $\Delta P \approx 50\Gamma\Pi a$. Если использовать данные n(P) полученные в работе [6] для боратных стёкол (B_2O_3) для $\lambda = 5893$ Å, предполагая, что зависимость n(P) остаётся линейной в большем диапазоне чем она измерялась (7ГПа), то для зоны генерации получим $\Delta P \approx 10\Gamma\Pi a$. Примерно такие результаты получаются и для германатных стёкол (GeS₂) –работа [7], и при использовании взятых значений dn/dP из работы [8] для их стёкол. Для более точных оценок давления необходимо брать зависимость dn/dP для конкретной среды и используемой длины волны.

Достаточно часто узкие спектральные линии двойные (хотя бывает и большее их число) и сдвинуты одна относительно другой на несколько ангстрем, что, скорее



Рис.13. Двойные линии спектра с увеличивающимся к краю расстоянием между ними.

всего, соответствует соседним продольным модам. Иногда этот сдвиг не постоянный по длине и нарастает с увеличением отклонения от центра, как на рисунке 13. Скорее всего, сам сдвиг между основной (вертикальной) и соседней (сдвинутой в коротковолновую сторону) линиями генерации вдоль щели, и его увеличение к краю на ~ 4Å, которое мы наблюдаем на этом рисунке, обусловлено различными условиями развития генерации для этих мод и различными временами их развития.

6. Наблюдение радиальных ударных акустических волн на спектрограммах

Часто наблюдаемые узкие спектральные линии, соответствующие импульсам с большими задержками, имеют поперечные ступеньки вдоль своей длины, указывающие на локальный скачок показателя преломления в области генерации, который связан с действием ударных волн локализованных вблизи центральной зоны. Через определённое время ≥ 20нсек, как правило, в конце импульса накачки, из зоны фокусировки начинают распространяться ударные волны. Генерация, возникающая в этот момент, несёт на себе информацию об этих волнах в своём спектре,



так как изменение показателя преломления на фронтах и спадах ударных волн приводит к разным частотам продольных мод. На рис.14 показана схема эксперимента со схематически изображёнными скачками давления на фронтах ударных волн, приводящих к формированию ступенек на спектральных линиях. На рис. 15. мы видим ступенчатое искривление линий спектра генерации на определённом расстоянии от центра вызванное расходящимися ударными волнами. Как правило, это наблюдается, если генерация развивается после затухания импульса накачки. К этому моменту энергия, сосредоточенная в периодической последовательности ударных волн переходит в энергию расходящихся ударных волн. На рис. 15а. мы видим сильно уширенные спектры, полученные при быстром развитии генерации, когда основной вклад в уширение дают фронты продольных ударных акустических волн, с наложенными на них узкими линиями более позднего происхождения, слегка изогнутыми внизу на начинающих развиваться радиальных ударных волнах. Спектры (рис.156) получены через больший промежуток времени, когда энергия продольных акустических волн переходит в энергию расходящихся ударных волн. В этом случае, за счёт меньшего коэффициента усиления, у нас развивается генерация с более



Рис.15. На осциллограммах вверху: **1** -- импульс накачки, **2** – импульс генерации, внизу – спектры генерации в YbYAG.

Отчётливо видны изломы спектральных линий состоящих из отдельных точек. Именно эти смещённые точки и образуют ступеньки на спектральных линиях генерации, отображая, в какой-то степени, амплитуду ударных волн в зависимости от расстояния до центра. Эти различные частоты в виде точек искривляют спектр в соответствии с пространственным расположением ударных волн. Ещё более наглядно это проявляется в образце стекла с иттербием (рис.16). Так как происходит скачко-



Рис.16. На осциллограмме вверху показаны: **1** – импульс накачки, **2** –импульсы генерации, и искривлённые спектральные линии генерации под ними, полученные в стекле с Yb.

образное искривление спектральных линий каждой моды генератора, то, используя формулу для Δn полученную в предыдущем разделе, можно оценить изменение показателя преломления на фронте ударной волны. Подставляя в неё $\Delta \lambda \sim 3$ Å получаем (для нелинейной области $\Delta l = 10^{-2}$ см) $\Delta n \cong 0,06$. Отсюда, используя зависимость n(P) полученную в работе [10] для плавленого кварца можно определить давление P на фронте ударной волны. Из приведённого в этой работе графика $\Delta P \approx 5,5\Gamma\Pi a$. Но необходимо учитывать, что, как следует из этой работы, при снятии давления (от 16ГПа и ниже) показатель преломления уменьшается не сразу, а имеет определённый гистерезис, что может сказываться на наблюдаемой форме спектральных линий. В связи с этим считаю разумным отождествлять сдвиг спектра на ударных волнах с вызвавшим его давлением можно только на переднем фронте до его максимума.

На спектральных линиях импульсов, которые развиваются через ~50нсек. и более (рис.17), видны разрывы (а очень часто, если задержка развития импульса достаточно большая ($\Delta t \ge 100$ нсек), эти разрывы косые ($\angle \sim 45^{0}$), при этом ширина линии



Рис.17. Показан импульс генерации (слева) в иттербиевом стекле и увеличенный участок её линейчатого спектра (справа), при задержке развития в 300нсек и более.

