Геометрическая волновая инженерия

Псевдогиперболоидный лазерный резонатор

Новая архитектура источников лазерного излучения с геометрически заданным кольцевым выводом

Хаустов Владимир Игоревич

ORCID: 0009-0007-3657-2309

Лаборатория геометрической волновой инженерии https://vihrihaosa.ru/

Лицензия: CC BY 4.0

Дата публикации: 22 октября 2026 года

DOI: 10.5281/zenodo.23571998

Научно-технический перевод с английского языка.

Редакция, адаптированная для русскоязычного инженера-исследователя.

Оригинал: Khaustov. V. Pseudohyperboloidal Laser Resonator: A New Architecture for Laser Radiation Sources with Geometry-Defined Annular Outcoupling. https://doi.org/10.5281/zenodo.23571998

1 Аннотация

Может ли геометрия зеркал определять не только оптическую обратную связь в лазерном резонаторе, но и место выхода излучения? Эта возможность исследуется для псевдогиперболоидальных (PHB) отражателей — радиально смещённых гиперболических поверхностей, заданных точными уравнениями. Работа иллюстрирует геометрическую волновую инженерию (ГВИ): предлагаемый подход к проектированию волнового отклика через форму границы в рамках известной электродинамики.

Конструкция PHB имеет внешние фокальные окружности; усечение одного отражателя образует кольцевое отверстие. Для специально согласованного семейства меридиональных лучей выведено точное отображение последовательных отражений и предсказан перехват выходным отверстием. Теорема относится к выбранным траекториям, а не ко всем лучам или электромагнитным модам.

Электромагнитные расчёты выявляют пассивные резонансы. В непрерывно накачиваемой двухуровневой среде с насыщаемым усилением возникают ограниченные по амплитуде колебания, продолжающиеся после отключения начального когерентного источника. PHB сопоставлен с заданным неустойчивым телескопом и близкими деформациями при согласованных численных условиях усиления, апертуры и регистрации.

В длительных сравнениях точный PHB обеспечивает больший локальный кольцевой вывод, чем исследованные контроли, и больший широкополосный поток через общие внешние плоскости, чем телескоп, на трёх конечных сетках. При этом одна из деформаций даёт больший абсолютный дальний поток, тогда как точный PHB обеспечивает больший поток относительно зарегистрированной внутренней энергии поля.

Связь точного геометрического закона переноса с активным электромагнитным откликом открывает проверяемый путь к совместному проектированию обратной связи и вывода излучения. Для оценки применений в мощных молекулярных лазерах необходимы дальнейшие проверки численной сходимости, трёхмерных мод, энергетического баланса накачки и собираемой мощности.

Ключевые слова: геометрическая волновая инженерия; псевдогиперболоидальные зеркала; геометрически заданный лазерный резонатор; условный фокальный перенос; насыщаемое усиление; моделирование Максвелла — Блоха; активный оптический резонатор; кольцевой вывод излучения; пространственный перенос энергии; поток Пойнтинга.

Содержание

1 Аннотация 2
2 Введение 4
3 Аналитическая геометрия резонатора 5
3.1 Отражающие ветви и кольцевое усечение 5
3.2 Нормали, кривизна и неквадратичная поверхность 7
3.3 Фактические активные границы и расположение датчиков 7
4 Точный фокальный перенос и его физическая область 8
4.1 Вывод условного отображения отражений 8
4.2 Пространственное сжатие и конечный перехват 9
4.3 Выбранные лучевые семейства, фазовое пространство и волновые пределы 10
4.4 Прямая проверка и угловой захват фокального семейства 10
5 Как геометрия входит в физику активного лазера 11
6 Определяющие уравнения и вычислительные сравнения 12
6.1 Двухуровневая модель среды с насыщаемым усилением 12
6.2 Дискретизация, источники и поглощающие границы 13
6.3 Традиционные контрольные резонаторы и близкие деформации 14
6.4 Наблюдаемые величины, поздние окна и критерии 15
6.5 Дополнительный протокол широкополосных внешних плоскостей 15
7 Пассивные резонансы и конечноволновая чувствительность к геометрии 16
7.1 Резонансы после выключения источника 16
7.2 Пространственные частотные отклики и контролируемая деформация 17
7.3 Пассивный спектральный выход на общей внешней плоскости 19
7.4 Сходство комплексных пассивных и активных полей 19
8 Активный переход и зависимость от накачки 20
9 Работа с накачкой после выключения затравки: три сетки 21
9.1 Сохраняющиеся спектральные ветви и изменение модовых вкладов 22
9.2 Вывод энергии относительно диагностики поля за одно временное окно 24
10 Кольцевой вывод относительно неустойчивого телескопа 25
10.1 Доля кольцевого выхода и распространение за кромку 27
10.2 Нормировка Фурье и частотная расстройка конечного окна 28
10.3 Независимый баланс Максвелла кольцевого и радиального переноса излучения 30
10.4 Широкополосный вывод через одинаковые внешние измерительные плоскости 30
11 Знакопеременная деформация и специфичность аналитического профиля 31
12 Стабильный конфокальный контроль и распределение выхода 33
12.1 Независимое сравнение на трёх сетках 34
12.2 Кольцевой вывод на единицу зарегистрированной энергии поля внутри полости 35
13 Структура излучения и границы выводов о качестве пучка 35
13.1 Преобразование комплексного поля и угловые наблюдаемые величины 35
13.2 Проверка чувствительности поверхности на согласованной частоте 36
13.3 Широкополосная многомодовая согласованность 37
14 Энергетический баланс и смысл эффективности 38
15 Обсуждение вклада и альтернативных объяснений 40
15.1 Прямые полевые проверки фокальной интерпретации 41
15.2 Что установлено совокупностью доказательств 42
15.3 Диагностика углового спектра 43
15.4 Совокупные сравнительные данные резонатора 43
16 Значение для мощных газодинамических лазеров 44
16.1 Физически определённая кандидатная архитектура 44
16.2 Молекулярный поток, тепловая нагрузка и размерное масштабирование 45
16.3 Решающие сравнения для полезной высокомощной работы 45
16.4 Собирающая оптика и контролируемая лабораторная реализация 46
16.5 Физическое масштабирование мощности 46
16.6 Возможная роль в инерциальном термоядерном синтезе 47
16.7 Поэтапная проверка и критерии принятия решений 48
16.8 Сводные измеренные преимущества и возможности масштабирования мощности 48
17 Заключение 51
18 Литература 52

2 Введение

Лазерный резонатор должен одновременно возвращать свет через усиливающую среду и позволять полезной части излучения покидать полость. Сильное удержание способствует усилению, но может затруднять вывод; слишком сильная выходная связь удаляет свет до накопления достаточного усиления. Не менее важны пространственная форма поля и нагрузка на оптические поверхности. Эти известные проектные противоречия приводят к следующему вопросу: может ли математически выбранная форма зеркала заранее задавать полезный путь переноса излучения внутри активного резонатора, а не просто определять его размеры?

Геометрия зеркал давно является основой лазерной оптики: устойчивые и неустойчивые резонаторы, кольцевые устройства вывода, асферические и торические зеркала управляют распространением и дифракцией [1–5, 12–15]. Поэтому мы не утверждаем, что само применение геометрических форм в лазерах возникло впервые. Новая задача уже и строже: может ли одна аналитически заданная неквадратичная граница объединить точный условный закон лучевого переноса, заранее определённую кольцевую область перехвата и подтверждённый активный волновой отклик при насыщаемом усилении? Эти три утверждения следует разделять: свойство выбранных лучей не становится автоматически свойством всего электромагнитного поля.

Термином «геометрическая волновая инженерия» (ГВИ; GWE) мы обозначаем предлагаемый исследовательский и инженерный подход, при котором геометрия задаётся аналитически, а её воздействие на волны проверяется известными физическими уравнениями. Никакие дополнительные электромагнитные силы или замены уравнений Максвелла не вводятся. Выбранная граница изменяет нормали отражения, оптические пути, дифракцию, радиационные потери и перекрытие с областью усиления. Это может менять пассивные резонансы и, вследствие насыщения усиления, отбор активных полей. Следовательно, геометрия становится управляемым параметром наряду с материалом, накачкой, длиной волны и выходной оптикой, но не источником дополнительной энергии.

Конкретным объектом настоящей работы является псевдогиперболоидальный (PHB) резонатор. Его противоположные зеркала образуются вращением радиально смещённых гиперболических ветвей. Фокусам образующей гиперболы в трёхмерном пространстве соответствуют внешние фокальные окружности. Специальное семейство лучей, лежащих в меридиональных плоскостях, подчиняется точному закону отражений: последовательные точки встречи со стенкой приближаются к заданной внешней радиальной области. Если часть одного зеркала удалить, эта последовательность достигает точно рассчитываемого кольцевого выхода. Речь идёт об условной геометрической теореме и проектной гипотезе для лазера, а не о сжатии всех направлений, поляризаций и конечноволновых мод.

Геометрическое задание полости PHB и его исходная мотивация опубликованы в [6], а специальный закон переноса лучей рассмотрен в [7]. Основные геометрические определения повторены в настоящей статье, которая решает другую задачу: может ли точно заданная граница поддерживать нелинейный электромагнитный режим при накачке и изменять измеряемый вывод излучения? Для ответа независимо исследуются пассивные резонансы, временная динамика насыщаемого усиления и сравнение с традиционными и намеренно деформированными зеркалами. Эффективность лазера не выводится из одной лучевой модели.

Для исторического сопоставления недостаточно брать только обычное сферическое зеркало. Резонаторы с неравномерным увеличением, торические и асферические конструкции уже демонстрируют сложные способы управления волновым фронтом и выводом энергии [12–15]. Предлагаемый вклад PHB конкретнее: полностью раскрытая радиально смещённая гипербола, геометрия внешних фокальных окружностей, условное

точное отображение точек отражения и закон конечного кольцевого перехвата с последующей пассивной и активной проверкой поля в заданных граничных условиях. Геометрическую эквивалентность ранних свободноформных решений необходимо оценивать по полным математическим описаниям, а не по заявлению об абсолютном историческом приоритете. Это делает новизну проверяемой другими исследователями.

Изложение движется от определения конструкции к проверке её физических свойств. Разделы 3–4 задают зеркала и доказывают ограниченный закон отражений. Разделы 5–9 описывают активную модель, резонансы и поддерживаемые накачкой поля. Разделы 10–15 сопоставляют каналы вывода и рассматривают альтернативные физические объяснения. Раздел 16 определяет измерения, необходимые для практического мощного устройства. Числовые отношения всегда привязаны к конкретным геометриям, величинам и интервалам наблюдения.

3 Аналитическая геометрия резонатора

3.1 Отражающие ветви и кольцевое усечение

Пусть z обозначает ось вращения, а $r = \sqrt{(x^2 + y^2)}$ — цилиндрический радиус. Положительные параметры a и b задают исходную гиперболу, а R — её радиальное смещение. Две сохраняемые внутренние ветви описываются следующими функциями. Верхний знак обозначает выходную сторону, нижний — полный противоположный отражатель. Включается только физический интервал по r; алгебраическое продолжение вне него не создаёт ещё одну оптическую поверхность.

$$z^2/a^2 - (r - R)^2/b^2 = 1; \quad z \pm (r) = \pm a\sqrt{[1 + (R - r)^2/b^2]}, \quad 0 \le r \le R \quad (1)$$

$$r(u) = R - b \sinh u; \quad z \pm (u) = \pm a \cosh u; \quad 0 \le u \le \operatorname{asinh}(R/b) \quad (2)$$

$$L = a\sqrt{[1 + (R/b)^2]}; \quad c = \sqrt{(a^2 + b^2)}; \quad \mathcal{F}\pm = \{(R, \varphi, \pm c) : 0 \le \varphi < 2\pi\} \quad (3)$$

Полный отражатель продолжается до r = R. Выходной отражатель заканчивается при $r_s = R - \Delta R$. Его отсутствующее продолжение занимает $r_s < r < R$ и образует кольцевую область связи с проекционной площадью $A_{ap} = \pi(R^2 - r_s^2)$. Это геометрическое отверстие не является равномерно пропускающим зеркалом. Сохраняемая кромка расположена при $z = a\sqrt{[1 + (\Delta R/b)^2]}$ и отличается от переходного кольца при z = a. Поэтому плоскость измерения потока должна независимо задаваться за кромкой. На рисунке 1 показано исходное меридиональное построение, на рисунке 2 — исходная трёхмерная поверхность вращения.

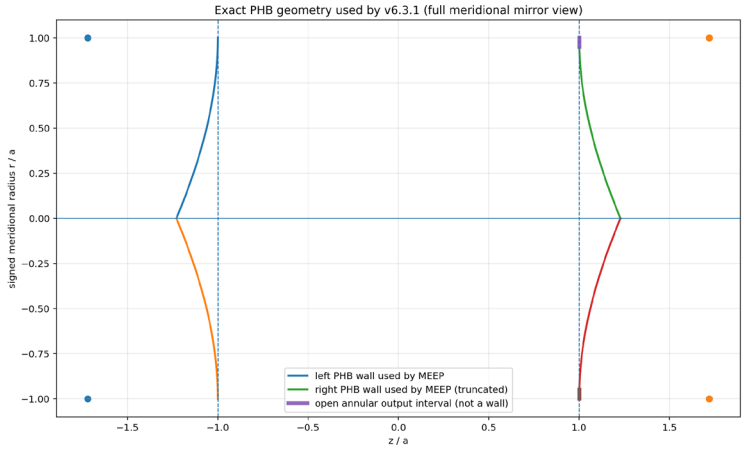

Рисунок 1. Исходная меридиональная граница PHB. По горизонтали отложена координата z/a, по вертикали показана радиальная координата со знаком. Выходная ветвь усечена. Внешние фокальные маркеры задают направления выбранного лучевого семейства и не являются датчиками мощности. На рисунке показано исходное построение без ограничительных экранов.

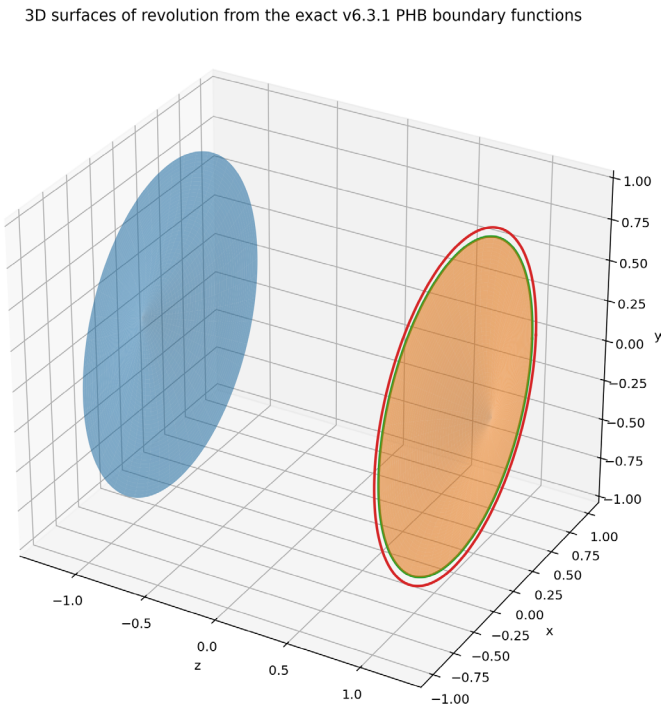

Рисунок 2. Исходные трёхмерные отражатели PHB и кольцевое усечение. Обе поверхности получены из одного аналитического меридиана. Рисунок представляет геометрию границы, а не рассчитанное распределение лазерной энергии.

Таблица 1. Фиксированная геометрия основных активных сравнений

Параметр	Значение	Смысл
a	1	Осевой масштаб гиперболы
b	1.4	Радиальный масштаб гиперболы
R	1	Радиальное смещение
ΔR	0.05	Абсолютная ширина кольца
r_s	0.95	Радиус выходного отражателя
L	1.22890361	Половина расстояния между осевыми вершинами
c	1.72046505	Координата внешнего фокуса
A_ap	0.30630528	Проекционная площадь апертуры
κ	0.26483158	Коэффициент условного фокального сжатия

Термин «PHB второго порядка» здесь обозначает две противоположные внутренние отражающие ветви, заданные формулами (1)–(3), а не особый оптический материал или новый вид взаимодействия. Радиальное смещение R задаёт кольцевую, а не осевую геометрическую область отсчёта. При вращении образующего меридиана два внешних фокуса описывают окружности, а не превращаются в отдельные трёхмерные точечные

фокусы. Поэтому следующее строгое утверждение относится к лучам в меридиональной плоскости, тогда как активный лазер необходимо отдельно исследовать как конечноволновую систему. Физическую полость определяют сами ветви, интервалы их существования и выходное усечение, а не одно название РНВ.

3.2 Нормали, кривизна и неквадратичная граница

Если обозначить верхнюю ветвь через f(r), её производные определяют как закон отражения, так и касательное граничное условие Максвелла. В регулярной внутренней части f' отрицательна, а f'' положительна. Следующая нормаль соответствует параметризации графика $X(r,\varphi) = (r\cos\varphi, r\sin\varphi, f(r))$; изменение её знака не меняет зеркального отражения или условия идеального проводника.

$$f' = -a(R - r)/\{b^2\sqrt{[1 + (R - r)^2/b^2]}\}; \quad f'' = (a/b^2)[1 + (R - r)^2/b^2]^{-3/2} \quad (4)$$

$$n = (-f'\cos\varphi, -f'\sin\varphi, 1)/\sqrt{(1 + f'^2)} \quad (5)$$

$$k_{mer} = f''/(1 + f'^2)^{3/2}; \quad k_{az} = f'/\{r\sqrt{(1 + f'^2)}\}; \quad K = f'f''/\{r(1 + f'^2)^2\} \quad (6)$$

Следовательно, $K < 0$ при $0 < r < R$ и стремится к нулю на внешнем переходном кольце. При $r = 0$ профиль в общем случае имеет ненулевой наклон, и его вращение создаёт осевую особенность. В рассматриваемой идеальной геометрии эта вершина не скругляется неявно. Для изготовленного отражателя потребуется отдельное задание вершины и кромки с последующим расчётом оптических допусков. Отрицательная гауссова кривизна характеризует регулярный участок ветви; она не доказывает высокой добротности или уникального механизма фокусировки.

Радиальное смещение также алгебраически отличает границу от обычного центрированного гиперболоида. Разложение $(r - R)^2$ содержит член, линейный по r, который в декартовых координатах становится пропорциональным $\sqrt{(x^2 + y^2)}$. При $R > 0$ эта граница не задаётся осесимметричным квадратичным многочленом по x, y и z. Её меридиональная кривизна изменяется, в отличие от кривизны круговой дуги, образующей обычный круговой тор. Эти математические различия устанавливают конкретное воспроизводимое семейство поверхностей. Они не исключают всех ранее предложенных обобщённых торических или произвольных отражателей, поэтому исторический приоритет следует формулировать для раскрытого совместного построения, а не для всей асферической лазерной оптики.

3.3 Фактические активные границы и расположение измерений

В основных активных сравнениях используются дополнительные торцевые экраны из идеального электрического проводника, обозначаемого PEC. Они занимают $R \le r \le 1.6$ в плоскостях кромок отражателей и имеют осевую толщину 0.08. Они подавляют прямой осевой путь вне номинального радиуса, оставляя радиальную внешнюю область открытой. Поэтому численные объекты являются открытыми полостями с экранами. Исходная полость без экранов и активная конфигурация с экранами задают разные краевые задачи и не объединяются в одну серию сеточной сходимости. На рисунке 3 показана архивная карта материалов основного расчёта, включающая экраны, усиление, затравку, датчики и локальный кольцевой монитор.

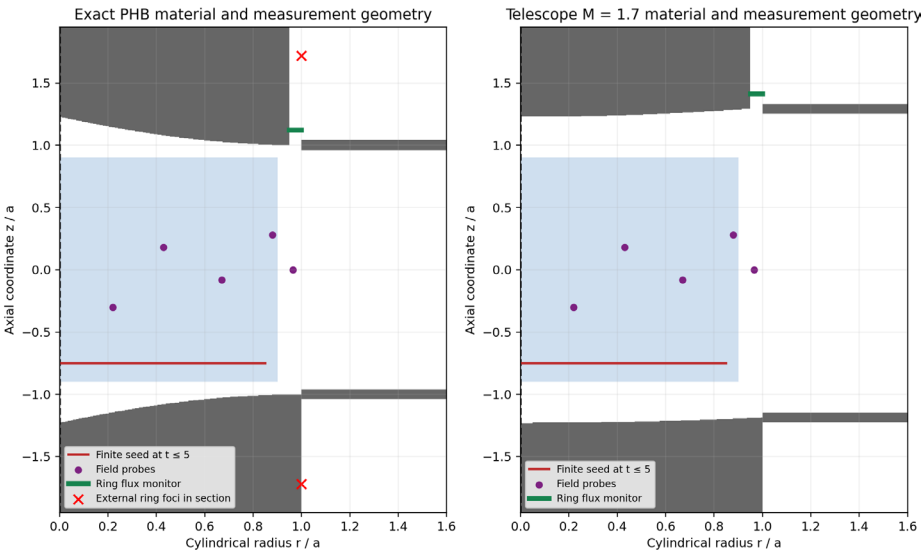

Рисунок 3. Фактические активные геометрии с ограничительными экранами, построенные из функций границы основного расчёта. Серым обозначен идеальный проводник, голубым — общая область усиления, белым — вакуум. Затравка ограничена по времени; пять датчиков регистрируют поля, а не населённости накачиваемой среды. Зелёная линия показывает заданный интервал регистрации кольцевого потока за выходной кромкой. Внешние фокальные окружности пересекают сечение PHB в красных крестах. Радиальная внешняя область остаётся открытой.