не превышает межмодового расстояния), что говорит о градиенте показателя преломления в этой области в момент генерации этого импульса. Сами же разрывы говорят о том, что этот показатель неоднородный по сечению. Разрывы в спектральных линиях возникают, когда ударная волна, в значительной степени, потеряла свою энергию, и в центральной зоне возникает колебательный процесс сжатия – разряжения, приводящий к противоположенным градиентам показателя преломления в зоне генерации. Изменение показателя преломления по радиусу, приводящее к сдвигу фазы волны генерации на 2π вызывает разрывы в спектральных линиях, а величина градиента определяет угол их наклона (срезов). Знак градиента (сжатие или растяжение) определяет, в какую сторону происходит наклон этих разрывов. Если генерация происходит в разные моменты времени, то и шаг разрывов и их наклоны должны быть разные. Рисунок 17 в значительной мере отражает эту ситуацию. Линии спектра отвечают трём импульсам генерации отстоящим друг от друга на 80 и 120нсек. Видно, что наклоны разрывов различные (не уверен, что в препринте это видно), а у одной линии они наклонены в противоположенную сторону. Это лучше видно на рис. 16.6, так как генерация, отвечающая этим линиям, развивается раньше (~ 50÷60нсек), когда амплитуда колебаний выше. Но при этом необходимо учитывать, что градиент показателя преломления зависит и от градиента температуры в центральной области, который рассасывается за счёт теплопроводности и вносит в эти быстротекущие процессы свой вклад, не позволяя отождествлять спектральные картины с одним процессом.

Если рассмотреть спектры (рис.15,16), то мы увидим одну или несколько спектральных линий состоящих из ярких точек имеющих достаточно малый размер ≤ 50μ. Понятно, что если бы эти точки были не связаны друг с другом, то мы не могли бы их наблюдать на щели спектрографа из-за их огромной расходимости. Но так как излучение когерентно и все точки на фронте световой волны сфазированы, то неоднородности распределения его интенсивности, в результате интерференции, приведут к спекл структуре, которую мы и видим на щели спектрографа в виде точек. Иногда возникают яркие точки, сдвинутые по частоте (например, на ударных волнах). Так как они возникают на одной спектральной линии, соответствующей одной продольной моде генерации, то ответственным за этот сдвиг является локальное изменение показателя преломления на ударных волнах. Если развивается несколько продольных мод², то такая точечная генерация будет присуща каждой из них (рис.16). Разрывы в спектральных линиях (рис.17), как уже говорилось, возникают из-за изменения показателя преломления в зоне генерации, и характеризуют набег фаз на неоднородностях на 2π . Эти разрывы не имеют отношение к спекл структуре, так как ко времени развития этой генерации среда уже становится более однородной и спекл структура замывается.

7. Полосатая структура широкополосного спектра вдоль щели спектрографа

Полосатая структура широкополосного спектра, которую мы наблюдаем на рисунках 7 и 18 (на рисунке 18 с увеличением показан выделенный фрагмент), возможно, объясняется интерференцией излучения из разных точек под малыми углами, определяемыми углами наклона акустических волн. Фронты акустических волн перпендикулярны направлению волнового вектора накачки при ВРМБ, повторяя волновые фронты накачки. Их углы наклона определяются диаметром пучка и

 $^{^2}$ Если считать, что расстояние между соседними модами определяется только расстоянием между зеркалами резонатора, то при длине резонатора 2см оно должно быть ~0,25Å, что не в состоянии разрешить наш спектрограф. Но если учесть, что толщина кристалла равна 2мм, и именно с отражением от его поверхностей связаны интервалы между модами, то оно увеличивается до ~ 2,5Å, которые, или кратные ему, мы и видим в спектрах.



Рис.18. Наверху осциллограмма и спектр генерации YbYAG, внизу – выделенный участок спектра промодулированный по высоте щели.

фокусным расстоянием линзы, и при f = 120мм и диаметре пучка ~ 6 \div 7мм разница

27

в углах генерации в различных точках на акустических волнах могла достигать ~ $5 \cdot 10^{-2}$ рад., что соответствует максимальной частоте модуляции с периодом ~ 20µ. На наших спектрограммах (рис.7,18) этот период $\geq 50\mu$, и если учесть, что наша оценка периода взята по максимуму, то, таким образом, можно объяснить интерференционные полосы на спектре в центральной области шели. Кроме того, эта модуляция возникала при малой плотности накачки (кристалл смещён из фокальной плоскости в сторону линзы). Это положение характеризовалось меньшей амплитудой акустических волн и генерацией только на длине волны 1,05µ. В стекле, где генерация наблюдалась при очень жёсткой фокусировке, поперечная модуляция в спектре не наблюдалась. Так как это излучение обладает достаточной для интерференционной картины когерентностью, то это закрывает версию о спонтанном излучении. Это лишний раз говорит также в пользу того, что это генерация на периодической последовательности ударных акустических волн.



Рис.19. Спектр генерации в кристалле YbYAG толщиной 1мм.

При накачке образца толщиной 1мм порог генерации был существенно выше: образец приходилось сдвигать ближе к фокусу линзы. Спектр генерации (рис.19.) состоял из тонких, состоящих из точек, линий – мод резонатора, и относительно широкополосных, промодулированных вдоль щели, полос. Понятно, что широкополосная генерация возбуждается на ударных акустических волнах, и наклон этих полос обусловлен дисперсией возбуждаемых на них волн генерации. Гораздо меньшая ширина спектра, по сравнению с 2х миллиметровым

образцом, скорее всего, связана с амплитудой акустических волн. Видимо амплитуда акустических волн в 1мм образце существенно меньше, чем в 2мм образце YAG или 3мм образце стекла. Возможно, что для формирования периодической последовательности жёстких ударных акустических волн необходима достаточная длина от начальной флуктуации до входной поверхности образца, вблизи которой и формируются волны с максимальной амплитудой.

Итак, похоже, что в начале (в пределах длительности импульса накачки) развивается генерация на периодической последовательности ударных волн (генерация под углами синхронизма – широченные линии на различных расстояниях от центра), и очень быстро – через ~ 20нсек и даже раньше, начинает развиваться генерация в резонаторе (на зеркалах резонатора Фабри – Перо). Каждый последующий импульс генерации становится всё уже и уже (большее число проходов света по резонатору), и если импульсов генерации несколько, то их спектры накладываются один на другой и получаются (в зависимости от времени развития последнего импульса генерации) узкие на концах линии с очень уширенной серединой (уширение на высокоэнергичных фононах образующих фронты ударных волн). Именно это мы и видим на рисунках 4;8;9;10;11;13;17. Кроме того, генерация на разных расстояниях от центра приводит к взаимодействию с продольными ударными волнами разной интенсивности, а широкий спектр фононов на их фронтах приводит к сильному уширению спектральных линий, меняющемуся с радиусом ударных волн. Это возможно при быстром развитии генерации, когда малое число проходов света по резонатору не успевает привести к формированию модового состава спектра.

8. Перескок длины волны генерации при изменении интенсивности накачки

При увеличении интенсивности накачки (перемещение образца ближе к фокусу линзы) возрастает амплитуда ударных волн, а, следовательно, и возбуждаемые частоты фононов. Так как у Үb нижние подуровни переходов расположены достаточно близко к основному (генерационные переходы ${}^{2}F_{5/2} - {}^{2}F_{7/2}$, соответствующие длинам волн генерации 1,03µ и 1,05µ, обусловлены штарковским расщеплением нижнего уровня ${}^{2}F_{7/2}$, генерационные подуровни которого отстоят от основного на 612см⁻¹ и 785см⁻¹ (рис.5)), то вначале перекрывается с основным нижний подуровень (612см⁻¹), что делает невозможной генерацию на него до релаксации высокоэнергичных фононов, что мы и описывали в своей работе [1]. Но остаётся не перекрытым подуровень 785см⁻¹, что делает возможным генерацию на него, несмотря на то, что в нормальных условиях эго сечение в ~ 8 раз меньше чем на 612см⁻¹. При дальнейшем увеличении интенсивности накачки оба подуровня перекрываются в разных пропорциях, и генерация становится возможной при релаксации высокоэнергичных фононов на оба подуровня через различные промежутки времени. Дальнейший рост накачки приводит к полному перекрытию уровня 785см⁻¹ с основным и невозможности генерации на него. Но подуровень 612см⁻¹ находится ближе к