4 Точный фокальный перенос и его физическая область

4.1 Вывод условного отображения отражений

Локальное правило отражения является обычным зеркальным законом d_out = d_in − 2(d_in · n)n. Фокальный закон PHB следует из этого правила и исходной коники, а не из нового взаимодействия. В меридиональной плоскости вводятся смещённый радиус η = r − R и половинный гиперболический параметр t = tanh(u/2). Положим C = c/a. Точка P на положительной ветви и точка Q на отрицательной ветви имеют следующие координаты (z,η), где s обозначает половинный параметр точки Q.

$$P = (a(1 + t^2)/(1 - t^2), -2bt/(1 - t^2)) \quad (7)$$

$$Q = (-a(1 + s^2)/(1 - s^2), -2bs/(1 - s^2)); \quad F- = (-aC, 0) \quad (8)$$

Для фокально сопряжённого направления, определённого отражением в P, следующая прямая коллинеарна F−. Подстановка в det(P − F−, Q − F−) = 0 с последующим сокращением ненулевых знаменателей даёт следующую факторизацию. На внутренних ветвях s и t неотрицательны и меньше единицы, поэтому первый множитель не может обратиться в нуль. Физическое решение имеет вид s = κt.

$$(1 + st)[(C + 1)s - (C - 1)t] = 0 \quad (9)$$

$$t_{n+1} = \kappa t_n; \quad \kappa = (C - 1)/(C + 1) = (c - a)/(c + a); \quad t_n = \kappa^n t_0 \quad (10)$$

Регулярная область закона имеет вид $0 < t_0 < t_{max} = \tanh[\operatorname{asinh}(R/b)/2]$ при регулярных отражениях вне оси и кромки. Поскольку $0 < \kappa < 1$, вычисленная следующая точка остаётся на допустимой противоположной ветви. Она достигается раньше внешнего фокуса: из $s^2 < \kappa$ следует $a(1 + s^2)/(1 - s^2) < c$. Обе конечные точки имеют $\eta < 0$, и линейная интерполяция вдоль перелёта сохраняет это неравенство, поэтому отрезок не пересекает центральную выходную поверхность r = R. Прямая имеет не более двух пересечений с невырожденной меридиональной коникой; между P и Q нет дополнительного регулярного пересечения со стенкой. Такое же рассуждение применимо при перестановке знаков ветвей и завершает доказательство рекурсии по индукции.

На рисунке 4 показана вычисленная фокальная последовательность для базовой активной геометрии. Пунктирные продолжения указывают внешний фокус, связанный с каждым перелётом, тогда как сплошной отрезок заканчивается на противоположной стенке до достижения этого фокуса. Попадание следующего идеального отражения в удалённую выходную область означает геометрический перехват, а не дополнительное отражение от уже отсутствующей физической стенки.

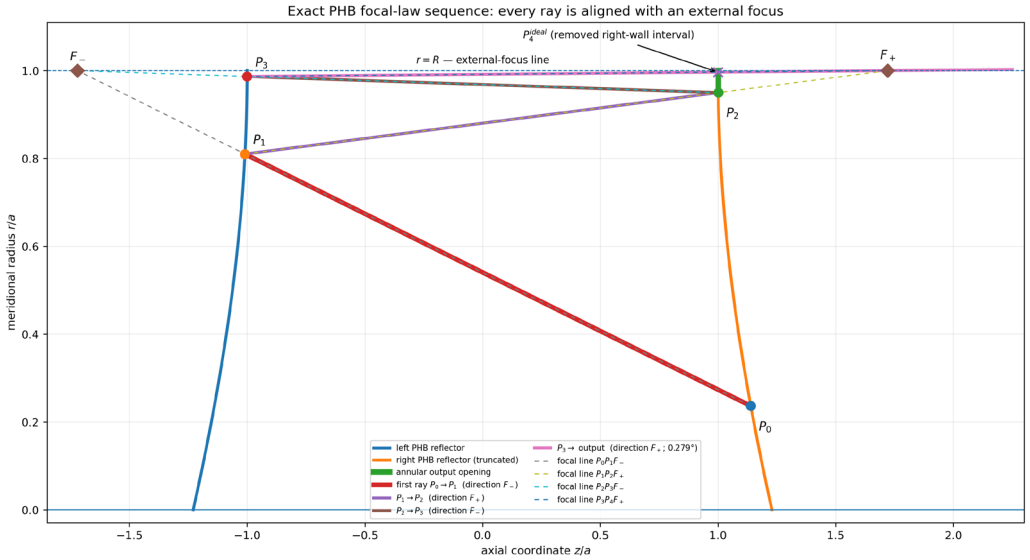

Рисунок 4. Исходная точная фокальная последовательность при a = R = 1, b = 1.4 и r_s = 0.95. Каждый регулярный перелёт направлен по прямой чередующегося внешнего фокуса. Отмеченное идеальное продолжение попадает в отсутствующую выходную стенку. Это выбранная меридиональная траектория, а не ансамбль произвольных испущенных лучей.

4.2 Пространственное сжатие и конечный перехват

Рекурсия сжимает специальную координату, однако её пространственный смысл можно записать точно. Определим расстояние до внешнего переходного радиуса как $\varepsilon_n = R - r_n$, а осевое превышение как $\delta z_n = |z_n| - a$. Тождества для sinh u и cosh u дают

$$\varepsilon_n = 2bt_n/(1 - t_n^2); \quad \delta z_n = 2at_n^2/(1 - t_n^2) \quad (11)$$

$$\varepsilon_{n+1}/\varepsilon_n = \kappa(1 - t_n^2)/(1 - \kappa^2 t_n^2); \quad \delta z_{n+1}/\delta z_n = \kappa^2(1 - t_n^2)/(1 - \kappa^2 t_n^2) \quad (12)$$

Предельный радиальный множитель равен κ, а осевой — κ^2. Отрезок перелёта приближается к внутренней прямой r = R, −a ≤ z ≤ a в своей меридиональной плоскости. После вращения эта прямая образует цилиндрическую поверхность между переходными кольцами. Она не приближается к оси вращения r = 0. Поэтому сжатие означает сужение к смещённой фокальной прямой и её поверхности вращения, а не сжатие всего диаметра лазерного пучка до нуля.

Удалённый радиальный интервал достигается, когда $\varepsilon_n < \Delta R$ на выходной стороне. Определим t_ap условием $\varepsilon(t_ap) = \Delta R$. Решение квадратного уравнения даёт $t_ap = \Delta R/[\sqrt{(b^2 + \Delta R^2)} + b]$. Требуемый индекс идеального переноса — первый допустимый индекс выходной стороны, для которого $\kappa^n t_0 < t_ap$. Для базового случая t_max = 0.32046505 и t_ap = 0.01785145. Наихудшая радиальная огибающая равна $\varepsilon_1 = 0.239358$, $\varepsilon_2 = 0.062965$ и $\varepsilon_3 = 0.016667$. Поэтому она входит в удалённую полосу не позднее третьего наследуемого переноса, если это отражение приходится на выходную ветвь, либо при следующем переносе для противоположной чётности. Это конечная геометрическая граница выхода, а не предсказание времени пребывания или эффективности вывода каждой волновой моды.

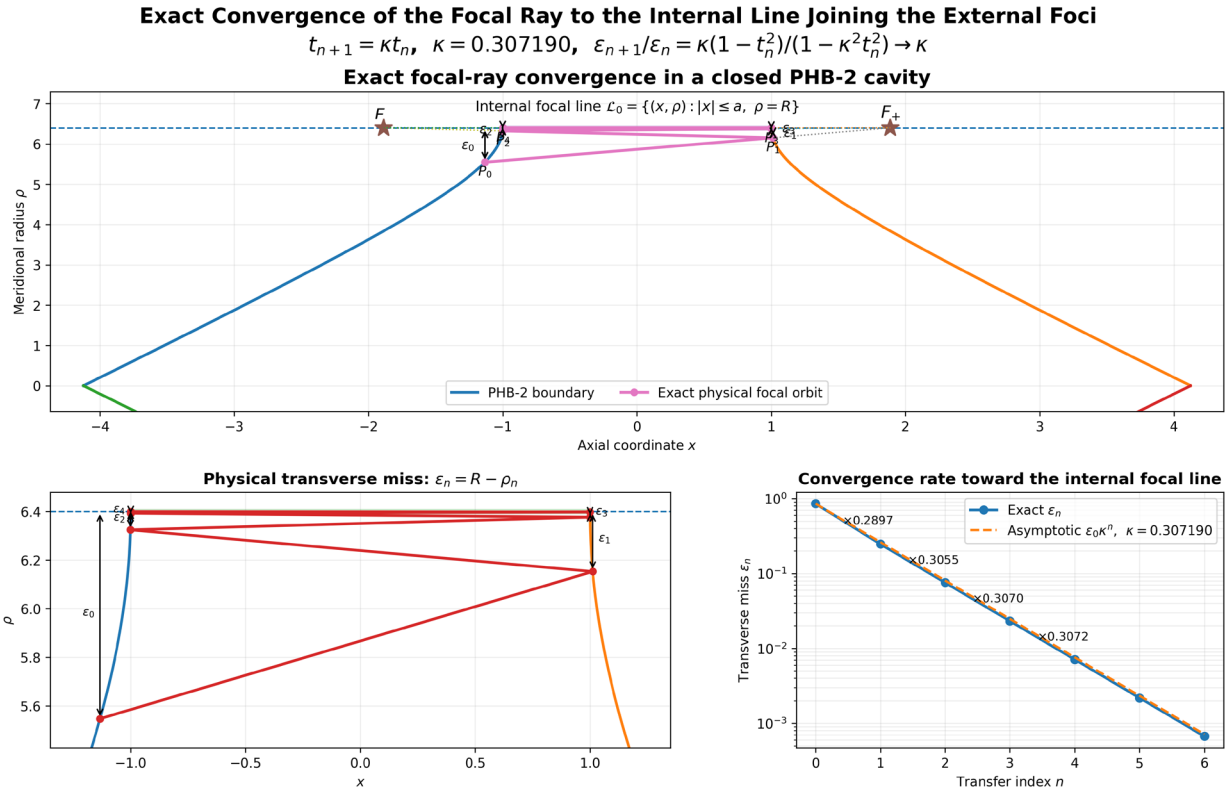

Рисунок 5. Рассчитанное сближение последовательных отражений для точного меридионального фокального переноса. В оригинальном проверочном рисунке использован отдельный набор параметров (κ = 0,307190), иллюстрирующий аналитический закон, а не параметры основной активной полости. Последовательные точки отражения приближаются к переходным кольцам, тогда как внешние фокусы задают направления и физически не достигаются.

4.3 Выбранные лучевые семейства, фазовое пространство и волновые ограничения

В осесимметричной полости с зеркальным отражением сохраняется осевой момент импульса. Меридиональная траектория имеет J_z = 0 и остаётся в одной плоскости, содержащей ось вращения. Вращение такой траектории создаёт непрерывное семейство эквивалентных меридиональных траекторий в трёхмерном пространстве. Общая косая траектория имеет J_z ≠ 0 и не наследует точную скалярную рекурсию. Направления к произвольной точке фокальной окружности недостаточно: луч должен принадлежать соответствующему фокально сопряжённому меридиональному семейству и встречать сохраняемую ветвь в правильной ориентации. Внутренние точки запуска на допустимых отрезках перелёта включаются, но произвольные внутренние направления не включаются.

Отображение также не представляет диссипацию в полном фазовом пространстве положения и направления. Идеальная зеркальная динамика сохраняет соответствующую меру оптического фазового пространства между событиями выхода. Сжатие вдоль выбранного семейства меньшей размерности может сосуществовать с компенсирующей угловой чувствительностью. Оно не нарушает сохранения оптического фазового объёма и не даёт множителя интенсивности κ^{-n}. Активный волновой отклик определяется дифракцией, интерференцией, перекрытием с усилением, поляризацией и радиационными потерями. Поэтому проверяемая конечноволновая гипотеза состоит в том, что аналитическая граница обеспечивает полезную организацию поля и кольцевой вывод, а не в том, что лучевая теорема гарантирует больший лазерный КПД.

4.4 Прямая проверка и угловой допуск фокального семейства

Центральный математический результат — условное отображение отражений, а не вновь постулированный закон распространения света. Применение обычного закона зеркального

отражения к заданной поверхности PHB даёт точную рекуррентную зависимость для лучей с предписанным фокально-сопряжённым направлением. Подстановка 10 001 регулярного старта в формулы нормали и отражения даёт максимальную ошибку направления $1{,}13 \times 10^{-15}$ для базовой геометрии. Отдельно проверенная последовательность из 30 000 лучей даёт медианную ошибку рекурсии около $2{,}1 \times 10^{-15}$ и максимальную $7{,}15 \times 10^{-10}$. Закон устанавливается алгебраически; численные проверки показывают, что реальные допустимые пересечения реализуют его без скрытого предположения о приближённой фокусировке.

Практический смысл специального семейства можно проверить при одинаковых стартах в полостях другой формы. В парном испытании 12 000 меридиональных лучей с направлениями, выбранными по фокальному закону PHB, до заданного кольцевого выхода дошли 100,000% траекторий PHB, 4,900% — исследованного телескопа M = 1,7 и 26,425% — конфокального контроля. Это доли лучевых событий при запусках, специально согласованных с PHB, а не модовые мощности и не беспристрастное сравнение каждого контроля при его собственном оптимальном вводе. Угловая рассогласованность резко ограничивает эффект: для PHB гауссовы отклонения направлений 0,5°, 2°, 5° и 10° дали 19,075%, 10,0833%, 6,7583% и 5,875% кольцевых выходов. При равномерном распределении меридиональных направлений соответствующие доли составили 3,0417% для PHB, 2,4583% для телескопа и 10,4417% для конфокального контроля при заданном ограничении числа отражений. Таким образом, новая особенность состоит в точном переносе выделенного семейства, а не во всенаправленном сборе излучения.

В независимом ансамбле из 30 000 лучей PHB с равномерным распределением направлений получено около 2,92% кольцевых выходов при собственных правилах запуска и остановки, что согласуется по порядку величины с предыдущим широкоугловым испытанием PHB. Эти детерминированные ансамбли не являются независимыми выборками реальных лазерных фотонов, поэтому различиям между ними не приписываются биномиальные доверительные интервалы. Для реальной оптической моды остаётся выяснить, какая часть энергии занимает направления и фазы, делающие условное отображение полезным. Точная лучевая теорема задаёт геометрическую цель для следующих электромагнитных расчётов, но не предрешает их результаты.

5 Как геометрия входит в физику активного лазера

Почему форма зеркала должна иметь значение после перехода от лучей к волнам? В обычной электродинамике Максвелла поле удовлетворяет граничным условиям на реальной отражающей поверхности. При изменении этой поверхности меняются её нормали, оптические пути, краевая дифракция и каналы выхода излучения. Поэтому пассивный оператор Максвелла и его комплексные резонансы зависят от полной геометрии G. Для идеального проводника это прямо выражается условием $n_G \times E = 0$. Такой механизм не требует новых уравнений поля; но он также не доказывает, что выделенные фокальные направления несут основную часть конечноволнового активного поля.

$$L_G(\omega)E = J; \quad E = L_G(\omega)^{-1}J; \quad n_G \times E = 0 \quad (13)$$

При наличии усиления поляризация и населённости уровней становятся дополнительными динамическими переменными. Геометрическая задача превращается в нелинейную задачу эволюции $F_G(E,H,P,N;R_p) = 0$, а насыщенное поле выбирается в конкуренции усиления и потерь. В поясняющем одномодовом приближении амплитуда A подчиняется $dA/dt = [g_G(A,R_p) - \gamma_G]A$. Полость может менять γ_G, перекрытие, входящее в g_G, и долю выходящей мощности, собираемую кольцом. Такое приближение объясняет, почему граница может увеличивать измеренный выход без увеличения накопленной полевой

энергии. Оно не является используемым здесь численным решателем, и его коэффициенты не подбираются для подтверждения уникального фокального механизма.

Поэтому программа разделяет четыре независимо проверяемых положения. Во-первых, заданная поверхность должна подчиняться ограниченному аналитическому лучевому закону. Во-вторых, она должна поддерживать электромагнитные резонансы, а не оставаться только изображением лучевых траекторий. В-третьих, при насыщаемом усилении и продолжающейся накачке после выключения когерентного источника должны существовать ограниченные по амплитуде поля. В-четвёртых, энергия, достигающая определённого детектора или коллектора, должна сравниваться с согласованными альтернативами. Лишь после этого можно спрашивать, объясняет ли само фокально-сопряжённое семейство конкретный выигрыш; более сильный механизм не принимается заранее.

Проверяемые положения и назначение каждого контроля

Гипотеза перехода от геометрии к полю имеет четыре разных проверки. Аналитическая поверхность сначала должна обеспечивать условный лучевой закон. Затем конечноволновая граница должна поддерживать пассивные резонансы и геометрически зависимый отклик, превышающий собственную сеточную чувствительность в соответствующих случаях. Накачиваемая реализация должна сохранять ограниченное поле после выключения затравки. Наконец, любое практическое преимущество должно сохраняться при заданном операторе сбора, включая распространение от кромки к датчику. Неудача на последней стадии не отменяет первую, но не позволяет заменять локальное наблюдение утверждением о полезной мощности.

$$\mathbf{y} = \mathcal{H}_G \mathbf{x}; \qquad P_{\mathrm{col}} = \mathcal{C}[\mathbf{E}_G, \mathbf{H}_G; \Sigma, f, \Omega] \quad (14)$$

Здесь $\mathscr{H}$_G обозначает оператор пассивного отклика, а C — функционал измерения мощности, заданный поверхностью Σ, частотным интервалом f и угловым допуском Ω. Магнитное поле H_G во втором выражении является полем и отличается от оператора отклика по контексту. В нелинейном лазере поля дополнительно зависят от накачки, населённостей и начальных условий. Такое разделение явно делает выходную плоскость физической частью сравнения. Телескоп проверяет традиционный маршрут расширяющегося поля; конфокальная полость — сильное накопление с другой модовой структурой; близкие сохраняющие объём деформации — специфичность профиля; пассивные и активные измерения в общих координатах проверяют наследование состояния, не предполагая его заранее.

6 Определяющие уравнения и вычислительные сравнения

6.1 Насыщаемая двухуровневая материальная модель

Электромагнитная эволюция подчиняется роторным уравнениям Максвелла с активной поляризацией P. В нормированных немагнитных единицах D = E + P и B = H в области усиления. Активная реализация использует многоуровневую атомную восприимчивость Meep [8–10], а не заданный множитель поля или ненасыщаемую отрицательную проводимость. Для двухуровневого перехода определим D_N = $N_2 - N_1$, угловую частоту перехода ω_a = 2πf_a, угловую ширину γ_a = 2πΔf_a и изотропную связь σ. Реализованная осцилляторная модель включает указанную ниже поправку ширины линии.

$$\partial_t \mathrm{B} = -\nabla \times \mathrm{E}; \quad \partial_t \mathrm{D} = \nabla \times \mathrm{H} - \mathrm{J}_{\mathrm{seed}}; \quad \mathrm{D} = \mathrm{E} + \mathrm{P}; \quad \mathrm{B} = \mathrm{H} \quad (15)$$

$$\partial_t{}^2 \mathrm{P} + \gamma_a \partial_t \mathrm{P} + [\omega_a{}^2 + (\gamma_a/2)^2]\mathrm{P} = -\mathrm{D_N}\, \sigma \mathrm{E} \quad (16)$$

$$\mathrm{T} = \mathrm{E} \cdot (\partial_t \mathrm{P} + \gamma_a \mathrm{P}/2)/(\hbar \omega_a) \quad (17)$$

$$\partial_t \mathrm{N_2} = \mathrm{R_p}\, \mathrm{N_1} - \Gamma_{21} \mathrm{N_2} + \mathrm{T}; \quad \partial_t \mathrm{N_1} = -\mathrm{R_p}\, \mathrm{N_1} + \Gamma_{21} \mathrm{N_2} - \mathrm{T} \quad (18)$$

Два уравнения населённостей сохраняют $N_1 + N_2 = N_0$. Без поля стационарные населённости равны $N_1 = N_0\Gamma_{21}/(R_p + \Gamma_{21})$ и $N_2 = N_0R_p/(R_p + \Gamma_{21})$, откуда $D_0 = N_0(R_p - \Gamma_{21})/(R_p + \Gamma_{21})$. При сравнительной накачке эта величина равна 3.363636. Исходные скрипты задают такие равновесные начальные населённости, моделируя предварительно накачанную среду, а затем прикладывают слабую конечную затравку. Детерминированный расчёт явно не включает шум спонтанного излучения. Далее выражение «без источника» означает отсутствие когерентной затравки при сохраняющейся некогерентной накачке.