основному и, следовательно, быстрее освобождается. Плюс к этому, более высокое сечение перехода делает возможной генерацию только на этот подуровень (что и описано в работе [1]). Но от точки фокусировки у нас [1] зависело, на какой длине волны разовьётся генерация. При плюсовых смещениях фокальной точки относительно образца (меньших плотностях накачки), амплитуда ударных акустических волн меньше, и её часто недостаточно для перекрытия верхнего штарковского подуровня ²F_{7/2} (785см⁻¹). В этом случае, несмотря на то, что сечение этого перехода в ~ 8 раз меньше чем на подуровень ${}^{2}F_{7/2}$ (612см⁻¹), генерация возможна только на этот подуровень, что мы и наблюдали на эксперименте. При отрицательных смещениях фокальной точки (увеличение плотности накачки) происходит увеличение амплитуды ударных волн, приводящее к постепенному перекрытию и этого уровня. Но на заднем фронте накачки амплитуда ударных акустических волн уменьшается, и происходит релаксация высокоэнергичных фононов, которая происходит интенсивнее с уменьшением энергетического зазора между уровнями. Так как штарковский подуровень ${}^{2}F_{7/2}$ (612см⁻¹) ниже подуровня (785см⁻¹), то он быстрее обедняется до порога генерации, поэтому, после достижения определённой амплитуды ударных акустических волн (превышение определённой плотности накачки), мы наблюдаем генерацию только на этот подуровень. Более подробное объяснение этому, на мой взгляд, должно выглядеть так. – Распределение фононов по энергиям (а, следовательно, и по частоте) на этапе релаксации (после прекращения накачки) можно считать близким к больцмановскому. Взаимодействие фононов обусловлено ангармоничностью колебаний кристаллической решётки (в результате чего газ фононов перестаёт быть идеальным), которое возникает при интерференционном наложении максимумов взаимодействующих волн. Следовательно, чем сильнее перекрываются их максимумы, тем большую долю своей энергии, связанной с ангармонизмом, они теряют. Максимальное взаимодействие достигается при совпадении частот фононов. А это значит, что и релаксация фононов, в зависимости от частоты, зависит от распределения их плотности, и будет возрастать с уменьшением энергии. (Так как время их релаксации уменьшается с уменьшением разницы между частотами взаимодействующих фононов, то интенсивность их релаксации будет увеличиваться с уменьшением их энергии, так как их концентрация (по Больцману) увеличивается.) Это должно привести к более интенсивному обеднению нижних штарковских подуровней и, с учётом различных сечений перехода на них ($\sigma_{1,03} \approx 2.3 \times 10^{-20}$ см², а $\sigma_{1,05} \approx$ $3 \times 10^{-21} \text{см}^2$), уменьшению порога генерации на нижнем рабочем переходе (λ = 1,03µ). Это предположение, конечно, необходимо подкрепить расчётами, но эксперимент не противоречит этому предположению. Ещё в работе [1] было показано, что с увеличением плотности накачки генерация развивается сначала на длине волны $\lambda = 1,05\mu$, затем на $\lambda_1 = 1,05\mu$ и $\lambda_2 = 1,03\mu$, и далее только на $\lambda = 1,03\mu$.

9. Периодическая последовательность ударных акустических волн – динамический фотонный кристалл

В последнее время большое внимание уделяется исследованию фотонных кристаллов [9] на основе синтетических опалов с заполнением порового пространства кремнезолями (Si,GaN,GaAs) с окислами редкоземельных элементов (эрбия, европия) [10,11,12,13]. В моём случае фотонным кристаллом является область с периодической последовательностью ударных акустических волн в YAG и стекле, а красителем – Yb входящий в их состав. При этом исследуемые в данной работе среды проявляют свойства динамического одномерного кристалла с инверсной населённостью, отслеживающей динамику развития акустических волн.

10.Заключение

В работе наблюдались некоторые эффекты связанные, как со свойствами высококонцентрированных сред с иттербием, так и с использованием некогерентной накачки. Обнаружена генерация с широким спектром, позволяющая говорить о генерации УКИ. Разработана методика определения давления в области генерации по искривлению спектральных линий. Дано объяснение этим и многим другим наблюдаемым в этой работе явлениям.

Если среди читателей этой работы найдутся специалисты в той или иной области физики затронутой в этой работе, то буду очень благодарен оным за конструктивную критику и замечания по ней отправленные на мой сайт – nbykovsky@sci.lebedev.ru.

Я понимаю, что эта работа сырая. В ней нет убедительных экспериментальных подтверждений всех выдвигаемых мною утверждений, но в ней нет и противоречий с экспериментальными результатами. Просто для установления истины необходимы дальнейшие исследования. Главное, на что я хочу обратить внимание читателя, так это на принципиально новые нелинейные эффекты, возникающие при некогерентной накачке.

В заключении выражаю огромную благодарность моему бессменному руководителю Ю.В.Сенатскому за постановку задачи (работа [1]), из осмысления результатов которой и возникла эта работа, А.И.Ерохину за помощь в поиске необходимых малоизвестных справочных данных, и А.В.Шелоболину за помощь в получении спектрограмм. Работа не поддерживалась никакими грантами, и своим появлением обязана исключительно энтузиазму автора.

11. Список литературы

- [1] Басиев Т Т, Быковский Н Е и др. Квантовая электроника 34(12) 1138(2004)
- [2] Быковский Н Е *Препринт* ФИАН **16** (2005)
- [3] Maier M, Kaiser W, Giordmain J A Phys. Rev. Letts. 17, 1275(1966)
- [4] Кызыласов Ю И *Труды ФИАН* Т.**72** 84(1974)
- [5] Zha C S, Hemley R J et al. *Phys.Rev.B* **50** 13105(1994)
- [6] Vedam K, Schneider W C J.Appl.Phys. 43(9) 3623 (1972)
- [7] Weinstein B A, Zallen R, Slade M L Phys. Rev. B 25 (2) 781(1982)
- [8] Alcock R D, Emmony D C J.Appl.Phys. 92(3) 1636 (2002)
- [9] Горелик В С, Злобин Л И и др. Препринт ФИАН 2(2005)
- [10] Голубев В Г, Касаткин В А и др. *ФТП* **35** 710(2001)
- [11] Davidov V Yu, Golubev V G et al. Nanjtechnologi 11 291(2001)
- [12] Gaponenko S V, Bogomolov V N et al. *Journal of lightwave technology* 17 2128(1999)
- [13] Артамонов А Н, Бурков В И и др. *Краткие сообщения по физике ФИАН* **10** 20(2005)