Таблица 2. Параметры усиления и численной модели согласованной активной серии

Величина	Значение	Определение
f_a	8.15	Обычная частота перехода
Δf_a	1.0	Полная ширина перехода на половине максимума
Γ_{21}	0.005	Скорость безызлучательной релаксации
N_0	37	Параметр плотности населённости
θ	1	Дипольный параметр в нормированных единицах
σ	102.41592051	$2\theta^2\omega_a$ при $\hbar = 1$
R_p	0.006	Общая скорость перехода накачки
V_gain	4.58044209	$r \le 0.9$ и $\lvert z\rvert \le 0.9$
n_b	1	Фоновый показатель преломления
m	0	Осесимметричный активный сектор
S_C	0.35	Число Куранта Δt/Δr
N	160, 220, 280	Число узлов на единицу длины
t_post	900	Время после выключения затравки
J_seed	10^{-6}	Амплитуда конечной гауссовой затравки

Длины измеряются в опорной длине ℓ_0, время — в ℓ_0/c_0. Обычная оптическая частота масштабируется как c_0/ℓ_0, а угловая частота больше в 2π раз. Скорости накачки и безызлучательной релаксации масштабируются как c_0/ℓ_0 без дополнительного оптического множителя 2π. Заданные дипольный параметр и плотность используют нормированное атомное соглашение решателя. Они не калиброваны на газовую смесь или мощность накачки. Равенство R_p и N_0 между полостями означает равенство задания накачки; оно не обеспечивает автоматического равенства физической поглощённой мощности накачки, поскольку насыщенные населённости могут различаться.

6.2 Дискретизация, источники и поглощающие границы

Meep 1.33.0 интегрирует цилиндрическую задачу Максвелла на сетке Йи. Активный сектор m = 0 использует азимутальную электрическую компоненту и соответствующее меридиональное магнитное поле. Это осесимметричная трёхмерная геометрия, сведённая к

расчёту в плоскости r,z, а не моделирование произвольной конкуренции трёхмерных мод. Функция материала идеального электрического проводника заполняет области за сохранёнными аналитическими отражателями. Общая вакуумная расчётная область распространяется до r = 2,40 и |z| = 2,72890361, включая поглощающие слои толщиной 0,80. Радиальный и осевой вакуумные отступы составляют 0,60 и 0,70; область усиления отделена от поглощающих слоёв. Цилиндрические радиальные идеально согласованные слои (PML) являются численными поглотителями с потенциально ненулевым отражением; систематическая проверка чувствительности к толщине PML и положению радиальной границы здесь не представлена. Поэтому сравнение выходных потоков на конечных сетках относится к явно указанной конфигурации поглощающих слоёв.

Гауссова затравка центрирована на f_a, имеет полосу 1.2 и параметр отсечения 3, занимает $z = -0.75$ при $0 \le r \le 0.85$. Её радиальное сглаживание исключает задание сингулярного азимутального электрического поля на оси. Она заканчивается около численного времени 5; отсчёт всех приведённых времён после затравки начинается с фактически записанного момента выключения. Пять датчиков в точках (r,z) = (0.22,−0.30), (0.43,0.18), (0.67,−0.08), (0.88,0.28) и (0.965,0) регистрируют электрическое поле. Ни один датчик не переносится на внешнюю фокальную окружность. Определения источника, усиления и измерений фиксированы внутри каждого согласованного сравнения.

Обозначение сетки N отличается от геометрического радиуса R. Активные сетки PHB дают приблизительно 18, 24 и 32 точки на вакуумную длину волны, но только 8, 11 и 14 поперёк кольцевой ширины. Поэтому дискретизация апертуры и границы остаётся существенной. Магнитные поля синхронизируются с электрическими при регистрации мгновенного потока. Запрошенный шаг записи датчиков равен 0.05; фактически записанные интервалы составляют приблизительно 0.0503125, 0.04931818 и 0.050 на трёх сетках. Спектральный анализ использует эти метки времени, устраняет дубли на границе вызовов регистрации и не подменяет фактический шаг запрошенным. Поток записывается примерно через 0.02, энергия — реже. Статистика плато относится к конечным выборкам и не заменяет полного энергетического баланса с усреднением по оптическим циклам.

6.3 Традиционные и близкие контрольные границы

Устойчивый контроль использует два сферических конфокальных зеркала с радиусом кривизны, равным расстоянию между вершинами d = 2L. Неустойчивый контроль содержит вогнутое главное и выпуклое вторичное зеркало на положительной конфокальной ветви. При увеличении M знаковые оптические радиусы удовлетворяют $R_1 = 2Md/(M - 1)$, $R_2 = -2d/(M - 1)$, $R_1 + R_2 = 2d$ и $|R_1/R_2| = M$. Для M = 1,7 они равны 11,93792078 и −7,02230634, причём $g_1g_2 = 1{,}07205882 > 1$. Оба контроля имеют те же внешний радиус, радиус выходного отражателя и расстояние между вершинами, что и PHB. Обозначения R_1 и R_2 в этом абзаце — знаковые радиусы кривизны зеркал телескопа; их нельзя смешивать с параметром входного радиуса R_1, используемым в других электромагнитных постановках PHB.

Общий цилиндр усиления целиком расположен в вакуумной области точного PHB, конфокального контроля, телескопа и обеих знаковых деформаций. Прямая проверка функций поверхности даёт минимальный осевой зазор более 0,098, поэтому проводник не перекрывает номинальный общий активный объём. Это исключает одну простую помеху сравнения. Однако одинаковый объём усиления и площадь апертуры не означают оптимального вывода для каждой архитектуры. В частности, телескоп проверяется с намеренно одинаковой узкой апертурой r_s/R = 0,95, а не с выходной связью, независимо оптимизированной под его увеличение. Это контролируемый эксперимент с границами, а не поиск лучшего промышленного традиционного резонатора. Одинаковая заданная скорость накачки не гарантирует одинаковую поглощённую мощность после нелинейного

насыщения, поэтому отношение потоков нельзя именовать физическим КПД преобразования энергии.

Активная деформация использует f_ε(r) = f(r)[1 + εq(r/R)]. Нормированный многочлен пропорционален x(1 − x)(s − x)(x − α), где x = r/R и s = r_s/R. Коэффициент α выбирается так, чтобы $\int_0^{r_s} r\, f(r) q(r/R) dr = 0$. Поэтому симметричный объём общей центральной области сохраняется с точностью квадратуры. Возмущение обращается в нуль на оси, выходной кромке и внешней границе. Проверки используют ε = ±0.05 и нарушают точный закон коники при сохранении этих геометрических ограничений. Они также меняют кривизну, оптический путь и спектральный выбор, что должно сохраняться среди возможных объяснений отклика.

6.4 Наблюдаемые величины, поздние временные окна и критерии допуска

Кольцевой поток — знаковый осевой интеграл Пойнтинга по r_s < r < R в заданной выходной плоскости. Интервалы центрального и внешнего потоков составляют 0 < r < r_s и R < r < 1.35R. Радиусы общие, но каждая локальная плоскость следует за собственной выходной кромкой: z = 1.12063755 для РНВ и z = 1.41345986 для телескопа M = 1.7, в обоих случаях примерно на 0.12 за кромкой. Это локальные мониторы с отступом 0,12 (в таблице 12 — 0,06), а не общая внешняя плоскость сбора. Если не указано иное, средние кольцевого потока используют метки t ≥ T − 60. Явным исключением является граничный расчёт длительностью 420: сохранённая исходная обработка использует t ≥ 336, то есть последние 84 единицы времени. Полная сохранённая плотная запись часто охватывает 180 единиц и не должна усредняться без выбора окна.

$$\Phi_{\mathrm{ring}}(t) = \int [r_s, R] (E \times H)_z \, 2\pi r \, dr; \quad \bar{\Phi}_{\mathrm{ring}} = \mathrm{mean}\{\Phi_{\mathrm{ring}}(t_j) : t_j \geq T - 60\} \quad (19)$$

$$f_{\mathrm{ring}} = \bar{\Phi}_{\mathrm{ring}} / (\bar{\Phi}_{\mathrm{ring}} + \bar{\Phi}_{\mathrm{spill}}); \quad \rho_{\mathrm{ring}} = \bar{\Phi}_{\mathrm{ring}} / A_{\mathrm{ap}} \quad (20)$$

Энергетическая диагностика решателя равна U_diag = ∫(E · D + H · B)dV/2 для действительных полей при цилиндрической мере dV = 2πr dr dz. В дисперсионной накачиваемой среде её нельзя приравнивать к полной сумме электромагнитной и атомной энергии. Три соседних поздних окна определяют средние энергетической диагностики и мощности полевых датчиков. Реализованный относительный разброс использует в знаменателе медиану этих средних, а не их арифметическое среднее. Это различие сохраняется во всей статье.

$$S_U = (\max_j \bar{U}_j - \min_j \bar{U}_j) / \mathrm{median}_j \bar{U}_j \quad (21)$$

Кандидат конечного насыщенного режима должен проходить все заданные критерии: разброс мощности полевых датчиков менее 15%, модуль позднего логарифмического наклона менее 0.003, энергетический разброс менее 3%, наклон каждого энергетического окна менее 0.001, разброс частоты менее 1%, доля спектрального пика более 0.10 в каждом позднем окне, положительный кольцевой поток не менее чем в 95% поздних отсчётов, разброс потоковых блоков менее 25% и достаточное сохранение относительно раннего поля после затравки. Это операционные критерии конечного времени. Они показывают сохранение и ограниченность в заданном интервале наблюдения, но не бесконечновременную устойчивость, чистоту одной моды или экспериментальный лазер. Подпороговое затухание оценивается отдельно по сильному уменьшению позднего поля и отрицательным наклонам.

6.5 Дополнительный протокол широкополосных внешних плоскостей и бокового потока

Дополнительная активная серия расширяет измерительный протокол без изменения аналитической границы РНВ, контрольного неустойчивого телескопа (M = 1,7), общей насыщаемой двухуровневой среды, скорости накачки R_p = 0,006 и конечной затравки.

Сравнение теперь полностью парное на сетках 160, 192 и 224 в одном цилиндрическом секторе m = 0. Когерентная затравка отсутствует на обоих поздних окнах A = 480–540 и B = 540–600 при продолжающейся накачке. Общие внешние плоскости имеют координаты z_ближ = 1,473459858 и z_даль = 1,533459858 и одинаковую радиальную область регистрации. Дополнительные деформации на сетке 160 рассматриваются отдельно от сеточной серии телескопа.

Наблюдаемой величиной служит знаковый полный осевой поток Пойнтинга, интегрированный по контролируемой конечной радиальной плоскости, а не только по номинальному выходному кольцу или для единственной выбранной линии Фурье. Обе геометрии измеряются при z_near = 1,473459858 и z_far = 1,533459858 с одинаковой радиальной областью регистрации. Цилиндрический боковой монитор соединяет эти плоскости в случаях из таблицы 25 (сетки 160, 192 и 224) и измеряет радиальный перенос наружу. Проверка баланса сопоставляет уменьшение осевого потока с боковым переносом в зарегистрированном вакуумном слое, а не является полным балансом энергии активной среды и накачки.

Отдельно сохраняются несколько значимых поздних спектральных составляющих и комплексные проекции электрического и магнитного полей. Пространственное перекрытие комплексных амплитуд между одинаково заданными поздними окнами рассчитывается как нормированное комплексное скалярное произведение. Спектральный охват относится только к объявленной полосе датчиков и не равен доле всей оптической мощности либо разложению по ортогональным собственным модам. Сопоставления потока и диагностики энергии поля используют согласованные временные интервалы.

Полный набор парных измерений на общих внешних плоскостях включает точный PHB и неустойчивый телескоп M = 1,7 на сетках 160, 192 и 224, а также четыре согласованных расчёта на сетке 160: точный PHB, его деформации ±5% и телескоп. Внутри каждого сравнения одинаково заданы скорость накачки R_p = 0,006, двухуровневая среда с насыщаемым усилением, конечная когерентная затравка, маска активной среды, измерительные плоскости и поздние временные окна. Деформации сохраняют заданные конечные точки, площадь выхода и согласованный объём полости, но нарушают точное коническое соотношение. Полевые записи PHB на сетке 224 сохранены после ошибки последующей спектральной обработки из-за повторяющихся временных меток; повторный расчёт полей не выполнялся. Идентификаторы архивов и проверки первичных файлов приведены в примечании о воспроизводимости при таблицах 23–25.

7 Пассивные резонансы и конечноволновая чувствительность к геометрии

7.1 Резонансы после выключения источника для разных форм и угловых секторов

Прежде чем вводить усиление, необходимо проверить, способны ли столь необычные отражающие стенки удерживать волновое движение достаточно долго для формирования электромагнитных резонансов. Кратковременное возбуждение выключается, после чего анализируются пассивные затухающие колебания при трёх отношениях формы $\beta = b/a$ и двух азимутальных секторах m = 0 и 1 на двух пространственных сетках. Это линейные проверки, отличные от рассматриваемых далее нелинейных осесимметричных активных расчётов. Для изолированной затухающей компоненты с комплексной частотой $\tilde{f} = f_r - i f_r/(2Q)$ скорость спада энергии поля равна $\gamma_E = 2\pi f_r/Q$; экспоненциальная аппроксимация требует отделения компоненты от модовых биений. Таблица 3 показывает полученные частоты и добротности: отклик зависит от геометрии, но универсального преимущества PHB по Q не обнаружено.

Таблица 3. Пассивные резонансы после выключения источника на подробной сетке

β	m	f PHB	Q PHB	f контроля	Q контроля
0.6	0	2.69340546	95.430	2.69715624	102.859
0.6	1	2.92595024	80.090	2.93007142	63.455
1.4	0	2.20408415	166.202	2.19766543	201.650
1.4	1	2.08148952	72.176	2.07403642	144.073
2.8	0	2.27834178	82.184	2.27504838	110.188
2.8	1	2.21879929	439.959	2.21459744	433.023

Межсеточные изменения частот точного PHB лежат между 0.065% и 0.096%, а изменения добротности — примерно между 0.24% и 3.24%. При β = 1.4 самостоятельные энергетические аппроксимации дают Q = 166.2027 для m = 0 и Q = 72.1723 для m = 1, близко совпадая с модовым извлечением. На рисунке 6 сохранена исходная трасса после выключения источника. Контроль имеет большую добротность, чем PHB, в обоих базовых секторах. Это научно полезно: последующее преимущество активного кольцевого выхода нельзя свести к универсальному преимуществу пассивной добротности. Данные устанавливают конечные пассивные резонансы в новой заданной геометрии, но не полноту её спектра или максимальное удержание среди всех зеркал.

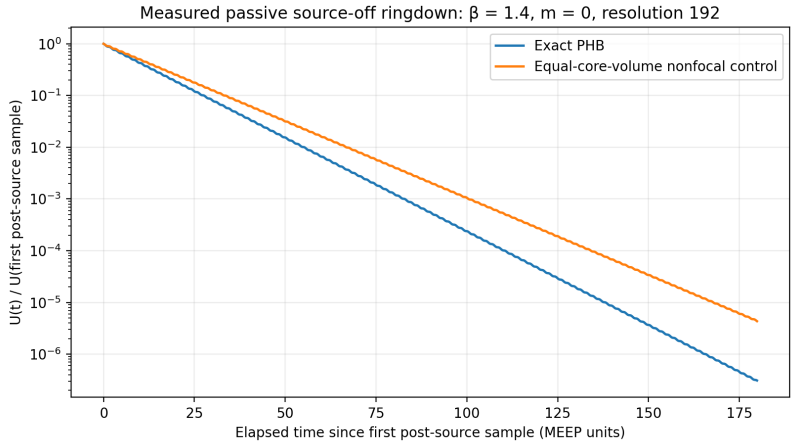

Рисунок 6. Рассчитанное затухание энергии пассивного резонатора после выключения источника при β = 1,4, m = 0 и сетке 192. Каждая кривая нормирована на первый отсчёт после выключения источника. Нефокальный контроль с согласованным объёмом затухает медленнее, что согласуется с большей добротностью выбранного резонанса. Рисунок не характеризует КПД активного лазера.

7.2 Пространственные частотные отклики и контролируемая деформация

Пассивный нефокальный контроль меняет расстояние между поверхностями посредством $h(x) = \sin^2(\pi x) - \sin^2(2\pi x)$, $x = r/r_s$, с амплитудой деформации 0.035. Тождество $\int_0^1 x \sin^2(n\pi x)dx = 1/4$ даёт $\int_0^1 xh(x)dx = 0$ и сохраняет объём общей центральной области. Смещение и первая производная обращаются в нуль на концах. Такая деформация отличается от активного мультипликативного полиномиального возмущения и является самостоятельной проверкой чувствительности границы, а не другой реализацией той же величины возмущения.

Также сохраняется вынужденный радиальный отклик дискретного преобразования Фурье. Его плотность нормируется как p(r) = rI(r)/∫₀ᴿ rI(r)dr, а профили сравниваются посредством D(A,B) = ½∫₀ᴿ|p_A − p_B|dr. При β = 1.4 парные расстояния значительно больше внутригеометрических межсеточных изменений: примерно в 34 раза для m = 0 и в 75 раз для m = 1 по отношению к сеточному различию PHB. В таблице 4 сохранены все шесть сравнений, включая менее однозначный случай β = 0.6,m = 0. Это расстояния радиальных интенсивностей, а не перекрытия комплексных векторных собственных полей после выключения источника.

Таблица 4. Расстояния вынужденных радиальных профилей на двух пассивных сетках

β	m	D сетки PHB	D сетки контроля	D пары 144	D пары 192
0.6	0	0.062922	0.009649	0.129302	0.175098
0.6	1	0.008891	0.007708	0.057022	0.049421
1.4	0	0.001502	0.000968	0.050780	0.051670
1.4	1	0.001257	0.001031	0.093432	0.094362
2.8	0	0.005755	0.004636	0.041466	0.045890
2.8	1	0.001967	0.006323	0.083657	0.077528

При опорных параметрах внешний слой 0,85R ≤ r ≤ R содержит 5,342% нормированного отклика PHB против 4,176% у контроля при m = 0 и 6,581% против 3,588% при m = 1. Последнее отношение равно 1,83. На рисунке 7 сохранены исходные радиальные профили. Широкий слой включает сохранённые радиусы зеркала между 0,85R и 0,95R, поэтому его нельзя отождествлять с узкой удалённой выходной полосой. Отдельный пассивный потоковый расчёт для конечного временного окна даёт только около 1,080% правого выхода в заданном кольце PHB против 1,143% у контроля; большая часть зарегистрированного излучения приходится на внешний выброс. Результаты подтверждают пространственную чувствительность к геометрии, но не доказывают эффективный пассивный кольцевой сбор.

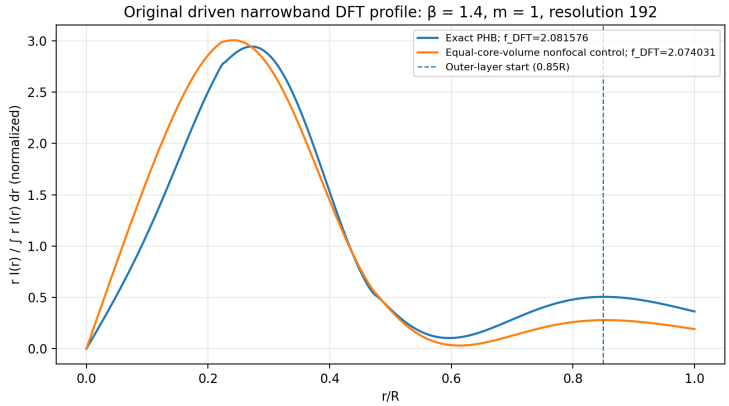

Рисунок 7. Исходные вынужденные радиальные профили при β = 1.4, m = 1 и сетке 192. Пунктирная линия обозначает начало широкого внешнего слоя 0.85R. Каждая кривая вычислена на своей записанной выбранной частоте. Ордината представляет нормированную радиальную плотность интенсивности, а не выведенную мощность.

Пассивные критерии фокальной специфичности всего семейства не выполнены для полного набора из шести траекторий: лишь два парных случая прошли полные причинные критерии подробной сетки, а сохранение знака получено в четырёх из шести траекторий. Благоприятные базовые результаты остаются пригодными, однако их нельзя обобщать до универсальной конечноволновой теоремы. Эта граница пассивной доказательной базы согласуется с активной стратегией: активный режим и сравнительный вывод должны проверяться непосредственно.

7.3 Пассивный спектральный выход на общей внешней плоскости

Отдельный пассивный импульсный расчёт сравнивает точный PHB, обе знаковые деформации активного профиля и неустойчивый телескоп с экранированными границами на сетке 160. Источник азимутального электрического поля занимает $0.025 \le r \le 0.70$, исключая азимутальный источник на оси. Он выключается примерно в момент 2.2225, после чего следуют 140 единиц затухания. Во всех случаях используются 77 частот от 7.45 до 9.35 и внешнее кольцо при z = 1.473459858. Интегрирование записанного спектрального потока по частоте даёт таблицу 5. Эти интегралы импульсного отклика зависят от связи с затравкой и конечного окна накопления. Они не являются нормированным на источник пропусканием, пассивной добротностью или КПД лазерного преобразования.

Таблица 5. Спектральные интегралы пассивного импульса на сетке 160

Геометрия	Пик f	Интеграл кольца	Внешний интеграл	Радиальный интеграл
PHB	8.6	1.80044×10^{-18}	1.82601×10^{-16}	1.92844×10^{-14}
−5%	8.7	1.84078×10^{-18}	1.88514×10^{-16}	2.09314×10^{-14}
+5%	8.7	3.33694×10^{-18}	3.03047×10^{-16}	2.27941×10^{-14}
M = 1.7	8.9	2.20119×10^{-17}	1.69975×10^{-16}	2.00507×10^{-14}

В этом пассивном опыте телескоп имеет больший кольцевой интеграл на общей плоскости, тогда как PHB остаётся резонансной границей. Такое ранжирование разделяет существование полости и превосходство в выбранном канале сбора. Оно также показывает, почему пассивный кольцевой отклик нельзя подставлять вместо нелинейного активного выхода: накачиваемое поле может выбирать другие частоты и пространственные состояния, а работа активной среды зависит от этих состояний.

7.4 Сходство комплексных пассивных и активных полей

Пространственное наследование проверяется по комплексным полям, а не только по радиальной интенсивности. Общая измеряемая область имеет 418 осевых и 146 радиальных отсчётов; одинаковые задания исходных программ дают радиальные центры ячеек 0.046875–0.953125 и осевые координаты приблизительно ±1.303125. Для полей a и b определяется нормированное перекрытие с цилиндрическим весом по следующей формуле (conj означает комплексное сопряжение). Электрическое сравнение использует Eφ; трёхкомпонентная диагностика объединяет Eφ, H_r и H_z в заданных нормированных единицах.

$$\mathcal{O}(a,b) = \frac{|\sum_j w_j conj(a_j) b_j|}{\sqrt{\left(\sum_j w_j |a_j|^2\right)\left(\sum_j w_j |b_j|^2\right)}}; \qquad w_j \propto r_j \quad (22)$$

Таблица 6. Сопоставление пассивного импульсного отклика с активными полями Фурье

Геометрия	Пассивная f	Активная f	Перекрытие E	Трёхкомпонентное перекрытие
PHB	8.805423	8.808677	0.852996	0.853303
PHB	9.026909	9.026909	0.257257	0.257809
+5%	8.805423	8.805423	0.728408	0.728857
+5%	9.026909	9.026909	0.088195	0.088250
M = 1.7	8.805423	8.805423	0.188125	0.190115
M = 1.7	9.026909	9.026909	0.179692	0.181457

Перекрытие PHB возле занятой частоты 8.8 существенно и поддерживает связь пассивного отклика с активной пространственной организацией. Оно не идентифицирует единственную пассивную собственную моду: пассивное поле является откликом на конечный импульс, частоты PHB слегка различаются, а радиальные веса выведены из общего задания сетки, а не из сохранённого массива координат. Телескоп оценивается вдали от собственной ведущей частоты около 7.9, поэтому его меньшее перекрытие в таблице 6 не является равноправным сравнением ведущих мод или заявлением о преимуществе. Трёхкомпонентное перекрытие — нормированная диагностика формы, а не доля энергии в диспергирующей среде усиления.

8 Активный переход и зависимость от накачки

Следующий вопрос — поддерживает ли граница PHB действительно усиливаемые средой колебания, а не медленно затухающий остаток стартового поля. Та же защищённая полость кратко возбуждается, после чего когерентный источник выключается, а инверсная двухуровневая среда продолжает накачиваться. При $R_p = 0{,}0050005$ поле затухает; при $R_p = 0{,}005250375$ поздний численный отклик удовлетворяет всем установленным критериям ограниченного активного режима и даёт ненулевой кольцевой поток. Таким образом, в заявленной нормированной модели операционный порог заключён в интервале $0{,}0050005 < R_{p,th} \leq 0{,}005250375$. Одной положительной инверсии населённостей недостаточно: усиление должно компенсировать волновые и радиационные потери резонатора.

Таблица 7. Сканирование накачки на сетке 160 после 900 единиц времени без затравки

R_p	Поток кольца PHB	Поток кольца телескопа	Состояние PHB	Состояние телескопа
0.0050005	1.3731×10^{-26}	1.8051×10^{-25}	Затухание	Затухание
0.005250375	0.00386456	0.00155584	Насыщенный кандидат	Насыщенный кандидат
0.00550025	0.00924476	0.00300605	Насыщенный кандидат	Насыщенный кандидат
0.006	0.02315530	0.00727730	Насыщенный кандидат	Насыщенный кандидат

Согласованный телескоп M = 1.7 проходит переход в том же интервале накачки. В двух нижних активных точках отношения кольцевых потоков PHB к телескопу равны примерно

2.48 и 3.08, увеличиваясь до 3.18 при общей сравнительной накачке. Сканирование поддерживает зависящее от накачки различие вывода между этими состояниями. Оно не разрешает меньший порог PHB, поскольку операционные интервалы перекрываются. Конечная разность кольцевого потока по безразмерной скорости R_p была бы наклоном модельного отклика, а не измеренной оптической дифференциальной эффективностью по ваттам накачки.

В том же протоколе сетки 160 проверен второй телескоп с M = 2.5. Его кольцевой поток равен 0.00261651, что даёт отношение PHB 8.85 в конечном окне, однако переход остаётся неразрешённым по полному набору критериев. Это значение сохраняется как ограниченное сравнение переходных процессов и не используется для утверждения стационарного преимущества над данным увеличением. Предварительные оценки начала линейного усиления около 0.0179945 и 0.0192010 относятся к другому материальному параметру и не имели полного временного замыкания. Они не взаимозаменяемы с насыщенным пороговым интервалом накачки и исключены из решающего порогового результата.

9 Работа с накачкой после выключения затравки: три сетки

После установления зависимости от накачки необходимо проверить, сохраняется ли активное поле спустя длительное время после исчезновения стартового когерентного импульса. При R_p = 0,006 рассчитанный отклик PHB остаётся ограниченным на послезатравочных интервалах 420, 600 и 900 нормированных единиц времени. Рисунок 8 показывает сохранённые диагностические значения энергии для согласованных случаев. В расчёте повышенного разрешения длительностью 600 единиц три поздних средних энергии равны 24,12451, 24,59879 и 24,11086 при разбросе 2,0226%, нормированном на медиану; 99,69% поздних отсчётов кольцевого потока положительны. Эти конечные испытания подтверждают поддерживаемые активные колебания, но не бесконечную устойчивость и не мощность физически калиброванного лазера.

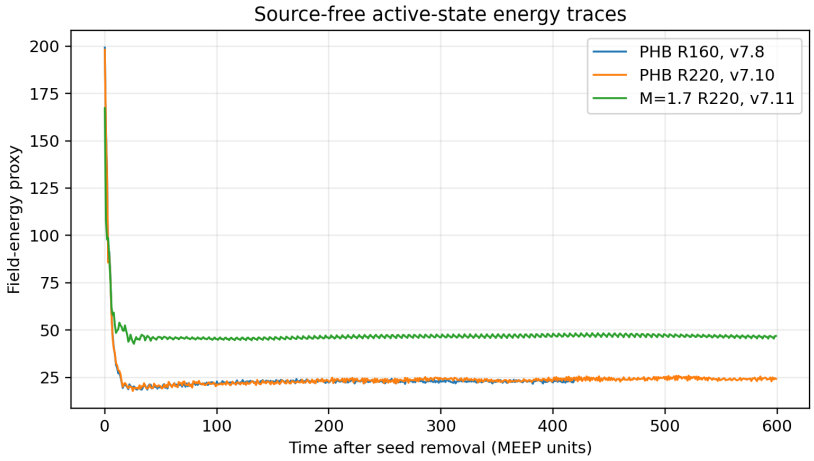

Рисунок 8. Исходная энергетическая диагностика активных состояний без затравки для PHB на сетках 160 и 220 и согласованного телескопа подробной сетки. Идентификаторы в легенде сохраняют исходное происхождение. Меньший выход телескопа нельзя объяснить просто меньшей записанной энергетической диагностикой, поскольку её поздний уровень выше. Кривые не представляют полную энергию поля и среды.

Согласованная серия длительностью 900 единиц помещает PHB и M = 1.7 на каждую из трёх сеток при сохранении одинаковых геометрических параметров, усиления, затравки и поздних окон. Все шесть случаев удовлетворяют критериям конечного насыщенного кандидата. В таблице 8 приведены кольцевые потоки последних 60 единиц, средние уровни энергетической диагностики по трём окнам и основные частоты. Этот результат сильнее несогласованной пары короткого и длинного расчётов, поскольку сравнивает обе

архитектуры при одной длительности на каждом разрешении. Однако он ещё не устанавливает принадлежность выбранного нелинейного состояния одной непрерывно прослеженной собственной моде между сетками.

Таблица 8. Согласованные активные состояния трёх сеток при общей накачке и длительности

N	Геометрия	Поток кольца	Среднее U_diag	Частота	S_U проценты
160	PHB	0.023155304	22.9606	8.808677	0.1299
160	M = 1.7	0.007277298	48.1987	7.900309	0.2371
220	PHB	0.005184893	23.9997	9.042335	2.0298
220	M = 1.7	0.000879443	46.6268	7.917251	0.8264
280	PHB	0.003788909	24.8103	8.837984	0.1129
280	M = 1.7	0.000960777	45.7153	7.921699	0.7811

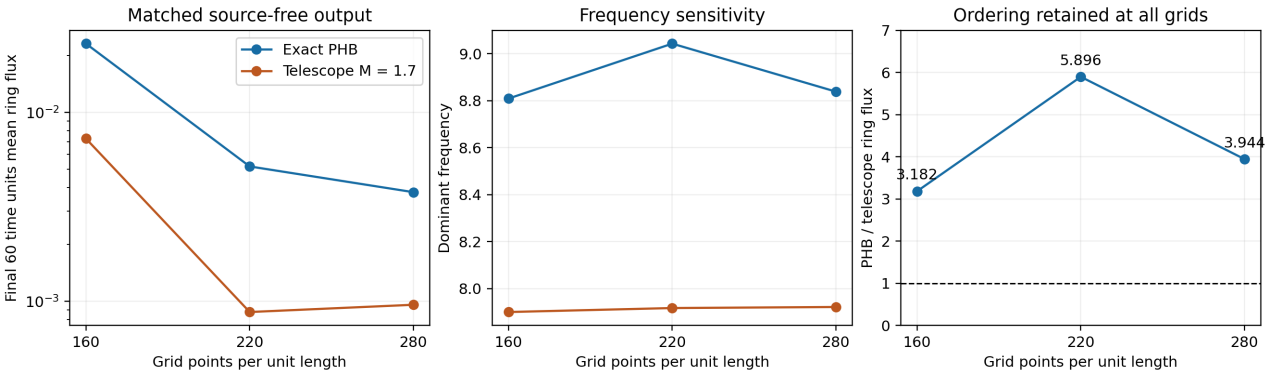

Рисунок 9. Новое сравнение, построенное из шести согласованных архивных случаев. Кольцевой поток использует последние 60 единиц каждого расчёта на 900 единиц без затравки. Частотная панель показывает немонотонный выбор PHB между сетками. Порядок потоков сохраняется, но их величины и отношение не сошлись к установленному значению непрерывного предела.

Частота PHB увеличивается примерно на 2.65% от сетки 160 к 220, а затем уменьшается примерно на 2.26% при сетке 280. Его кольцевой поток падает примерно на 77.6%, а затем на 26.9%. Частота телескопа меняется намного слабее, тогда как его поток также показывает существенную сеточную зависимость. Экстраполяция Ричардсона была бы необоснованной, поскольку асимптотический закон ошибки и идентичность активной ветви не установлены. Узкое кольцо также имеет ширину лишь в несколько ячеек. Воспроизводятся класс активного состояния и порядок PHB в данном канале сбора; из этих трёх чисел нельзя вывести отношение вывода в непрерывном пределе или модовую погрешность.

9.1 Сохраняющиеся спектральные ветви и изменение модовых весов

Наиболее сильная спектральная линия не обязательно является единственной устойчиво присутствующей компонентой активного поля. Одна частота может сохраняться при изменении пространственной сетки, даже если доминирующей становится другая. Чтобы отделить сохранение компоненты от её доминирования, пять датчиков электрического поля анализируются на интервале t = 720–900 по фактическим временам регистрации. Периодограмма с окном Ханна выделяет частоты-кандидаты; совместная гармоническая аппроксимация методом наименьших квадратов объясняет 98,467%, 97,552% и 96,802%

суммарной дисперсии сигналов на сетках 160, 220 и 280. В таблице 9 приведены семь семейств частот-кандидатов, наблюдаемых на всех трёх сетках. Они показывают воспроизводимую спектральную структуру, но пока не доказывают непрерывное соответствие полных векторных собственных мод.

Таблица 9. Общие спектральные ветви-кандидаты по временным записям пяти датчиков

Семейство возле f	N = 160	N = 220	N = 280
7.75	7.743624	7.756301	7.765360
7.94	7.918780	7.936413	7.944750
8.15	8.140615	8.157804	8.166928
8.38	8.363252	8.382864	8.387499
8.60	8.584399	8.608296	8.615784
8.82	8.805423	8.821514	8.837324
9.04	9.026909	9.045288	9.059102

На рисунках 10–12 представлены поздние спектры, семейства частот-кандидатов и локальные вклады компонент. Семейство около 8,82 объясняет 44,518%, 2,800% и 51,397% дисперсии пяти датчиков на трёх сетках, тогда как семейство около 9,04 объясняет 0,461%, 28,967% и 1,466%. Следовательно, компонента около 8,82 остаётся различимой, даже когда перестаёт доминировать. Перекрытия комплексных сигналов датчиков на соседних сетках равны 0,99182 и 0,98680 для этого семейства и 0,98734 и 0,99931 для семейства 9,04. Такое сходство поддерживает вывод о повторяющихся структурах поля, но не заменяет пространственно разрешённого прослеживания мод и проверки сходимости.

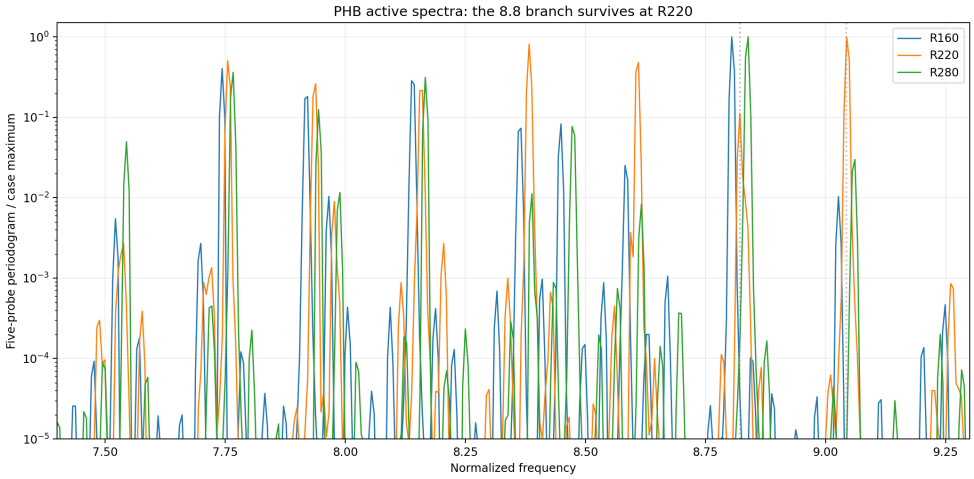

Рисунок 10. Поздние спектры пяти датчиков на трёх сетках. Каждая суммарная электрическая периодограмма нормирована на собственный максимум. Обозначения R160, R220 и R280 в сохранённом исходном изображении означают разрешения сетки N, а не геометрические радиусы. График выявляет сохраняющиеся вторичные компоненты и не сравнивает абсолютные мощности.

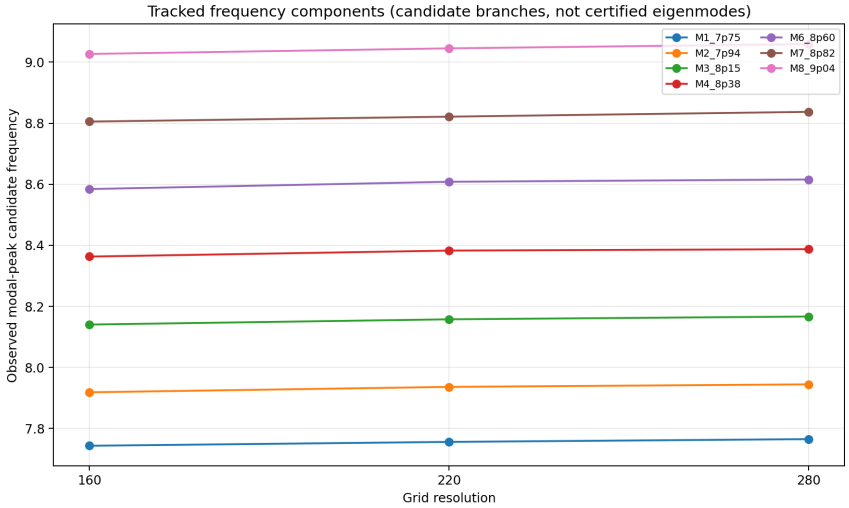

Рисунок 11. Спектральные ветви-кандидаты, сопоставленные между сетками. Линии соединяют компоненты в заданных полосах поиска; они не являются подтверждёнными кривыми продолжения нелинейных собственных мод. M1–M8 — идентификаторы компонент, а не азимутальные индексы или увеличения телескопа.

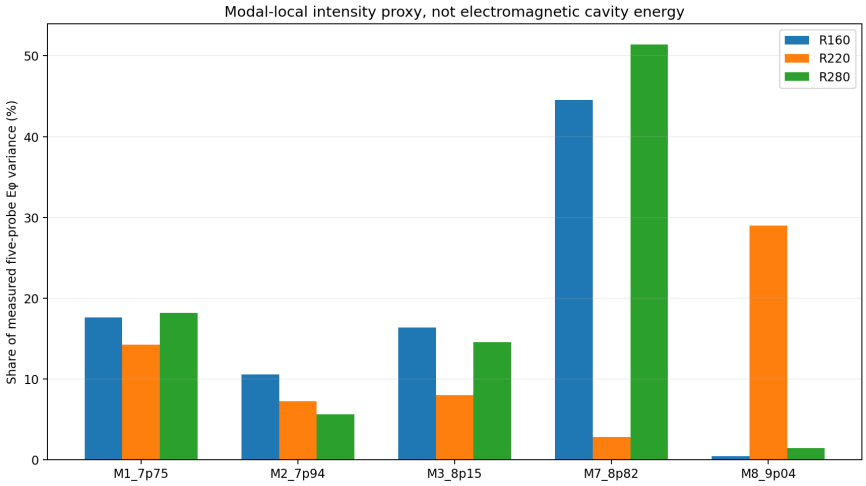

Рисунок 12. Вклады выбранных компонент в локальную дисперсию электрических датчиков при совместной гармонической аппроксимации. Ордината является характеристикой квадрата Eφ пяти датчиков, а не долей энергии полости или модово разрешённой оптической мощности. Не показанные компоненты аппроксимации объясняют часть оставшейся дисперсии.

Сходства в пяти точках недостаточно для тождества полного векторного собственного поля. Частоты Найквиста записей датчиков приблизительно равны 9.9379, 10.1382 и 10.000; этим анализом нельзя исключить компоненты выше указанных пределов в прежних записях. Уточнение частоты по конечной записи не создаёт формального доверительного интервала, а детерминированные изменения сетки не являются независимыми шумовыми повторами. Поэтому спектральные данные выделяют конкуренцию мод как существенное объяснение немонотонности ведущей частоты, оставляя открытой сходимость модово разрешённой мощности.

9.2 Вывод относительно полевого диагностического показателя в общем окне

Согласованное сравнение выхода с накоплением требует числителя и знаменателя из одного временного интервала. Для серии длительностью 900 независимая обработка обеих записей по t = 840–900 даёт таблицу 10. Она намеренно отличается от таблицы 8, где сохранённый диагностический показатель является арифметическим средним средних трёх поздних окон. Ни один способ сам по себе не ошибочен, но их нельзя неявно

подменять. Отношение в общем окне имеет размерность обратного нормированного времени и измеряет локальный выход относительно выбранной полевой диагностики.