Приложение:

1. Формирование ударных акустических волн при ВРМБ в случае некогерентной накачки

Придерживаясь концепции бегущих электромагнитных волн невозможно объяснить отсутствие периодической последовательности ударных акустических волн при ВРМБ с когерентной накачкой, хотя в этом случае они воздействовали бы на акустические волны с периодом (если не учитывать скорость акустических волн), фактически, равным их периоду $T = \lambda/c \sim 10^{-14} \text{сек}$ (на самом деле в два раза меньшем, так как для акустических волн не важно направление вектора напряжённости поля электромагнитной волны). Если учесть, что за счёт ангармонизма у нас возбудились высокочастотные акустические колебания, а время жизни самых высокочастотных колебаний в кристаллической решётке $\tau \sim 10^{-10}$ ¹³сек, то даже за это время они должны были бы 10 ÷ 20 раз "подкачаться" и усилиться, что привело бы к образованию периодической последовательности (с периодом λ/2n) ударных акустических волн. Но этого не наблюдается. Но как показывает мой эксперимент [2], ударные волны легко возбуждаются при некогерентной накачке при относительно низких потоках. Объяснить это можно, лишь, при отказе от концепции бегущих электромагнитных волн и перехода на концепцию бегущих вращающихся диполей³. Если представить себе электромагнитную волну (условно, так как такое представление отражает только внешнее проявление явления, но не саму его суть) в виде двух вращающихся с частотой ω в противоположенные стороны, в плоскости перпендикулярной своему движению и движущихся со скоростью света диполей, то поле, создаваемое ими, будет пропорционально sin kx, где k = $2\pi/\lambda = \omega/c$. Это подобно проекции на землю разноимённо заряженных точек на концах двухлопастного пропеллера самолёта летящего горизонтально с постоянной скоростью. В этом случае, в отличие от бегущей волны (sin ($\omega t - kx$)), у нас максимумы электромагнитной волны, которую можно представить в виде последовательности таких диполей сдвинутых один относительно другого на 2π , находятся в одних и тех же точках (как в стоячих волнах)⁴. Следовательно, при когерентной накачке любой интенсивности, акустическая волна, проходя расстояние между максимумами световой волны (t = $\lambda/(2nV_{_{3B}}) \sim 10^{-4}$ см/(2·1,5·5·10⁵ см·сек⁻¹) \cong 7·

³ В своё время И.Ньютон выдвигал гипотезу, что свет – это корпускулы с собственной внутренней частотой колебаний.

⁴ Такое представление фотона, не отражая всех его свойств, делает более прозрачной проблему корпускулярно волнового дуализма, и позволяет объяснить разницу в формировании акустических волн при ВРМБ в случае когерентной и некогерентной накачки.

10⁻¹¹сек), успевает сильно ослабиться (высокочастотные гармоники, так как их время жизни $\tau \le 10^{-12}$ сек). Кроме того, взаимодействие электромагнитных волн с акустическими, должно приводить к модуляции стоксового рассеяния с этим периодом, и при накачке лазерным пучком с одной продольной модой вблизи порога ВРМБ, должно регистрироваться электронно-оптическим регистратором с соответствующим разрешением. В случае некогерентной накачки максимумы электромагнитных волн (хоть и с меньшей амплитудой, если энергия накачки постоянна) заполняют весь период (или значительную его часть, при частично когерентной накачке) и, при превышении ими порога возбуждения ВРМБ, происходит усиление акустических волн без "перерывов" на релаксацию. Это даёт возможность усиливаться одновременно всему спектру возбуждаемых акустических волн, и если дисперсия их невелика, то это и приводит к формированию ударных волн. Результат воздействия этих волн на среду достаточно наглядно показан в работе [2]. Ниже показана качественная картина формирования акустических волн при когерентной накачке (рис.1) и ударных акустических волн при некогерентной накачке (рис.2), описанная выше.



Рис.1. **a** – напряжённость электромагнитного поля волны от расстояния, **б** - динамика изменения амплитуды акустической волны при её движении в случае когерентной накачки. Пунктиром обозначены промежуточные положения акустической волны.



Рис.2. **а** – представление частично когерентной волны накачки (сплошная кривая – волна вызвавшая ВРМБ), уровня фона ($E_{\phi o h}$), и случайных волн (пунктирные синусоиды) создающих фон. **б** и **в** – показывают динамику изменения амплитуды акустических волн при их движении в зависимости от степени когерентности (степень когерентности уменьшается от **б** к **в**). Пунктиром показаны промежуточные положения акустических волн.