Таблица 10. Отношения выхода к диагностическому показателю за общие последние 60 единиц длительной активной серии

N	PHB U_diag	Телескоп U_diag	PHB Ф/U	Телескоп Ф/U	Отношение
160	22.94697	48.14249	1.00908×10^{-3}	1.51162×10^{-4}	6.6755
220	24.29913	46.80401	2.13378×10^{-4}	1.87899×10^{-5}	11.3560
280	24.83046	45.85854	1.52591×10^{-4}	2.09509×10^{-5}	7.2833

PHB имеет больший локальный поток на единицу диагностического показателя на каждой сетке, усиливая различие между накоплением и локальным выводом. Его абсолютный поток уменьшается приблизительно в 6.11 раза от самой грубой к самой подробной сетке, а отношение Ф/U — приблизительно в 6.61 раза. Поэтому благоприятное ранжирование геометрий сосуществует с неустановленной абсолютной численной точностью. Отношения таблицы 10 не являются скоростями пассивного затухания в накачиваемой среде и не могут умножаться на запасённую энергию населённостей для определения преобразования накачки.

10 Кольцевой вывод относительно неустойчивого телескопа

Заданное кольцевое отверстие полезно только тогда, когда электромагнитная энергия действительно достигает этой области. Поэтому сначала измеряется абсолютный осевой поток Пойнтинга со знаком через локальный кольцевой монитор, размещённый на определённом расстоянии за выходной кромкой каждого резонатора. В длительных согласованных активных сравнениях отношения кольцевого потока PHB/телескоп составляют 3,18185, 5,89565 и 3,94359 на сетках 160, 220 и 280. Для суммы прямых потоков через ядро, кольцо и внешнюю область соответствующие отношения приблизительно равны 3,638, 7,772 и 4,038. Эти измерения подтверждают повышенный локальный вывод в данном протоколе; поскольку плоскости отсчитываются от разных кромок зеркал, они сами по себе не доказывают больший сбор мощности после одинакового распространения через общую оптику.

Пространственное разделение даёт другой ответ. Доля кольца в сумме кольца и внешнего растекания равна 30.596%, 23.509% и 24.787% для PHB против 30.313%, 24.363% и 24.480% для телескопа. Эти доли близки и не имеют последовательного большого преимущества PHB. Поэтому больший абсолютный кольцевой поток PHB сопровождается большим уровнем полевого переноса в измеренных передних каналах, а не доказывает концентрации почти всего излучения в кольце. Для инженерии это различие принципиально: собираемый канал в данном исследовании улучшается, но конструкция не устранила внешнюю утечку.

Отдельное сравнение сетки 220 длительностью 600 единиц даёт 0.0046729906 для PHB и 0.0008604897 для телескопа, то есть 5.430618. На рисунке 13 сохранена его мгновенная потоковая трасса, а на рисунке 14 — исходный график средних потоков. Соответствующие средние U_diag по трём окнам равны 24.2781 и 46.9691. Следовательно, PHB выводит больше через заданное кольцо при меньшей накопленной диагностической величине. Деление кольцевого потока на эту диагностику даёт отношение PHB к контролю около 10.5. Это подобный скорости показатель вывода в выбранной нормировке, а не эффективность преобразования накачки или независимая мера полной оптической энергии.

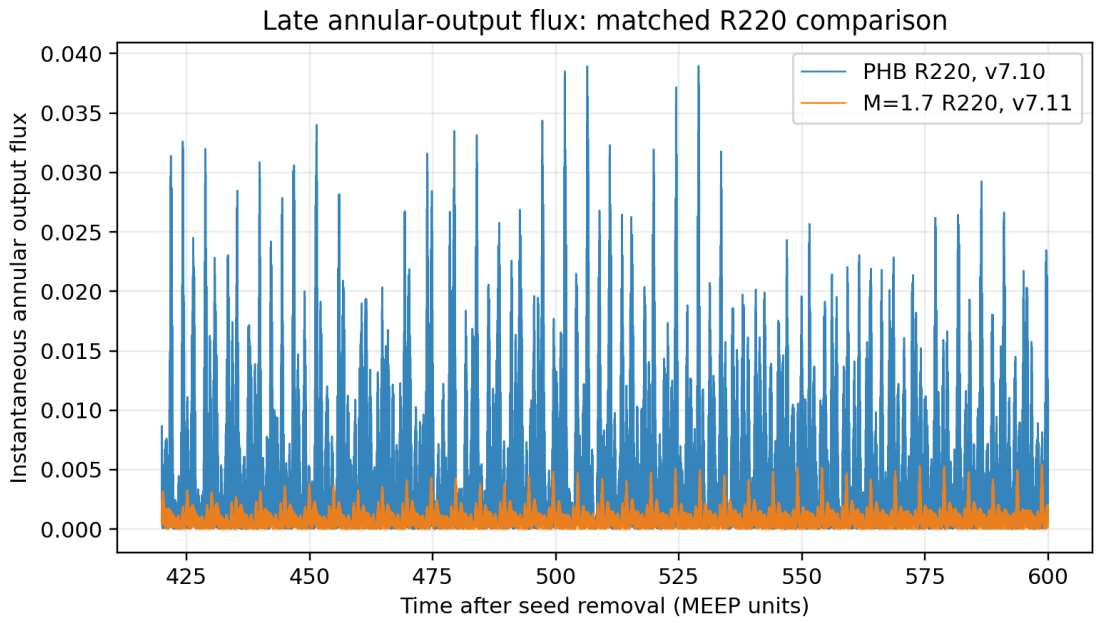

Рисунок 13. Исходные поздние мгновенные трассы кольцевого потока для согласованного сравнения сетки 220 длительностью 600 единиц. Сохраняется знаковый поток. Сравнение средних использует последние 60 единиц; весь показанный график охватывает более длинный интервал. Большие мгновенные отклонения не являются независимыми исследованиями.

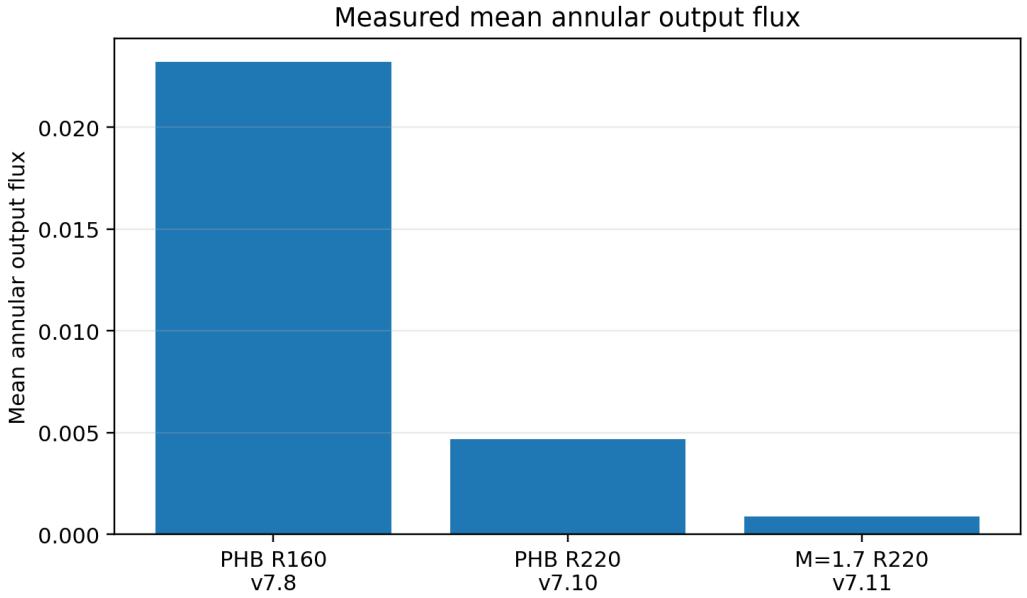

Рисунок 14. Исходный график среднего кольцевого выхода. Два столбца сетки 220 образуют согласованную пару PHB и телескопа длительностью 600 единиц. Столбец PHB сетки 160 относится к другому разрешению и длительности и показан как отдельный протокол, а не ещё одна выборка одного сошедшегося отношения.

Таблица 11. Согласованные кольцевые сравнения при разных протоколах наблюдения

N	Время после затравки и окно среднего	Поток PHB	Поток M = 1.7	Отношение
160	420; 336–420 (84)	0.023321680	0.007672798	3.0395
220	600; 540–600 (60)	0.004672991	0.000860490	5.4306
220	700; 640–700 (60)	0.004194347	0.000897388	4.6739
160	900; 840–900 (60)	0.023155304	0.007277298	3.1819
220	900; 840–900 (60)	0.005184893	0.000879443	5.8957
280	900; 840–900 (60)	0.003788909	0.000960777	3.9436

Сравнения таблицы 11 сохраняют разные протоколы наблюдения. Их диапазон не является доверительным интервалом, а случаи не объединяются как стохастические повторы. Непосредственная обработка сырых записей воспроизводит средние последних 60 единиц для случаев длительностью 600, 700 и 900; строка длительностью 420 сохраняет исходное усреднение последних 84 единиц. Для пары длительностью 600 усреднение последних 20% сохранённой записи даёт отношение около 5.28 и отвечает на другой вопрос. Поэтому каждое среднее связано с явным физическим интервалом времени, а не с долей файла, длительность записи которого может отличаться от длительности эволюции.

10.1 Кольцевая доля и распространение за кромкой

Отсутствие большого преимущества по доле следует из приведённых выше значений. Оно не позволяет трактовать больший локальный кольцевой поток PHB как почти полное перенаправление излучения в апертуру. Более того, фиксированное по радиусу кольцо не обязано собирать то же излучение после распространения. Для разделения апертурной связи и сбора комплексные поля Eφ и H_r накапливались в двух поздних окнах A = 480–540 и B = 540–600 на выбранных частотах точного PHB, деформации +5% и телескопа на сетке 160. При цилиндрической ориентации осевая мощность одной гармоники равна

$$P_{\mathrm{ring}}(f,z) = 2\pi \int_{r_s}^{R} r\,\{-1/2\,\mathrm{Re}[E_{\varphi}(f,r,z)H_r^{*}(f,r,z)]\}\,dr \quad (23)$$

Таблица 12 сравнивает позднюю гармонику B на собственной выбранной частоте каждой геометрии: приблизительно 8.808677 для PHB, 8.575335 для +5% и 7.900309 для телескопа. Возле собственной кромки каждой геометрии при отступе около 0.06 PHB превосходит телескоп в 4.28 раза. В общей координате z = 1.353125 ранжирование меняется: телескоп превосходит PHB приблизительно в 14.49 раза. На следующей общей внешней координате z = 1.473459858 он превосходит PHB приблизительно в 3.99 раза. Последняя является вакуумной плоскостью снаружи всех сохраняемых отражателей и экранов, а не дальней зоной Фраунгофера.

Таблица 12. Мощность одной гармоники через кольцо в локальных и общих плоскостях окна B

Геометрия	Своя ближняя z	Своя ближняя мощность	Общая z 1.353125	Общая z 1.473459858
PHB	1.059375	5.15394×10^{-3}	8.30527×10^{-5}	3.92777×10^{-5}
+5%	1.059375	7.03972×10^{-4}	6.47124×10^{-6}	1.22255×10^{-5}
M = 1.7	1.353125	1.20358×10^{-3}	1.20358×10^{-3}	1.56780×10^{-4}

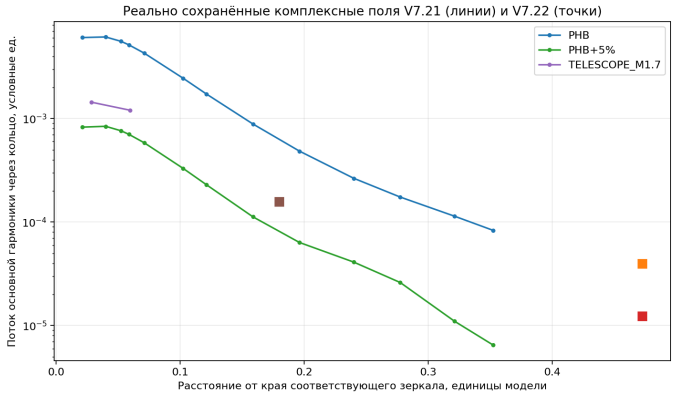

Рисунок 15. Исходный выход скрипта для гармонического кольцевого потока в зависимости от расстояния от кромки каждого зеркала. Исходные надписи сохранены. Оси означают расстояние от кромки соответствующего зеркала в единицах модели и поток основной гармоники через кольцо в условных единицах. Линии и квадратные маркеры относятся к двум архивным полевым сериям с сохранёнными исходными идентификаторами. Общая внешняя плоскость соответствует разным горизонтальным отступам для разных геометрий. Её фиксированное кольцо не является интегралом полного прошедшего излучения.

Сохранённое поле PHB даёт прямую пространственную интерпретацию. Между z = 1.071875 и 1.121875 кольцевая мощность уменьшается от 0.00427630 до 0.00172684, тогда как соседний внешний интервал 1 < r < 1.104375 возрастает от 0.00148361 до 0.00361243. При z = 1.353125 эти значения равны 0.00008305 и 0.00129470. Такое поведение согласуется с радиальным перераспределением и дифракционным выходом из фиксированного узкого кольца. Его нельзя трактовать как ту же долю поглощения или полную потерю пропускания, поскольку другие радиальные интервалы, плоскости и частоты не включены.

Объёмные массивы сохраняют явные радиальные узлы для ближнего сканирования, но более удалённые выходные массивы не содержат радиальных координат; для последнего интегрирования используется заданная исходной программой равномерная сетка из десяти отсчётов. Это ограничивает метрологическую точность последнего столбца. Две серии близко согласуются в общей области комплексного поля: минимальное нормированное перекрытие равно 0.999118, максимальное относительное различие норм амплитуд — 0.003406. Это проверка между сериями с одним решателем Максвелла, а не валидация независимым численным методом. Сохранённая объёмная область заканчивается при z = 1.353125, поэтому сама по себе не даёт запрошенный монитор телескопа при z = 1.413460; более удалённое сравнение обеспечивается отдельным внешним монитором.

10.2 Нормировка Фурье и частотная расстройка конечного окна

Собственный накопленный поток Фурье решателя и мощность по фазорам единичной амплитуды имеют разные нормировки. Здесь фазор каждого окна длительностью 60 масштабируется на 2/60. Когерентная оценка за 120 использует $\bar{E} = (E_A + E_B)/2$ и $\bar{H} =$

(H_A + H_B)/2. Для этого соглашения регистрации собственный поток Фурье за 120 приблизительно равен 2(120/2)² P_coh = 7200 P_coh. Этот множитель относится к конкретному соглашению сохранения и не является универсальной поправкой ко всем выходам потока Meep. Для восьми проверенных гармоник отношение собственного значения к пересчитанному лежит от 0.979997 до 1.035077 при максимальном относительном расхождении около 3.39%, включая приближённую радиальную квадратуру.

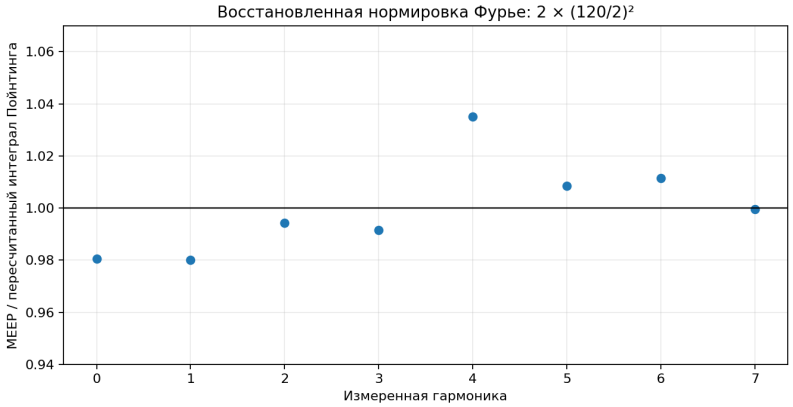

Рисунок 16. Исходная проверка скрипта: собственный поток Фурье сопоставлен с пересчитанным интегралом Пойнтинга после заданной нормировки 7200. Сохранённые оси означают измеренную гармонику и отношение Meep к пересчитанному интегралу Пойнтинга. Горизонтальная линия соответствует равенству. Индекс перечисляет восемь проверенных гармонических записей и не является осью оптической частоты.

Когерентное объединение также чувствительно к частоте анализа. Если близкие по форме фазоры поворачиваются на Δφ между последовательными окнами, нормированная когерентная интенсивность приблизительно равна cos²(Δφ/2), а частотная расстройка даёт |Δf| ≈ |Δφ|/(2πΔt). Новая аппроксимация более частой записи пяти датчиков с окном Ханна по t = 480–600 проверяет это объяснение отдельно от фазы полевых фазоров.

$$C_\varphi \simeq \cos^2(\Delta\varphi/2); \qquad |\Delta f| \simeq |\Delta\varphi|/(2\pi\, 60) \quad (24)$$

Таблица 13. Согласование поздней частоты и фазы в полях двух окон

Тип	f ДПФ	Новая f	Δφ рад	Предсказанное Cφ	Перекрытие A B
PHB	8.80867742	8.80548249	1.209428	0.676777	0.999889
+5%	8.57533497	8.57201580	1.251252	0.657067	0.998654
M1.7	7.90030861	7.89994718	0.136268	0.995365	0.999997

Для PHB новая частотная поправка равна −0.00319493, тогда как фаза поля даёт модуль 0.00320811. Измеренное отношение когерентной мощности к некогерентному среднему равно 0.677664 и близко к фазовому предсказанию 0.676777. Пространственное перекрытие около единицы и малое изменение амплитуды поддерживают расстройку конечного окна как объяснение уменьшения вместо физической декогеренции. У телескопа частотный сдвиг существенно меньше, и когерентное отношение остаётся около 0.995. Собственные потоки на собственных частотах в общей внешней плоскости равны 0.186234, 0.055377 и 1.126754 для PHB, +5% и телескопа соответственно. Их отношение телескопа к PHB 6.05 отличается от отношения одного окна B 3.99, поскольку когерентное накопление является другой наблюдаемой величиной. Два накопленных фазора не позволяют точно восстановить поле на новой частоте; точная частотная коррекция полного поля не заявляется.

10.3 Независимая проверка баланса Максвелла при переходе энергии из кольца в радиальном направлении

Независимый объёмный аудит архивных полей проверяет, сопровождается ли уменьшение осевого потока РНВ через узкое кольцо переносом через боковые поверхности, а не просто объявляется необъяснимой потерей энергии. Исходная запись V7.21.1 (PHB_RING_GUARDED, сетка 160, позднее окно преобразования Фурье B, f ≈ 8,808677) содержит комплексные Eφ, Hr и Hz. Для кольцевого контрольного объёма в вакууме $0,95 \le r \le 1$ и $1,071875 \le z \le 1,315625$ спектральный вектор Пойнтинга равен $S = \mathrm{Re}(E \times H^*)/2$. Осевой поток интегрируется с цилиндрической мерой $2\pi r$; радиальные потоки интегрируются через обе боковые границы с учётом внешних нормалей. Для точного монохроматического поля выполняется баланс $P_z(z_2) - P_z(z_1) + P_{side} = 0$.

Повторное интегрирование сохранённых комплексных массивов методом Симпсона, независимым от ранее применённого метода трапеций, даёт $P_z(z_1) = 0,004530777$, $P_z(z_2) = 0,000133541$ и суммарный боковой выход $P_{side} = 0,004388804$ (в нормировке записанной гармоники). Невязка равна $-8,4323 \times 10^{-6}$, то есть примерно 0,096% от суммы модулей осевого изменения и бокового выхода. Архивная обработка методом трапеций того же поля давала 0,1466%. Совпадение двух квадратур проверяет устойчивость обработки, но не является независимым решением уравнений Максвелла. В наборе из тридцати проверенных вакуумных интервалов максимальная относительная невязка достигает 3,56%, поэтому малую невязку основного интервала нельзя выдавать за общую сертифицированную погрешность.

Проверка устанавливает локальное пространственное перераспределение в сохранённом одночастотном вакуумном поле: осевой поток, покидающий фиксированное кольцо, в значительной степени проходит через цилиндрические боковые поверхности. Это не образование дополнительной оптической энергии, не измерение полной полезной мощности, не оценка КПД преобразования накачки и не доказательство исключительно фокальной причины переноса. Оценка инженерной выгоды требует интегрирования принятой мощности при одинаковых условиях внешнего оптического сбора для РНВ и контролей. Новые иллюстрации для этого подраздела не создавались: источником рисунков остаются только подлинные результаты скриптов.

10.4 Широкополосный вывод через одинаковые внешние измерительные плоскости

Дополнительные активные расчёты установили, что преимущество РНВ по выходному потоку не ограничивается локальной кольцевой полосой. На сетке 160 непосредственно измеренные широкополосные потоки через дальнюю плоскость в окнах A и B составляют 0,04866731 и 0,04895155 для РНВ против 0,01896464 и 0,02008219 для согласованного неустойчивого телескопа. Отношения равны 2,566 и 2,438. На общей ближней плоскости соответствующие отношения составляют 2,776 и 2,638. Это знаковые потоки Пойнтинга, усреднённые по времени в нормированной модели Максвелла — Блоха; они не зависят от предварительного выбора одной благоприятной гармоники.