Рассеяние продольных ударных акустических волн на мелких неоднородностях среды возбуждает радиальные акустические волны с тем же периодом, что приводит к возбуждению сходящихся радиальных акустических волн (радиальный эффект ВРМБ), приводящий к разогреву зоны фокусировки и образованию пузырей. Качественная картина, показывающая структуру радиальных акустических волн, показана на рис.3.



Рис.3. Система радиальных акустических волн формирующаяся на локальных неоднородностях при некогерентной накачке. $\lambda_{s\perp}$ - стоксова волна рассеяния в перпендикулярном направлении, λ_0 – волна накачки, п – показатель преломления среды, V – скорость распространения акустической волны.

При когерентной накачке тоже возможно возбуждение продольных и, как следствие, радиальных ударных акустических волн, но только за счёт нелинейности (как правило, в фокальном объёме), приводящей к изменению фазовых соотношений между лучами идущими на разных расстояниях от максимума нелинейности (или интенсивности, так как нелинейность связана с интенсивностью). И образующаяся зона наведённой некогерентности, способная возбуждать ударные акустические волны, простирается от нелинейности (в фокусе линзы) расходящимся конусом, пока интенсивность её некогерентной составляющей не уменьшится ниже порога возбуждения ВРМБ. Подобное нарушение когерентности может быть вызвано за счёт нелинейности в области развития самофокусировки. Тогда движение возникающих, при этом, радиальных акустических волн приводит к образованию нитей самофокусировки.

Так как возбуждение ударных акустических волн я связываю с воздействием на среду некогерентного лазерного излучения, то необходимо сказать несколько слов о когерентности. Чем меньше длина цугов и степень их синхронизации, тем меньше степень когерентности излучения. Разница между когерентным лазерным излучением и некогерентным состоит в том, что в первом случае у нас один цуг, состоящий из многих сфазированных между собой цугов с одинаковым периодом, а во втором много несфазированных между собой цугов меньшей длины и, возможно, разными периодами. Но даже, если цуги перекрываются, и при этом имеют один период, то даже в этом случае каждый фотон самостоятельно действует на атомы в своих максимумах, а не в усреднённых, которые получаются в результате сложения цугов с разными фазами. Лазерное излучение, составленное из одинаковых фотонов, не является бегущей волной и именно это его свойство наиболее ярко проявляется при ВРМБ. Но для возбуждения ударных волн длина цугов должна быть сравнимой или превышать длину области возбуждения этих волн, иначе падает коэффициент их усиления. Увеличение ширины спектра, при этом, может привести к расфазировке цугов на длине области возбуждения с последовательностью ударных волн. Но так как длина области их максимального возбуждения у входной поверхности образцов не превышает сотни микрон, то первый фактор можно не учитывать, а второй, видимо, уже сказывается при ширине спектра, которую я использовал в своих экспериментах.

2. Вакуум, фотоны и генерация электромагнитных волн

Взаимодействуя с фотоном электрон изменяет свою скорость и направление движения, а фотон – направление движения и частоту (Комптон – эффект). Но разницу в своей энергии фотон должен передать электрону, изменив его скорость, а, следовательно, частоту вращения – частоту волны де Бройля. Прежде чем говорить о генерации электромагнитных волн необходимо представить себе – откуда берутся фотоны? Мы знаем, что Вакуум заполнен виртуальными фотонами и такими же частицами (о которых здесь речи не идёт). Можно предположить, что виртуальные фотоны имеют очень большую (определяемую плотностью энергии Вакуума) частоту – (примерно одинаковую, изменение их частоты мало по сравнению с основной), и они движутся изотропно по всему пространству. Взаимодействуя с неподвижным электроном одновременно со всех сторон, они не изменяют ни его, ни своей энергии (частоты). Движущийся равномерно электрон изменяет частоту виртуальных фотонов, в зависимости от направления их движения, в ту или иную сторону. Но каждое взаимодействие происходит в определённой фазе вращения электрона (фаза волны де Бройля), которая через π компенсирует это изменение, излучая фотон в фазе с предыдущим. И мы этого не замечаем. Если электрон движется неравномерно (с ускорением), то полной компенсации частоты взаимодействующих с ним виртуальных фотонов через π не происходит, и возникают реальные (не скомпенсированные) фотоны с разностной частотой, определяемой по формуле де Бройля: - $\Delta \lambda \cong h(1/m_1v_1 - 1/m_2v_2)$. Если энергия электрона до и после взаимодействия не релятивистская, то можно считать, что m ~ m₀, и переходя к частотам, получим - $\Delta \omega \simeq 2\pi \cdot m \cdot v \Delta v/h$. Структуру самого Вакуума – Эфира можно представить в виде ионного кристалла с виртуальными частицами в узлах, период которого в среднем (в разных направлениях расстояния между узлами могут отличаться, даже если взять кристалл с самой плотной упаковкой) равен половине длины волны виртуальных фотонов. При смещении узловых точек (точек перехода через ноль) виртуальных фотонов относительно узлов вакуумной решётки без изменения частоты (за счёт взаимодействия с неподвижной заряженной частицей), у нас, в зависимости от величины смещения (на частицах одной полярности у нас смещение от 0 до π , а на другой – от π до 2π), возникает электрическое поле той или иной полярности. Следовательно, электрическое поле – это направленный поток виртуальных фотонов со сдвигом фазы взаимодействия с вакуумной кристаллической решёткой на $0 \div \pi$ для одной полярности, и $\pi \div 2\pi$ для другой. Для основной массы виртуальных фотонов этот сдвиг равен 0, что и делает Вакуум нейтральным. Если у нас произошёл сдвиг частоты виртуальных фотонов относительно периода вакуумной решётки, то его фаза взаимодействия будет не постоянной, а начнёт меняться от 0 до 2π. Длина на которой происходит такое изменение фазы, есть длина волны реального фотона, а изменение частоты, вызвавшее такое изменение фазы – частота этого фотона. Виртуальные фотоны со сдвинутыми в ту или иную сторону (относительно средней) частотами мы и называем фотонами. В этой связи исчезновение фотона – это превращение его в виртуальный фотон за счёт передачи избытка своей энергии электрону или получения от него недостающей энергии. При этом сами заряженные частицы (реальные электрон и позитрон) в вакуумной кристаллической решётке можно рассматривать как дислокации, или как электрон и дырка в полупроводнике. Естественно, они искажают кристаллическую решётку в своей окрестности.