На второй полностью парной сетке 192 преимущество РНВ по широкополосному потоку сохраняется: отношения на дальней плоскости равны 3,787 в окне A и 3,270 в окне B, а на ближней — 4,150 и 3,567. Полные исходные величины сведены в таблицу 21 раздела 16.8. Сравниваются два работающих активных резонатора, а не функционирующий РНВ с затухающим контролем. Совпадение направления преимущества на двух независимо дискретизированных сетках усиливает доказательство специфического для исследованной геометрии выходного отклика.

На третьей парной сетке 224 средние дальние потоки РНВ равны 0,01735565 (A) и 0,01722596 (B), а телескопа — 0,01237936 и 0,01239771. Отношения РНВ/телескоп

составляют 1,40198 и 1,38945 (таблица 23). Эти широкополосные потоки усреднены по времени при одинаковом протоколе регистрации на внешних плоскостях и одинаковой заданной накачке. Они подтверждают преимущество на конечной сетке, но не доказанную сходимость отношения или асимптотический выигрыш мощности.

Широкополосное измерение дополняет, но не заменяет исходное наблюдение непосредственно у выходного кольца. Комплексные поля показывают, что значительная часть излучения после выходной кромки распространяется на радиусах больше R; оптическая система будущего устройства должна принимать реально сформированное поле. Предполагаемая полезная новизна состоит в управляемой архитектуре внешнего переноса энергии, а не в утверждении о нахождении всего излучения внутри узкой номинальной кольцевой полосы.

Завершённый независимый расчёт телескопа на сетке 224 даёт широкополосные потоки через дальнюю плоскость 0,01237936375 (A) и 0,01239771406 (B) против 0,01735565468 и 0,01722595898 для исходного PHB. Поэтому PHB/телескоп = 1,401983 (A) и 1,389446 (B). Обе модели находятся в активном режиме при одинаковых плоскостях регистрации, накачке и поздних временных окнах. Преимущество остаётся положительным на всех трёх парных сетках (таблица 23), но его величина существенно меняется: сетки 160 и 192 давали соответственно 2,566/2,438 и 3,787/3,270. Новый телескоп на сетке 224 завершает это сравнение; ни абсолютные потоки, ни их отношение пока нельзя считать сеточно сошедшимися.

Преимущество PHB на сетке 224 сохраняется в каждом из двенадцати последовательных блоков длительностью 10 нормированных единиц времени на протяжении обоих окон; поблочные отношения дальних потоков составляют приблизительно 1,29–1,54. Такая проверка уменьшает вероятность того, что два приведённых среднего определяются одним удачным переходным эпизодом, однако зависимость от разрешения остаётся немонотонной. Номинальное узкое кольцо представлено относительно небольшим числом ячеек, и дискретизация апертуры вместе с переключением мод остаются возможными причинами различий. Доказан воспроизводимый порядок потоков на конечных сетках при заявленном протоколе, но не коэффициент увеличения мощности в непрерывном пределе.

11 Знакопеременная деформация и специфичность аналитического профиля

Особенно важен вопрос о роли точной поверхности PHB: имеет ли значение именно её аналитическая форма или любое гладкое близкое зеркало работает так же? В контролируемом опыте профиль поэтому изменяется на +5% и −5% при сохранении заданных концов, номинального выхода и согласованного внутреннего объёма. В расчёте на сетке 220 длительностью 600 единиц после выключения затравки точный PHB даёт локальный кольцевой поток 0,004672991, а деформации −5% и +5% — 0,002903524 и 0,003813555. Отношения равны 1,609 и 1,225. Случай +5% ещё изменяется по установленным критериям стационарности, поэтому это краткое сравнение демонстрирует чувствительность к форме на конечном интервале, а не окончательное ранжирование стационарных состояний.

Более продолжительное парное сравнение на сетке 280 даёт сильнейший локальный результат. На интервале 900 единиц после затравки все три профиля удовлетворяют заданным операционным критериям активного режима. Локальные кольцевые потоки равны 0,003788909 (точный PHB), 0,002265529 (−5%) и 0,002656689 (+5%), а разбросы зарегистрированной энергии поля — 0,1129%, 0,0439% и 0,8329%. Сравнение приведено на рисунке 17. Следовательно, точный аналитический профиль связан с большим локальным кольцевым выводом при указанных согласованных условиях. Это доказывает зависимость данного показателя от конкретной формы; поскольку деформация одновременно меняет

кривизну и модовые частоты, результат не выделяет исключительно фокальный механизм и не доказывает максимума всех внешних потоков именно у PHB.

Таблица 14. Точный и деформированные профили при согласованных условиях внутри каждой серии

N и время	Профиль	Поток кольца	Частота	Среднее U_diag	Состояние
220; 600	PHB	0.004672991	9.04233	24.2781	Кандидат
220; 600	−5%	0.002903524	8.02559	—	Кандидат
220; 600	+5%	0.003813555	8.59230	—	Переход
280; 900	PHB	0.003788909	8.83798	24.8103	Кандидат
280; 900	−5%	0.002265529	8.02999	28.2612	Кандидат
280; 900	+5%	0.002656689	7.46356	223.8485	Кандидат

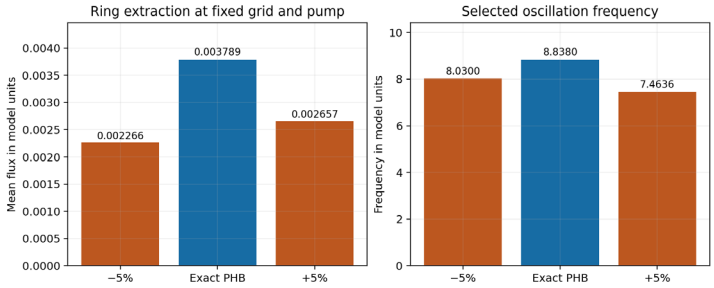

Рисунок 17. Новое согласованное сравнение деформаций сетки 280 при накачке 0.006 и длительности после затравки 900. Среди трёх случаев кольцевой выход максимален у точного профиля. Различные выбранные частоты не позволяют отождествить этот порядок с производной одной непрерывно прослеженной нелинейной собственной моды.

Частоты раскрывают сохраняющуюся причинную неоднозначность. На сетке 280 они равны 8.83798, 8.02999 и 7.46356, поэтому изменение профиля может менять моду, выбранную средой усиления. Накопленная диагностика +5% примерно в девять раз больше, чем у точного PHB, однако его кольцевой выход ниже. Это снова разделяет накопление и вывод, но ни большая диагностика, ни благоприятное отношение вывода не доказывают, что точная фокальная рекурсия является единственной причиной. Одновременно присутствуют изменения спектральной расстройки, перекрытия усиления, фазы и дифракции. Исследованный многочлен представляет одну базисную деформацию при одной конечной амплитуде; глобальная оптимальность среди произвольных зеркал из этого не следует.

Сохранённые комплексные апертурные проекции на общей опорной частоте имеют нормированные перекрытия 0.9591 для точного профиля и отрицательной деформации, 0.9542 для точного профиля и положительной деформации и 0.9998 между двумя деформациями. Они показывают сходство измеренной выходной проекции. Это не полные перекрытия внутриполостных собственных мод, особенно поскольку частота проекции и основные активные частоты различаются. Удлинённый расчёт положительной деформации сетки 220 также уменьшает энергетический разброс примерно до 1.54% после 900 единиц, сохраняя слабо положительный тренд мощности датчиков. Такие наблюдения показывают необходимость разрешить релаксацию и модовый выбор до трактовки конечных разностей выхода как производных стационарного оптимума.

Согласованная серия деформаций V7.22.10 на сетке 160 позволяет разделить локальный кольцевой вывод и широкополосное излучение через всю общую внешнюю плоскость (таблица 24). Для точного РНВ дальние потоки равны 0,04866731/0,04895155 в окнах A/B; для +5% — 0,05539531/0,05528232, а для −5% — 0,04804252/0,04804761. Таким образом, положительная деформация превышает точный РНВ по широкополосному дальнему потоку на 13,82%/12,93%, тогда как точный РНВ превосходит отрицательную деформацию на 1,30%/1,88%. Это не противоречит прежнему результату сетки 280, где точный РНВ имел больший локальный кольцевой вывод, чем обе деформации: сравниваются разные измерительные поверхности, окна, сетки и наблюдаемые величины.

Особенно информативно дополнительное наблюдение: согласованная по времени диагностическая энергия внутреннего электромагнитного поля равна 22,45185/22,49133 для точного РНВ, 175,02168/177,21137 для +5%, 27,45653/27,46185 для −5% и 46,98673/47,03291 для телескопа (окна A/B). Поэтому отношение дальнего потока к зарегистрированной энергии поля у точного РНВ в 6,85–6,98 раза выше, чем у +5%, и примерно в 1,24 раза выше, чем у −5%. Эти показатели, имеющие размерность обратного нормированного времени, характеризуют полезный вывод относительно выбранной диагностической энергии хранения; они не являются энергетическим КПД и не доказывают, что различие порождено исключительно фокальными траекториями.

Повторно вычисленные по пяти датчикам ведущие поздние спектральные компоненты на сетке 160 имеют в окне A нормированные частоты 8,81332 (точный РНВ), 8,58007 (+5%), 8,23020 (−5%) и 8,09692 (телескоп). Деформации обоих знаков, следовательно, изменяют спектральную селекцию при неизменной накачке. Вместе меняются частоты мод, перекрытие с линией усиления, дифракция и вывод; знакопеременное сравнение доказывает специфичность отклика к геометрии, но не выделяет исключительно фокальный волновой механизм. Десять крупнейших спектральных пиков воспроизведены из исходных временных записей, а частотно-разрешённые радиальные интегралы независимо проверены по сохранённым комплексным полям E и H.

12 Устойчивый конфокальный контроль и разделение выхода

Устойчивый конфокальный резонатор служит вторым физически отличным контролем: в отличие от неустойчивого телескопа, он может накапливать большую внутрирезонаторную энергию и отдавать в кольцо другую её долю. Он сравнивается с исходной открытой конструкцией РНВ при трёх значениях накачки и общем протоколе конечного наблюдения. РНВ направляет в заданное кольцо большую долю зарегистрированного прямого выхода — в 2,97, 1,95 и 2,11 раза, — но абсолютный кольцевой поток не демонстрирует одинаковый порядок при любой накачке. Поэтому таблица 15 содержит оба показателя. В доступном интервале конфокальные поля не удовлетворяют всем критериям насыщенного режима, так что данные характеризуют наблюдаемое распределение выхода, а не универсальное преимущество установившегося КПД.

Таблица 15. Выход РНВ без экранов и конфокального контроля в конечном окне

R_p	Доля РНВ проценты	Доля контроля проценты	Отношение долей	Поток кольца РНВ	Поток кольца контроля
0.0052	5.5969	1.8861	2.9675	0.00871452	0.00626544
0.0060	5.7094	2.9307	1.9482	0.04703983	0.04886750
0.0065	5.6653	2.6890	2.1068	0.06960828	0.06091800

При накачке 0.006 РНВ удовлетворяет строгим конечным активным критериям, тогда как конфокальный случай ещё находится в переходе. Тем не менее его абсолютный кольцевой поток немного меньше конфокального значения. Все три конфокальных случая остаются неразрешёнными по полному набору критериев стационарности в записанном интервале. Поддерживаемый результат состоит в увеличении кольцевой доли и другом характере установления, а не в универсальном преимуществе стационарной мощности. Большая часть суммы кольца и внешнего растекания РНВ в этом исследовании без экранов лежит вне узкого кольца. Поэтому доли без экранов около 6% не объединяются с долями при экранах около 25–30%.

12.1 Независимое трёхсеточное сравнение резонаторов с экранами: РНВ, конфокальный и телескопический контроль

Для отделения влияния формы отражающей границы от предыдущего опыта без экранов проведено дополнительное сравнение с одинаковой областью усиления, накачкой 0,006, размерами апертуры, конечной затравкой, поглощающими границами и процедурой наблюдения для точного РНВ, согласованного сферического конфокального резонатора и неустойчивого телескопа M = 1,7. Каждая геометрия рассчитана на трёх заведомо умеренных сетках — 96, 128 и 160 точек на единицу длины — в течение 300 единиц времени после выключения когерентной затравки. Это предварительная проверка механизма вывода; она не подменяет согласованную серию по 900 единиц времени из раздела 9.

В таблице 16 приведены средний кольцевой поток и энергетический диагностический показатель поля за одни и те же последние 60 единиц времени. Поток сохранялся с высокой частотой выборки, а энергия — приблизительно через одну единицу времени. Оба средних заново вычислены непосредственно по рядам с временными метками; общее позднее окно исключает незаметное деление позднего потока на энергию из более раннего окна. Статусы «насыщенный кандидат» и «переход не завершён» соответствуют заранее заданным совокупным критериям активного состояния, а не визуальной оценке графика. Выбор последних 60 единиц для обоих показателей исключает деление позднего потока на энергию другого интервала.

Таблица 16. Короткое трёхсеточное сравнение геометрий с экранами при общей накачке

Сетка	Геометрия	Кольцевой поток, 60	U_diag, 60	Частота	Активный статус
96	РНВ	0.00609085	20.6444	8.51674	Переход не завершён
96	Конфокальный	0.03178779	385.3461	8.44174	Переход не завершён
96	Телескоп M = 1,7	0.00339353	50.8809	8.22507	Насыщенный кандидат
128	РНВ	0.00930673	19.5596	8.12532	Переход не завершён
128	Конфокальный	0.02134291	389.6286	7.87531	Переход не завершён
128	Телескоп M = 1,7	0.00455456	44.3181	7.88364	Насыщенный кандидат
160	РНВ	0.02270420	22.9739	8.80868	Насыщенный кандидат
160	Конфокальный	0.02893247	395.8338	7.89197	Переход не завершён
160	Телескоп M = 1,7	0.00718116	48.0021	7.90031	Насыщенный кандидат

Порядок кольцевых потоков РНВ и телескопа из длительного сравнения воспроизводится и в этом независимом коротком опыте: отношения РНВ/телескоп составляют 1,795; 2,043 и 3,162 на сетках 96, 128 и 160. По абсолютному кольцевому потоку РНВ, напротив, уступает конфокальному контролю на всех трёх коротких сетках. Однако конфокальный резонатор ни на одной из них не прошёл критерии стационарного активного состояния, а

РНВ не завершил переход на сетках 96 и 128. Следовательно, эти числа описывают зарегистрированный интервал, но не определяют порядок предельных установившихся мощностей. Значительные изменения частоты РНВ между сетками также не позволяют объявить доказанным продолжение одной пространственной моды.

12.2 Кольцевой вывод, нормированный на зарегистрированную энергию поля

Более конкретный диагностический показатель для предлагаемой архитектуры кольцевого вывода определяется как e_ring = ⟨Φ_ring⟩₆₀/⟨U_diag⟩₆₀. Числитель — знаковый осевой интеграл вектора Пойнтинга по заданному кольцевому монитору; знаменатель — интегральная энергетическая диагностика поля, возвращаемая решателем, но не энергия накачки и не полная энергия активной среды. В нормированной модели e_ring представляет собой величину типа скорости вывода относительно запаса поля; это не полный КПД и не дифференциальная эффективность лазера. Для числителя и знаменателя взяты одни и те же последние 60 единиц времени при их собственных шагах регистрации. Относительное сравнение с контролем имеет вид G_e = e_ring,PHB/e_ring,control.

Таблица 17. Отношение кольцевого потока к энергии поля в общем позднем окне

Сетка	РНВ e × 10⁴	Конфокальный e × 10⁴	Телескоп e × 10⁴	РНВ/телескоп	РНВ/конфокальный
96	2.9504	0.8249	0.6670	4.424	3.577
128	4.7581	0.5478	1.0277	4.630	8.686
160	9.8826	0.7309	1.4960	6.606	13.521

На сетке 160 показатель РНВ равен 9,8826 × 10⁻⁴, телескопа — 1,4960 × 10⁻⁴, конфокального резонатора — 0,7309 × 10⁻⁴. Поэтому зарегистрированные отношения составляют 6,606 к телескопу и 13,521 к конфокальному контролю. РНВ и телескоп на этой сетке выполняют конечные критерии активного состояния, что делает их согласованное сравнение информативнее конфокального отношения. Конфокальный резонатор ещё находится в переходе, а его энергетический показатель в заключительных окнах возрастает. Поэтому число 13,521 не доказывает стационарного преимущества РНВ. На сетках 96 и 128 полный набор критериев не выполнен уже самим РНВ; кажущийся рост e_ring и относительных отношений нельзя экстраполировать как признак сеточной сходимости.

Показатель вывода относительно запаса поля дополняет, но не заменяет абсолютный кольцевой поток и отношение кольца к внешнему растеканию, рассмотренные в разделах 10 и 12. Малый энергетический показатель полости может быть следствием повышенных утечек или изменённого насыщения усиления; имеющиеся данные не выделяют единственную причинную роль точного фокального закона. Отношения не являются коэффициентами преобразования энергии накачки, а изменение между сетками не доказывает численную сходимость. Решающее следующее испытание — длительное согласованное сравнение РНВ, конфокального резонатора и телескопа, где все три геометрии проходят одинаковые критерии насыщения, а кольцевой поток и учёт энергии активной среды демонстрируют сходимость.

13 Структура излучения и границы выводов о качестве пучка

13.1 Преобразование комплексного поля и угловые величины

Векторное преобразование ближнего поля в дальнее использует комплексные касательные электрическое и магнитное поля для построения эквивалентных поверхностных токов в однородном вакууме. Поля должны накапливаться на фактической частоте излучения, а поверхность — охватывать всё излучение, существенное для направления наблюдения [10,16]. Радиальная усреднённая по времени плотность мощности получается из Re(E ×

H*)/2. В осесимметричной передней полусфере угловое содержание вычисляется с мерой sinθ. Ширина связного лепестка и интегральный угол мощности характеризуют разные стороны диаграммы.

$$F(\theta) = \int [0,\theta]\, I(\vartheta)\sin\vartheta\, d\vartheta \,/\, \int [0,\pi/2]\, I(\vartheta)\sin\vartheta\, d\vartheta; \quad F(\theta_q) = q \quad (25)$$

Исходное сравнение на открытой поверхности на рисунке 18 показывает максимум в окрестности оси при наличии значительной широкой угловой структуры. Для PHB получены диагностические углы θ_{80} = 48,773° и θ_{90} = 54,520°, для телескопа — 51,771° и 59,267°. Эти значения характеризуют конкретный расчёт с открытым монитором и не подтверждают полное качество пучка. Ранее приведённая ширина PHB 4,498° охватывает разобщённые области выше половины максимума и не сохраняется как ширина одного центрального лепестка.

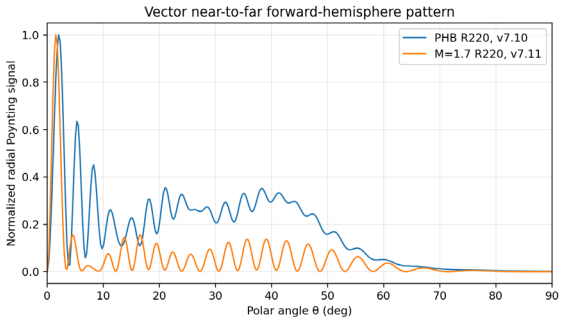

Рисунок 18. Исходная диаграмма векторного преобразования сохранена без реконструкции. Кривые нормированы для сравнения формы, а не абсолютной излучённой мощности. Они получены с открытых кольцевых поверхностей ближнего поля. Широкий фон и осциллирующая структура мотивируют последующую проверку чувствительности поверхности; этот рисунок не используется как доказательство сошедшегося качества пучка или лазерного КПД.

13.2 Проверка чувствительности поверхности при согласованной частоте

Проверка с согласованной частотой использует записанную основную частоту PHB 9.04233457 и накапливает три открытых монитора за одни поздние 180 единиц. Базовая поверхность расположена при z = 1.29563755 и занимает r от 0.95113636 до 1.48. Радиальный вариант сокращает интервал до 0.95568182–1.42. Осевой вариант сдвигает базовую поверхность к z = 1.35563755. Все поверхности находятся в вакууме за сохраняемой выходной кромкой, но ни одна не является замкнутой радиационной поверхностью. Таблица 18 даёт ширины связного лепестка и диагностические углы содержания, полученные по трём поверхностям в исследовании длительностью 900 единиц.

Таблица 18. Радиационная диагностика открытых поверхностей PHB при согласованной частоте

Поверхность	Угол максимума градусы	Связная ширина градусы	θ_{80} градусы	θ_{90} градусы
Базовая	2.0489	1.9385	48.7729	54.5197
Радиальный вариант	1.5492	1.7496	47.2738	52.7707
Осевой вариант	1.7990	1.9284	46.2743	52.0211

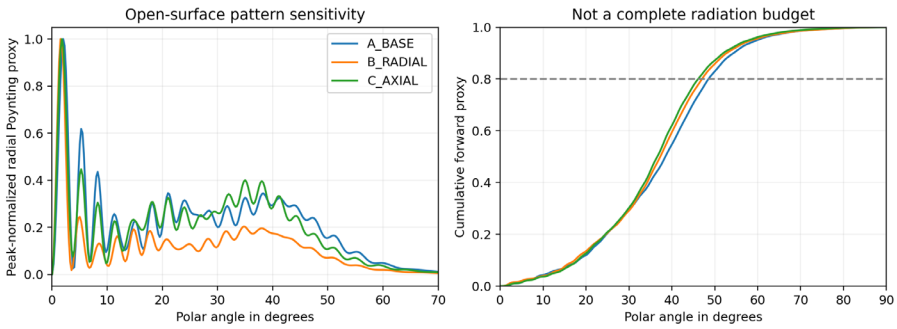

Рисунок 19. График из архива трёх мониторов с согласованной частотой. Каждая кривая относится к одному активному расчёту и частоте при изменении открытой поверхности. Расхождение формы с нормировкой на максимум достигает примерно 0.413 для радиального варианта и 0.178 для осевого. Эти изменения показывают сохраняющуюся зависимость диагностики, а не полную диаграмму излучения.

Связная ширина меняется примерно на 10% между базовой и радиальной поверхностями, а углы содержания сдвигаются на несколько градусов. Аналогичное исследование длительностью 600 единиц даёт сопоставимую чувствительность. Эти результаты устраняют проблему рассогласования частоты для выбранной диагностики PHB, но не проблему неполного охвата излучения или зависимости от открытой поверхности. Для PHB не установлены фактор распространения M^2, чистота поляризации, число Штреля или преимущество промышленной расходимости. Для такого утверждения требуются полная поверхность либо доказанно достаточная геометрия охвата, однородная внешняя область, частотно разрешённое интегрирование всех занятых мод и заданная оптика сбора. Кроме того, регулярность требует обращения в нуль азимутального электрического поля сектора $m = 0$ на оси; тёмный центр сам по себе не является специфичным эффектом PHB.

13.3 Согласование широкополосной и многомодовой картины и повторяемость позднего поля

Дополнительная многомодовая серия сохраняет десять частотных компонентов PHB и двенадцать компонентов телескопа. В заданной частотной полосе пяти датчиков выбранные интервалы охватывают приблизительно 98,97% и 99,999% веса предварительного спектра соответственно. Эти числа характеризуют представительность позднего спектра датчиков, но не являются долей всей излучённой мощности. У PHB зарегистрирована выраженная компонента около $f = 8{,}80868$; для телескопа сильная поздняя составляющая около $f = 7{,}90031$ явно включена в расширенный набор.

Для ведущей сохранённой компоненты PHB нормированное комплексное пространственное перекрытие E_phi между поздними окнами A и B составляет приблизительно 0,999999. Воспроизводимая пространственная структура сопровождает результаты длительного поддержания поля и подтверждает стабильность выбранного пространственного рисунка в пределах наблюдаемых интервалов. Это результат проверки конечных временных окон, а не доказательство абсолютно одномодовой генерации или тождественности одной собственной моды при изменении сетки.

Векторные угловые показатели по E_phi и H_r на конечных плоскостях дают дополнительную информацию о геометрии излучения, тогда как главным сравнительным энергетическим результатом остаётся прямой широкополосный интеграл Пойнтинга во временной области. Угловое преобразование с конечной плоскости само по себе не определяет физическую мощность, принимаемую замкнутой калиброванной внешней оптической системой.

14 Энергетический учёт и смысл КПД

Больший зарегистрированный поток открывает инженерную возможность, но не означает автоматически более высокий КПД лазера. Для недисперсионного фонового материала обычная энергия поля равна $U_0 = \int(\varepsilon_b|E|^2 + |H|^2)dV/2$. После выключения когерентной затравки теорема Пойнтинга связывает скорость её изменения и поток через замкнутую поверхность с работой активной поляризации. Накачиваемая среда дополнительно хранит энергию возбуждения и испытывает безызлучательную релаксацию, тогда как диагностическая величина решателя U_diag включает $E \cdot D$ и может не совпадать ни с U_0, ни с полной энергией поля и среды. Поэтому мы отдельно рассматриваем (i) зарегистрированное излучение, (ii) поток относительно зарегистрированной энергии поля и (iii) истинный коэффициент преобразования поглощённой накачки, который здесь ещё не измерен.

$$dU_0/dt + \oint S \cdot n\, dA = -\int E \cdot \partial_t P\, dV \quad (26)$$

$$d(U_0 + U_{medium})/dt + P_{out} + P_{diss} = P_{pump} \quad (27)$$

Граничная диагностика на сетке 160 при длительности 420 измеряет оба осевых диска и радиальную сторону цилиндра внутри поглощающих слоёв. Её заданное усреднение последних 84 единиц даёт выходящие суммы 4.41933 для РНВ и 4.25422 для телескопа, намного превышающие потоки узкого кольца. Радиальный вклад преобладает и не может быть исключён. Таблица 19 сохраняет эту обработку и приводит dU_diag/dt + P_closed как диагностический остаток. Он не является измерением мощности накачки или работы поляризации, поскольку U_diag отличается от U_0, а полная энергия активной среды не записана.

Таблица 19. Полевая и граничная диагностика на сетке 160 с усреднением по t = 336–420

Величина	РНВ	Телескоп M = 1.7
Кольцевой поток	0.02332168	0.00767280
Среднее U_diag в контрольном цилиндре	29.597532	60.245790
Сумма исходящего замкнутого потока	4.419330	4.254224
dU_diag/dt + P_closed	4.424633	4.251650

Диагностический цилиндр отличается от полостной области таблиц 8 и 14; их значения энергии нельзя объединять. Проверка чувствительности к окну на тех же записях длительностью 420 при усреднении последних 60 единиц даёт кольцевой поток РНВ 0.02334343 и замкнутый поток 4.422111, а для телескопа — 0.00746688 и 4.311957. Отношения кольцевого потока к замкнутому приблизительно равны 0.528% и 0.173%. Редкие мгновенные отсчёты не дают сошедшегося радиометрического баланса потерь, и эти проценты не являются КПД. Для преобразования накачки требуется $\eta = P_{useful}/P_{pump}$ с фиксированными поверхностью сбора, спектром и угловым допуском; для дифференциального КПД требуется dP_{useful}/dP_{pump}. Ни один из этих знаменателей не задаётся U_diag или безразмерной скоростью перехода.

Независимая короткая серия с экранами даёт дополнительное наблюдение относительно вывода и запаса поля. При усреднении кольцевого потока и энергетического показателя за одинаковое заключительное окно РНВ имеет на сетке 160 показатель кольцевого вывода относительно поля в 6,606 раза выше, чем согласованный неустойчивый телескоп. Более

высокое отношение 13,521 к конфокальному контролю предварительно, поскольку тот не достиг стационарного активного состояния. Эти результаты обосновывают дальнейшее исследование связи геометрии с выходным каналом, но не являются доказательством полного КПД накачки или единственной роли выбранного фокального семейства в волновом отклике.

Широкополосный вывод относительно регистрируемой энергии внутреннего поля

Дополнительная активная серия позволяет сопоставить широкополосный внешний поток с диагностическим показателем энергии поля, усреднённым в тех же поздних окнах. На сетке 160 поток РНВ через дальнюю плоскость превосходит телескопический приблизительно в 2,44–2,57 раза, хотя регистрируемая внутренняя энергия поля РНВ составляет около половины телескопической. Отношение показателей (дальний поток)/(внутренняя диагностика поля) между РНВ и телескопом составляет приблизительно 5,10–5,37 в двух поздних окнах. Это относительная характеристика вывода на единицу зарегистрированного поля, а не КПД преобразования энергии накачки.

На сетке 192 дополнительный баланс в контрольном объёме непосредственно разрешает боковой поток наружу. В окне A уменьшение осевого потока между плоскостями составляет около 0,002591 для РНВ при боковом потоке 0,002639; в окне B соответствующие величины равны приблизительно 0,002114 и 0,002250. Относительные невязки вакуумного слоя составляют около 0,182% и 0,608% от потока ближней плоскости. Для согласованного телескопа эти невязки составляют около 0,051% и 0,0043%. РНВ на сетке 224 имеет невязки около 0,386% и 0,294%. Числовые величины приведены в таблице 22.

Эта проверка непосредственно подтверждает перераспределение энергии в рассчитанном электромагнитном поле. На сетке 192 доля бокового потока от ближнего потока РНВ составляет около 10,0–10,1%, у телескопа — около 1,24–1,26%; на сетке 224 у РНВ получено приблизительно 10,2%. Конечный вакуумный слой не образует замкнутую контрольную поверхность вокруг всей активной среды; полученные данные не калибруют мощность накачки и не определяют полный КПД промышленного лазера. Они обнаруживают конкретный канал вывода, существенный для проектирования будущей собирающей оптики.

Новая парная запись для сетки 224 расширяет сравнение вывода с запасённой энергией. В окне A диагностическая энергия телескопа равна 40,75750, а РНВ — приблизительно 21,64; соответствующие отношения дальнего потока к энергии равны 0,00030373 для телескопа и 0,00080211 для РНВ (отношение 2,6408). В окне B соответствующие показатели равны 0,00030456 и 0,00079896 (отношение 2,6233). Приведённая энергия — интеграл диагностического электромагнитного поля по заявленной области, а не запасённая энергия инверсии и не поглощённая энергия накачки.

Для каждой доступной парной сетки независимо пересчитанное соотношение Пойнтинга в вакуумном слое между двумя общими внешними плоскостями имеет вид $P_{ближ} - P_{даль} \approx P_{бок}$. Среди двенадцати сочетаний сетки, модели и окна, сведённых в таблицу 25, относительная невязка $|P_{ближ} - P_{даль} - P_{бок}|/|P_{ближ}|$ не превышает 0,608%. На сетке 224 РНВ переносит через цилиндрическую боковую поверхность около 10,2% ближнего потока наружу, а телескоп — около 2,91%. Эта проверка относится к перераспределению излучения в вакууме и численному энергетическому учёту, но не является полным балансом лазера с накачкой. Для количественного КПД нужны поглощённая мощность накачки, энергия населённостей, потери в материалах и собранная излучательная мощность с заданной угловой апертурой.

Комплексные поля на выбранных частотах позволяют непосредственно пересчитать гармонический осевой поток $P_z(f) = 2\pi\int r[-\mathrm{Re}(E_\varphi\, H_r^*)/2]dr$. Для точного РНВ на сетке 160 в окне A дальний поток через номинальное кольцо $0{,}95 \le r \le 1{,}00$ составляет $3{,}31869\times10^{-8}$ (0,412% общего потока) при $f = 7{,}900310$, $6{,}71218\times10^{-6}$ (0,441%) при $f = 8{,}141980$ и $3{,}14152\times10^{-5}$ (0,764%) при $f = 8{,}808680$. Это три выбранные гармоники, а не полный широкополосный интеграл через кольцо; на данных частотах большая часть регистрируемого дальнего потока приходится на радиусы вне номинального кольца. Частотно-интегрированная временная запись с разрешением по радиальным интервалам в этих новых выходных данных не сохранена.

15 Обсуждение вклада и альтернативных объяснений

Теперь центральный научный вклад можно сформулировать, не предполагая предварительного знакомства читателя с РНВ или ГВИ. Задано воспроизводимое неквадратичное семейство зеркал, для которого точно известна ограниченная последовательность отражений, и исследовано его применение как границы волнового резонатора с насыщаемым усилением. Зарегистрированные потоки показывают, что одна и та же геометрия может влиять как на поддерживаемое накачкой активное поле, так и на пути вывода его энергии. Это конкретнее давно известного утверждения о влиянии формы зеркала: получена проверяемая связь между точным предписанием поверхности, условным законом переноса и нелинейным электромагнитным откликом.

Сравнительные наблюдения позволяют точно определить открывающуюся возможность. При заданном протоколе локального кольцевого сбора РНВ выдаёт больше энергии, чем исследованный неустойчивый телескоп и обе близкие деформации знака ± в длительной активной серии. По отдельному широкополосному протоколу на общей внешней плоскости он также превосходит тот же телескоп на трёх конечных сетках. Однако деформация +5% способна обеспечить больший абсолютный дальний поток, а сильно накапливающий энергию конфокальный контроль может иметь другой порядок при нормировке локального вывода на запас энергии. Следовательно, научный результат — измеряемая возможность выбирать распределение выхода посредством геометрии, а не универсальная победа одной формы по всем оптическим критериям.

Какой именно волновой механизм создаёт различия, остаётся открытым, но строго поставленным вопросом. Форма зеркала меняет дифракцию, модовые частоты, перекрытие с усилением, радиационные потери и фазу выходящего поля. Точное фокально-сопряжённое отображение лучей является сильной математической особенностью конструкции, но выполненные проверки комплексного поля не показывают доминирования этих направлений над простыми осевыми компонентами активного поля. Доказана чувствительность к полной отражающей границе; для установления собственно фокального волнового вклада нужен более селективный тест. Торические, асферические конструкции и резонаторы с неравномерным увеличением [12–15] признаются важными предшественниками; особое содержание настоящей работы определяется раскрытой формулой РНВ и условным законом кольцевого перехвата.

Конечноволновая дифракция также ограничивает буквальную интерпретацию сбора лучей. Точное согласованное семейство занимает ограниченное подмножество лучевого фазового пространства; лазерная мода является когерентным полем, выбираемым усилением и граничными условиями. Активный расчёт не устанавливает долю первоначально испущенных фотонов, принадлежащих этому лучевому семейству, а наблюдаемая кольцевая доля значительно меньше единицы. Поэтому было бы неверно выводить больший КПД только из утверждения, что РНВ принимает каждый внутренний луч, направленный к фокальному кольцу. Полезное утверждение состоит в проверяемом

геометрически обусловленном перераспределении активно поддерживаемого поля при раскрытых условиях сравнения.

15.1 Прямые полевые проверки фокальной интерпретации

Рост выхода, специфичный для границы, сам по себе не является измерением фокального переноса внутри волны. Для более прямой проверки предлагаемой интерпретации локальная двухволновая модель аппроксимирует сохранённое комплексное векторное поле двумя встречными направлениями поляризации. Фокальная пара использует внешние сопряжённые направления, осевая пара — осевые встречные волны, а пара с ложным фокусом даёт сравнение. Объяснённая норма равна $1 - ||Y - Y_fit||^2_w / ||Y||^2_w$ при заданном цилиндрическом весе. Направления заданы, а локальные комплексные амплитуды подбираются. Это сравнение моделей в выбранной области, а не разложение оптической энергии на физически ортогональные моды.

В центральной области измерения $0.17 \le r \le 0.83$ и $|z| \le 0.72$ объяснённые нормы фокальной и осевой моделей приблизительно равны 90.48% и 91.64% для PHB. Они составляют 93.14% и 97.43% для +5% и 95.78% и 98.56% для телескопа. Рисунок 20 сохраняет сравнение скрипта между фокальной и осевой аппроксимациями в этой области и во второй фиксированной осевой области, обозначенной в исходном выходе как near mirrors. Фокальная пара там не превосходит осевую. Эти наблюдения не отрицают возможности фокальной компоненты; они показывают, что данная малоразмерная аппроксимация не даёт различающего положительного доказательства её доминирования.

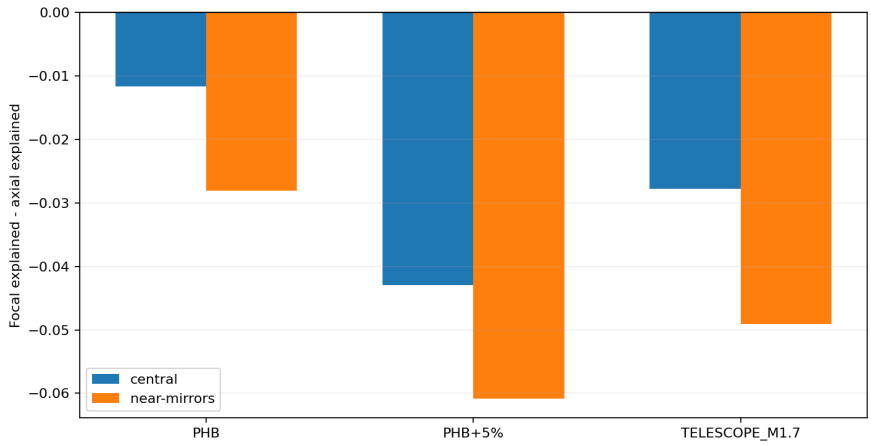

Рисунок 20. Исходное сравнение моделей комплексного поля. Ордината — объяснённая норма фокальной модели минус объяснённая норма осевой. Central означает $0.17 \le r \le 0.83$ и $|z| \le 0.72$; исходное обозначение near mirrors относится к фиксированной области $0.72 \le |z| \le 0.97$ в том же радиальном интервале. Это не отступ, отсчитываемый от фактической криволинейной стенки. Отрицательные значения поддерживают осевую пару в этой ограниченной проверке аппроксимации и не являются отрицательными долями энергии.

Более локальная проверка следует фактическому криволинейному зеркалу при внутренних осевых отступах 0.04, 0.09 и 0.16, а не использует фиксированную прямоугольную область. У правой стенки PHB при отступе 0.09 в окне B аппроксимации фокальной и фактической зеркально сопряжённой парой дают 0.784173 и 0.784173, что согласуется с геометрическим тождеством отражения, но осевая пара даёт 0.924364. Соответствующие нормированные среднеквадратичные ошибки фазового градиента равны 0.482255 для фокального предсказания, 0.216999 для осевого и 0.186431 для сравнения с ложным фокусом. Поэтому согласование геометрических зеркальных направлений отличается от доминирования в наблюдаемом комплексном поле. Прямые проверки ограничивают механистическое утверждение сильнее, чем одно благоприятное отношение кольцевых потоков.

15.2 Что установлено совокупностью данных

Совокупность результатов образует последовательность самостоятельных утверждений: заданная поверхность РНВ; точное отображение выбранного лучевого семейства; пассивные конечноволновые резонансы; поддерживаемые накачкой активные состояния в определённой двухуровневой модели; управляемые изменения локального и удалённо измеренного излучения. Геометрическая теорема имеет наиболее строгий аналитический статус. Активные сравнения представляют численные свидетельства на конечных сетках, а не экспериментально измеренный КПД преобразования. Те же данные определяют границы интерпретации: широкоугловые лучи, пассивная добротность и фокальные проекции комплексного поля не всегда благоприятствуют РНВ. Ясное указание этих границ делает новую архитектуру экспериментально опровержимой, не требуя ссылаться лишь на название предлагаемого направления.

Общее положение о том, что изменение границ меняет волновые решения, принадлежит известной физике. Предлагаемый вклад ГВИ состоит в аналитическом способе выбора и проверки конкретных границ, а не в новой силе или замене дифракционной теории. Настоящее задание РНВ отличается от кругового тора и центрированного гиперболоида, но обобщённые торические резонаторы и резонаторы с неравномерным увеличением являются близкими предшественниками [12–15]. Поиск, ограниченный доступными аннотациями, не устанавливает беспрецедентность каждой части совместного задания. Раскрытые формулы и наборы данных позволяют выполнить такое точное историческое и физическое сопоставление; активные результаты составляют модельный вклад настоящей работы.

Таблица 20. Доказательные границы предлагаемой активной архитектуры

Вопрос	Установленный результат	Сохраняющаяся граница
Точный перенос	Условное меридиональное сжатие и перехват апертурой	Общие косые лучи и полная волновая интенсивность
Пассивная полость	Шесть разрешённых по секторам резонансных траекторий	Полный спектр и универсальное преимущество добротности
Активный режим	Пороговый интервал и ограниченные состояния без затравки	Бесконечновременная и трёхмерная устойчивость
Сравнение с телескопом	Больший локальный кольцевой поток на трёх сетках	Обратное ранжирование узкого кольца на общей внешней плоскости; нет предельного отношения
Близкая деформация	Больший локальный кольцевой поток, чем у обеих деформаций (но не максимум широкополосного потока через дальнюю плоскость)	Уникальная фокальная причинность и глобальный оптимум
Конфокальное сравнение	Большая кольцевая доля в трёх конечных окнах	Преимущество стационарной полной мощности
Излучение	Чувствительность открытых поверхностей при согласованной частоте	Сошедшаяся диаграмма и M^2
КПД	Сравнительная диагностика вывода	Ватты накачки и полный энергетический баланс среды

Вопрос	Установленный результат	Сохраняющаяся граница
Спектральные ветви	Семь общих локальных семейств-кандидатов	Полная векторная модовая мощность и исключение наложения частот
Прямая проверка фокального поля	Геометрическое тождество отражения подтверждено	Осевые модели превосходят проверенные фокальные
Распространение к общей плоскости	Радиальное перераспределение и смена кольцевого ранжирования	Полная собираемая мощность и оптика сбора

15.3 Угловой спектр, альтернативные механизмы и чувствительность к допуску

Повторный анализ архивных комплексных полей Eφ из V7.21.1 использует локализованные двумерные пространственные преобразования Фурье (окна Габора). Для окна B и допуска ±10° спектральные доли вблизи предписанных фокальных направлений составляют 21,43% для точного PHB, 22,69% для его деформации +5% и 21,11% для телескопа M = 1,7. Для почти осевых направлений они равны соответственно 14,81%, 35,42% и 51,06%. Отношения фокальных и осевых спектральных весов составляют около 1,447; 0,640 и 0,413. Уменьшение осевого спектрального вклада у точного PHB является значимым показателем геометрически обусловленной пространственной организации поля именно при этой ширине окна и допуске.