Если электрон находится в изменяющемся поле, то он излучает как при ускорении в направлении поля (уменьшая частоту виртуальных фотонов), так и при торможении

(увеличивая частоту виртуальных фотонов). Изменение фазы фотона, частота которого за счёт взаимодействия с заряженной частицей сдвинулась на ± $\Delta\omega$ будет равна $\varphi = 2\pi \cdot x \cdot [\lambda(\varpi) - \lambda(\varpi \pm \Delta \omega)]/\lambda(\varpi) \cdot \lambda(\varpi \pm \Delta \omega)$, где $\lambda(\varpi) - длина волны виртуального$ (резонансного) фотона (она равна удвоенному периоду вакуумной решётки), ϖ - резонансная частота виртуального фотона, $\lambda(\varpi \pm \Delta \omega)$ – длина волны виртуального фотона со сдвинутой частотой. Считая, что $\Delta \omega << \varpi$ выражение для фазы можно записать в виде: $\phi = \pm 2\pi \cdot \Delta \lambda / \lambda^2 = \pm \Delta \omega \cdot x/c$. Сама волна будет подчиняться закону $f = \sin \phi$ $= sin(\pm \Delta \omega \cdot x/c - \beta)$, где β - начальный сдвиг фазы в момент излучения. То есть, это уравнение вращающегося с частотой $\Delta \omega$ диполя движущегося со скоростью света, что соответствует излучению фотона возбуждённым атомом. Для того чтобы у нас непрерывно возбуждались фотоны с частотой Δω необходимо, чтобы начальный сдвиг фазы β изменялся с этой частотой. То есть, $\beta = \Delta \omega t$, что происходит при излучении радиоволн или, похоже, в лазерах на свободных электронах. В результате мы получим стандартную бегущую волну $f = \sin(\pm \Delta \omega \cdot x/c - \Delta \omega t)$. Для реальных фотонов $\Delta \omega = \omega$, и мы получаем стандартную формулу. В случае лазерного излучения нет внешней модуляции фазы. Излучают только те возбуждённые атомы, электроны которых находятся в фазе с набегающей волной, и этот процесс носит случайный – вероятностный характер. Поэтому лазерная волна не бегущая.

Можно рассмотреть излучение радиоволн более подробно. Если электрон находится в металле, то он взаимодействует с полями, наведёнными в кристалле фононами, или с полями кристаллической решётки, возникающими в переменном поле из-за динамического нарушения равновесия (различных смещений электронных оболочек и атомов в переменном поле). При этом спектр излучаемых фотонов определяется длиной свободного пробега электрона и крутизной поля. Нас интересует случай, когда поле переменное. В этом случае сначала у нас излучается импульс с широким спектром фотонов. На расстоянии 1/4 длины волны или кратной ей, происходит (согласно принципу Гюйгенса) переизлучение фотона в 4π , но в переднюю полусферу без изменения фазы, а в заднюю с изменением фазы на π . Если фотон идущий назад приходит в точку излучения в фазе с фазой переменного поля, то создаются благоприятные условия для излучения именно этой длины волны. На первом этапе такие условия будут и для гармоник, но с увеличением числа периодов останется только одна когерентная волна. Рассеяние фотонов назад со сдвигом фазы на π происходит из каждой точки траектории фотона, но только из точек кратных $\lambda/4$ обратный фотон приходит в точку генерации в противофазе, что позволяет излучать отрицательную полуволну (если возбуждающее поле к этому моменту изменило свой знак), и в фазе, если рассеяние происходит из точек кратных $\lambda/2$. Если обратный фотон приходит в противофазе с возбуждающим полем, то он гасится и цуг прерывается. Примерно таков механизм и излучения акустических волн колеблющейся мембраной, только вместо обратного фотона назад идёт сдвинутая на π волна давления. Существованием обратных фотонов можно объяснить известный факт; почему вблизи передатчика между электрическим и магнитным полями существует разность хода $\lambda/4$, в то время как на больших расстояниях оба поля синфазны. То есть вблизи передатчика, за счёт обратных фотонов, образуются стоячие волны, которые и приводят к этому сдвигу.

В случае среды с возбуждёнными атомами обратный фотон ищет электрон со своей фазой, что позволяет получать длинные цуги от газоразрядной лампы. Вероятно этим (принцип Гюйгенса) обусловлена возможность получения огромных (по меркам начала 20 века) длин когерентности из малых источников света. – При использовании газоразрядных источников света во времена Майкельсона удавалось получать длины цугов более $5 \cdot 10^5$ длин волн. – Ведь выделяя очень узкий диапазон длин волн идущих в узком пространственном угле, мы облегчаем обратную связь источника именно с исследуемыми волнами, что и увеличивает длину их когерентности до величин во много раз превосходящих размер источника. В лазере это тоже используется путём установки маленьких диафрагм для получения одной поперечной моды и селективных зеркал или специальных селекторов для сужения спектра генерации. Да и само зеркало, согласно принципу Гюйгенса, - это преграда, ограничивающая рассеяние только в заднюю полусферу со сдвигом фазы на π .

В случае генерации электромагнитных волн вызванных периодическим переменным электрическим полем роль зеркал резонатора лазера отводится самому Эфиру (принцип Гюйгенса), а в качестве накачки выступает синхронизирующее переменное поле. Это не значит, что у нас в каждом периоде не излучаются другие волны, просто они не усиливаются, и их амплитуда остаётся очень низкой. Отсюда понятно, что с уменьшением длины цуга (длительности импульса) ширина спектра возрастает, вплоть до величин определяемых возможностями генерирующей среды. Само сокращение цуга может быть связано только с его взаимодействием со средой. То есть, это равносильно переизлучению – генерации части цуга, что и приводит, согласно выше сказанному, к уширению его спектра. Поляризация излучаемых фотонов определяется проекцией спина электрона на направление движения, поэтому она параллельна направлению антенны.

На примитивном уровне можно сказать, что само движение фотонов назад связано с тем, что при своём движении фотон искажает среду (Вакуум – Эфир), и фотоны, движущиеся назад, компенсируют это искажение, переводя её в первоначальное состояние. Именно поэтому у них фазы сдвинуты на π. Увеличиться цуг может только в процессе своего формирования, если условия генерации фотонов, при существовании обратной связи, за счёт обратных фотонов, не меняются. Обратное же движение фотонов стабилизирует цуг, облегчая ему движение в заданном направлении. Если последовательно придерживаться принципа Гюйгенса, то необходимо учесть, что рассеяние происходит и в бок, с противоположенными фазами. Это значит, что на расстоянии $\lambda/2$ позади фотона, и на $\lambda/2$ сбоку от него параллельно движутся такие же фотоны с противоположенными фазами, что не увеличивает энергию фотона. Именно наличие этих "сопутствующих" – "параллельных" фотонов объясняет дифракцию одиночного фотона на щели. Что касается размеров (поперечного и продольного) самого фотона, то он не может превышать размеров электрона, так как возникает и исчезает, в процессе взаимодействия с ним, на расстоянии меньшем периода волны де Бройля. Как известно, классический размер электрона равен $r \sim 10^{-10}$ ¹³см. Эффективный же размер фотона определяется "параллельными" фотонами, и равен ~ λ .

Из всего выше сказанного вытекает объяснение магнитного поля. – Магнитное поле – это направленный поток виртуальных фотонов с разными фазами (в общем случае и разными частотами) в перпендикулярном движению зарядов направлении. В отличие от антенны этот поток несфазирован периодическим полем, поэтому не приводит к излучению радиоволн. Если магнитное поле вызвано постоянным током, то есть электроны в среднем движутся с постоянными скоростями, то в этом случае излучаемые фотоны через $\lambda/2$ гасят друг друга, так как излучаются в фазе через пол периода волны де Бройля. Ближе к проводнику концентрируются фотоны с меньшей длиной волны, а на большем – с большей. То есть, взаимодействие фотонов с обратными фотонами и образуют изменяющееся с частотой фотонов электрическое поле вокруг движущегося заряда, которое мы и называем магнитным полем. Понятно, что величина этого поля направленного вдоль проводника (поляризация фотонов вдоль проводника) зависит от плотности движущихся зарядов и величины электрического поля в проводнике. От этого зависит плотность излучаемых фотонов и их распределение от расстояния. Суммарное электрическое поле создаваемое круговым проводником направлено по окружности и, естественно, закручивает движущиеся в нём заряженные частицы.

Более подробное изложение описанных процессов, да и сам принцип Гюйгенса подразумевает более детальное описание структуры Вакуума и устройство электрона и фотона, что не является целью данной работы, и надеюсь, что будет изложено в своё время.