Указанные доли не являются мощностями независимых лазерных мод: пространственные окна пересекаются, спектральный вес одной электрической компоненты не равен потоку Пойнтинга, а угловые интервалы не образуют ортогонального модового базиса. При деформации +5% абсолютный фокально ориентированный вес даже немного увеличивается. При расширении допуска до ±15° отношение фокального и осевого весов для PHB изменяется приблизительно до 0,792. Отдельные проверки направлений вектора Пойнтинга и локальная аппроксимация комплексного поля встречными волнами не установили доминирования исключительно фокального механизма; в центральной области осевая модель объясняет 91,64% нормы PHB против 90,48% у назначенной фокальной модели. Положительный результат относится к управляемому угловому спектральному балансу, а не к эксклюзивной причинности фокального закона.

Для различения механизмов в последующих исследованиях необходимо прослеживать одну и ту же комплексную активную моду при непрерывной деформации профиля, сохраняя положение полосы усиления и плоскость приёма, и одновременно измерять нарушение фокального отображения, модовое перекрытие, принятую излучённую мощность и наружные утечки. Сравнение нужно вести с оптимизированным, а не единственным номинальным телескопом. Это программа опровержимых проверок, а не дополнительный результат нынешних архивов.

15.4 Совокупная сравнительная доказательная база активного геометрически определённого резонатора

Доказательная база образует единую физическую последовательность. Для границы PHB выведены точное условное лучевое отображение и аналитическое положение кольцевого перехвата. Независимые расчёты Максвелла выявляют пассивные резонансы; моделирование Максвелла — Блоха при накачке демонстрирует ограниченные поля после завершения начального когерентного возбуждения; согласованные сравнения показывают зависимые от геометрии изменения кольцевого и внешнего потоков. Эти проверки связывают геометрическую теорему с поведением активной волновой системы, не предполагая заранее, что выбранное семейство лучей доминирует в лазерном поле.

Практически важный смысл результатов не сводится к тому, что одна полость запасает больше оптической энергии. В заданных согласованных сравнениях РНВ способен выводить больше излучения на выбранную поверхность регистрации, имея при этом меньшую зарегистрированную внутреннюю энергию поля, чем традиционный контроль. Изменение потока между ближней и дальней плоскостями частично объясняется измеренным боковым переносом Пойнтинга, который реальный коллектор должен уметь собирать. Близкие деформации со знаком ± дополнительно показывают роль измеряемой величины: точный РНВ благоприятен для длительного локального кольцевого вывода, а положительная деформация — для широкополосного дальнего вывода на одной сетке. Совокупность результатов указывает на экспериментально проверяемый способ настройки выходной связи и модового отклика формой зеркала, не утверждая умножения энергии или универсального оптимума поверхности.

Завершённый расчёт телескопа на сетке 224 и серия знаковых возмущений на сетке 160 усиливают два логически независимых утверждения: (i) точное задание РНВ поддерживает активное состояние с внешним излучением и более высоким зарегистрированным широкополосным потоком, чем выбранный неустойчивый телескоп, на трёх конечных сетках; (ii) контролируемые изменения точной границы изменяют пространственный перенос мощности и активный спектр. Эти результаты не доказывают, что аналитически точная поверхность максимизирует полную собираемую мощность среди близких свободных форм. В частности, вариант +5% выводит больше широкополосной энергии через заданную внешнюю плоскость, хотя его показатель запасённой энергии поля существенно выше. Строгая причинная идентификация условного фокального переноса требует отслеживания одной и той же активной спектральной ветви при контролируемом нарушении фокального закона и разрешения локального волнового вектора/потока энергии при сопоставимых перекрытии с усилением, радиационных потерях и внешнем сборе. Двухволновые аппроксимации комплексного поля из раздела 15.1 лучше описываются осевым, чем выбранным фокальным базисом в проверенной центральной области; доминирование фокальных волн не доказано.

16 Значение для мощных газодинамических лазеров

16.1 Физически определённая кандидатная архитектура

Лабораторная реализация предполагает размещение активной усиливающей среды между двумя противоположными отражающими поверхностями РНВ; выходной канал образуется усечением одной из них. Излучение будет собираться калиброванным кольцевым коллектором с дополнительным перехватом радиально уходящего потока. Это оптическая архитектура, а не новая активная лазерная среда. Реальные зеркала должны иметь известные амплитуду и фазу отражения на рабочей длине волны, а коллектор — принимать распространившееся поле, а не только номинальную геометрическую апертуру. Поэтому первая экспериментальная задача состоит в воспроизведении пространственных признаков вывода при контролируемой накачке и регистрации, а не в демонстрации промышленной мощности в первом образце.

Моделирование мотивирует такой эксперимент тем, что предписанная форма границы позволяет получать различные каналы выходной энергии и активные спектральные состояния, иногда при большем зарегистрированном потоке на единицу энергии поля. Практической выгодой стала бы большая мощность, принятая одинаковой внешней оптикой при равной поглощённой накачке, с приемлемым качеством пучка и температурой зеркал. Однако эти последние условия — инженерные цели, а не измеренные следствия данной нормированной модели. Тем самым устройство представляет собой проверяемую

программу разработки: РНВ должен превзойти индивидуально оптимизированные традиционные альтернативы по выбранному показателю собираемой мощности.

16.2 Молекулярное течение, тепловая нагрузка и масштабирование

Расчёт движущейся молекулярной среды должен заменить двухуровневые уравнения соответствующей системой колебательных и вращательных уровней с переносом. Схематически каждая населённость n_i подчиняется $\partial_t n_i + \nabla \cdot (v n_i) = C_i(n,T,p) + R_i(E)$ в связи с законами сохранения газа и оптическим полем. Столкновительный член C_i и вынужденный член R_i должны задаваться для выбранной смеси CO_2 или CO и процесса накачки. Зависящие от температуры контуры линий и градиенты показателя преломления могут менять как усиление, так и фазу. Стационарный однородный параметр плотности не может заменять эти процессы.

Тепловая нагрузка зеркал требует знания поглощения, локального углового и поляризационного поля и теплоотвода. Поглощённый оптический поток должен входить в модель тепловой и упругой деформации, обновляющую поверхность и фазу отражения. Математические знакопеременные возмущения этой статьи являются фиксированными заданными профилями; они не представляют динамически деформируемых зеркал, адаптивной оптики или термоупругого расчёта. Тем не менее их отклик важен для исследований допусков, поскольку показывает, что умеренные изменения формы могут существенно менять модовый выбор и кольцевой вывод. Реальная спецификация допусков потребует базиса производственных и тепловых искажений, включая скругление вершины, ошибку кромки, наклон и смещение осей.

Подобие вакуумной геометрии не решает задачу масштабирования мощности. Если все длины и длина волны умножаются на один коэффициент, безразмерная идеальная геометрия Максвелла сохраняется. Реальный лазер обычно увеличивает апертуру при сохранении молекулярной длины волны, меняя число длин волн поперёк устройства и число Френеля. Рассматриваемый базовый случай содержит лишь около девяти активных длин волн на радиальную единицу. Простое присвоение инфракрасной длины волны его нормированной частоте даёт микромасштабную геометрию, а не газовый лазер с сантиметровой апертурой. Поэтому крупноапертурная реализация должна рассчитываться в своём фактическом масштабе, предпочтительно посредством проверенных многомасштабных или дифракционных методов распространения, связанных с реалистичным усилением. Из одного масштабирования данного потока не выводится ваттный или мегаваттный уровень.

16.3 Решающее сравнение для полезного мощного режима

Следующее решающее сравнение должно использовать точный РНВ, оба знака близкой деформации и оптимизированные традиционные устойчивые и неустойчивые варианты при общем физическом объёме усиления, энергии накачки и оптике сбора. Полезная мощность должна интегрироваться в фиксированных спектральной и угловой апертурах, а полные боковые и обратные потери — измеряться. Полные трёхмерные возмущения должны проверять неосесимметричные моды и конкуренцию за одну инверсию. Реальная зеркальная модель и вызванные течением фазовые изменения должны затем определить, сохраняется ли преимущество выхода, удовлетворяет ли распространение пучка прикладным требованиям и позволяют ли тепловые и прочностные пределы зеркал увеличивать мощность.

Лабораторная проверка может начинаться на малой мощности с геометрически точными зеркалами и одной измеренной средой усиления в последовательных конфигурациях полости. Это проверяет перераспределение выхода без зависимости масштабирования мощности от непроверенной материальной модели. Положительный результат

мотивировал бы демонстрацию движущейся среды усиления с калиброванной накачкой и полным оптическим сбором. Отрицательный результат позволил бы установить, возникло ли численное преимущество из-за дискретизации, ограниченного активного сектора, общей узкой апертуры или идеального отражения. Такая последовательность непосредственно проверяема. Имеющаяся доказательная база предлагает дополнительную архитектуру резонатора для исследований больших мощностей; она не устанавливает новых пределов осуществимости термоядерных драйверов или других приложений экстремальной мощности.

16.4 Собирающая оптика и контролируемая лабораторная реализация

Первая реализация может проверить кольцевую связь при малой оптической мощности до газодинамического масштабирования. Два изготовленных или реплицированных отражателя с гиперболическим меридианом должны сохранять раскрытое отношение a:b:R и измеренную кольцевую ширину при отдельно заданном скруглении вершины. Стационарный образец усиления с измеренной линией возле выбранной оптической частоты и зеркала с измеренным комплексным коэффициентом отражения заменят идеализации PEC и феноменологического усиления. Соответствующая безразмерная оптическая частота должна сохраняться или целенаправленно сканироваться; макроскопический прототип при фиксированной длине волны относится к новому отношению длины волны к апертуре и требует собственного волнового расчёта. Работа накачки, выключение затравки и все детекторные апертуры должны измеряться, а не выводиться из номинальной геометрии.

Усиленный выход возле кромки мотивирует расположение сборщика близко к кольцевому отверстию с последующей калиброванной передающей оптикой, принимающей измеренное радиальное расширение наружу. Второй датчик на общей внешней плоскости должен интегрировать как исходное кольцо, так и постепенно расширяемые радиальные интервалы. Такая схема проверяет, может ли сборщик принять перераспределённое излучение PHB, не предполагая сохранения мощности внутри $r_s < r < R$. Критерий — полная принятая оптическая мощность при фиксированной работе накачки, спектральном и угловом допусках с применением одной передающей оптики к PHB и оптимизированным контролям. Возврат перераспределённого излучения сборщиком является инженерной гипотезой; настоящие данные демонстрируют необходимость этой проверки, а не её успешный исход.

16.5 Физическое масштабирование мощности и специфическая возможность кольцевого вывода PHB

Возможная ценность PHB для сверхмощных лазеров состоит не в механическом умножении найденного отношения локальных потоков, а в потенциальном управлении выводной связью и распределением оптической нагрузки внутри большого усиливающего объёма, где одновременно существенны теплоотвод, дифракция, насыщение усиления и повреждение зеркал. Кольцевой выход большой площади теоретически может обеспечивать вывод без прохождения всего излучения через ось, а собирающая оптика — принимать экспериментально обнаруженный радиальный разлёт. Пока это инженерная гипотеза. Смена знака преимущества на общей внешней плоскости показывает её зависимость от геометрии сборщика. Ни повышение полного КПД, ни новый предел достижимой лазерной мощности ещё не продемонстрированы.

При фиксированной длине волны λ и заданном угловом допуске существенны отношения R/λ и число Френеля $N_F \approx A^2/(\lambda L_c)$, где A — характерный размер апертуры, L_c — длина резонатора. Предельный рост мощности ограничивается распределённым насыщенным коэффициентом усиления $g_{sat}(r,z,t)$, запасом извлекаемой инверсии и энергии накачки, допустимой плотностью мощности и энергетической экспозицией

зеркал, термодеформацией, временем пребывания газа и конкуренцией мод. Ориентировочная граница E_полезн ≤ η_сбора E_доступн при 0 ≤ η_сбора ≤ 1 выражает энергетическое ограничение, а не специальное предсказание для PHB. Для площади сбора A_сбора и предельно допустимой интенсивности I_предел необходим также контроль P_пад/A_сбора ≤ I_предел с отдельным измерением локальных максимумов интенсивности.

Для проверки масштабирования следует сопоставлять PHB и традиционные контролируемые резонаторы при одинаковой физической работе накачки, составе и объёме активного газа, спектральной линии и числовой апертуре сборщика. Непрерывная мощность, энергия импульса, пиковая мощность и КПД питающей установки — разные величины, которые нельзя смешивать. Нужны трёхмерное истощение инверсии, неосесимметричная устойчивость и термодеформации, отсутствующие в нынешней осесимметричной модели m = 0 с идеальным проводником. Нельзя по несошедшемуся нормированному локальному потоку объявлять уже полученные мегаватты, гигаватты или тераватты.

16.6 Возможное применение в инерциальном термоядерном синтезе: научные границы гипотезы

Инерциальный термоядерный синтез представляет собой перспективную, но пока исключительно прогнозную область применения геометрически проектируемых высокоэнергетических лазерных систем. На Национальной установке зажигания (NIF) в декабре 2022 года был продемонстрирован термоядерный режим при подаче на мишень точно сформированного ультрафиолетового импульса 351 нм энергией 2,05 МДж и получении 3,15 МДж энергии термоядерных реакций [17,18]. Ливерморская лаборатория также сообщила об эксперименте апреля 2025 года с приблизительно 2,08 МДж лазерной энергии, пиковой лазерной мощностью 456 ТВт и выходом около 8,6 МДж термоядерной энергии [17]. Это показатели принципиально иной, чрезвычайно тщательно спроектированной установки; они не являются прогнозом выходной мощности PHB.

Спектральное несоответствие принципиально: типичный газодинамический CO_2-лазер излучает около 10,6 мкм, тогда как в NIF исходное излучение твердотельного лазера 1053 нм преобразуется в третью гармонику 351 нм [18,20]. Длинноволновое облучение меняет критическую плотность плазмы, взаимодействие с мишенью, пороги лазерно-плазменных неустойчивостей и предварительный нагрев быстрыми электронами; в физике инерциального синтеза переход к коротким волнам имеет известное обоснование [19]. Резонатор PHB сам по себе не изменяет молекулярный переход и не осуществляет высокоэффективное преобразование частоты. Равным образом не доказаны формирование наносекундных импульсов, баланс многих пучков, симметрия сжатия мишени, стойкость оптики, повторяемость импульсов и энергетический выигрыш электростанции.

Разумно различать три исследовательских направления, все пока непроверенные: (i) повышение полноты сбора или снижение локальной оптической нагрузки в газовом высокосреднемощном источнике, обслуживающем плазменные исследования, диагностику и испытания материалов, но не обязательно непосредственно зажигающем мишень; (ii) использование PHB-подобной схемы крупноапертурного вывода в отдельно обоснованной коротковолновой лазерной архитектуре с проверкой совместимых мод и покрытий; (iii) согласование кольцевого пучка с обычной передающей оптикой в иной высокоэнергетической установке. Третий вариант не создаёт энергию: он способен лишь перенаправить и, возможно, лучше собрать уже имеющееся излучение.

Заявление о термоядерном драйвере потребует абсолютно калиброванной энергии импульса на мишени при нужной длине волны, временной форме, наведении, гладкости фронта и допустимом облучении мишени, а также полного учёта потерь, стойкости

оптики и энергозатрат установки. Пока таких измерений нет, утверждать, что РНВ уже превышает пределы мощности классических резонаторов либо способен обеспечить термоядерное зажигание, было бы научно некорректно. Его достоинство — новый аналитически определённый кандидат, допускающий последовательную количественную проверку.

16.7 Программа масштабирования и условия принятия или отклонения гипотезы

Этап I: изготовить маломощный РНВ и контролируемые варианты деформации ±5%, конфокальный и оптимизированный неустойчивый контроль при одинаковой среде, измеренной отражательной способности и энергии накачки. Измерить комплексные пространственные поля, полный осевой и радиальный баланс Пойнтинга, переданную мощность при фиксированной числовой апертуре, спектр и насыщение усиления. Этап II: изменять физические размеры при неизменной молекулярной длине волны, а не переносить напрямую результат нормированной модели R = 1; включить конечную проводимость зеркал и реальные течение, температуру, турбулентность показателя преломления, колебательную кинетику и деформации. Этап III: подтвердить повторяемое масштабирование с измерением абсолютной работы накачки, общего и дифференциального КПД, качества пучка и тепловой нагрузки. Только затем рассматривать специализированную высокоэнергетическую или термоядерную систему в сравнении с существующими технологиями.

Решающий показатель должен иметь вид статистически и численно обоснованного положительного превышения P_принятая,РНВ над P_принятая,оптимизированный контроль при совпадающей работе накачки, одной внешней оптике и подтверждённой сходимости сетки и апертуры, без неприемлемого ухудшения волнового фронта, спектральной чистоты, устойчивости или срока службы. Невыполнение этого неравенства опровергнет заявленную практическую выгоду, но не отменит доказанный точный лучевой закон РНВ и наблюдаемое локальное перераспределение энергии. Такое разделение сохраняет научное значение геометрического результата и проверяемость инженерной программы.

16.8 Сводные подтверждённые преимущества и перспективы масштабирования мощности

Интерес к РНВ для перспективных мощных молекулярных и газодинамических лазеров теперь можно сформулировать ясно: геометрия его зеркал даёт явно заданный способ согласовать выделенный лучевой путь обратной связи, кольцевой выход и пространственное распределение волновых потерь. Численные опыты показывают ограниченные колебания при накачке и зависимость излучения от формы; сравнения на общей внешней плоскости выявляют больший широкополосный зарегистрированный поток, чем у заданного телескопа M = 1,7, на трёх конечных сетках. Это кандидат на совместное проектирование обратной связи, выходного канала и бокового коллектора. Существующие кольцевые, торические и асферические резонаторы [3–5,12–15] остаются важными технологиями для сопоставления; отличительный вклад РНВ — точное предписание радиально смещённой гиперболы, условный аналитический закон перехвата и открытые активные волновые проверки.

Взаимно дополняющие результаты следующие: (i) точный ограниченный меридиональный перенос с заранее определённым конечным кольцевым перехватом; (ii) пассивные резонансы на неквадратичной границе; (iii) колебания, продолжающиеся после выключения когерентной затравки благодаря накачке; (iv) больший локальный кольцевой вывод относительно заданного телескопа и обеих малых деформаций в согласованных длительных расчётах; (v) больший зарегистрированный широкополосный внешний поток относительно этого телескопа на трёх парных сетках; (vi) повторяющиеся спектральные

семейства при смене доминирующих вкладов; (vii) непосредственно зарегистрированный боковой перенос энергии, согласующийся с балансом Пойнтинга во внешнем вакуумном объёме. Таблицы 21–25 сохраняют подробные значения и разделяют разные коллекторы и нормировки. Ни одно из наблюдений само по себе не доказывает универсального превосходства полного КПД преобразования накачки в излучение.

Таблица 21. Широкополосный осевой поток в ближней и дальней внешних измерительных плоскостях; в таблице 23 сведены парные дальние результаты

Сетка	Окно	Плоскость	Поток PHB	Поток телескопа	PHB/контроль
160	A	ближняя	0.05396613	0.01943924	2.776
160	A	дальняя	0.04866731	0.01896464	2.566
160	B	ближняя	0.05429582	0.02057996	2.638
160	B	дальняя	0.04895155	0.02008219	2.438
192	A	ближняя	0.02633643	0.00634613	4.150
192	A	дальняя	0.02374540	0.00627055	3.787
192	B	ближняя	0.02232713	0.00625993	3.567
192	B	дальняя	0.02021288	0.00618113	3.270
224	A	дальняя	0.01735565	0.01237936	1.402
224	B	дальняя	0.01722596	0.01239771	1.389

Таблица 22. Выбранные измеренные боковые потоки Пойнтинга; в таблице 25 приведены все доступные проверки баланса во внешнем вакуумном объёме

Сетка	Геометрия	Окно	Боковой поток	Боковой/ближний	Невязка баланса
192	PHB	A	0.00263888	10.02%	0.182%
192	PHB	B	0.00225003	10.08%	0.608%
192	Телескоп	A	0.00007883	1.24%	0.051%
192	Телескоп	B	0.00007908	1.26%	0.0043%
224	PHB	A	0.00196278	10.20%	0.386%
224	PHB	B	0.00194864	10.19%	0.294%

Для газодинамической реализации результаты мотивируют зеркальную систему, объединяющую аналитически заданную обратную связь, кольцевой выход и коллектор, рассчитанный на осевой и радиальный потоки. Пока выигрыш показан в нормированных зарегистрированных электромагнитных величинах, а не в экспериментально калиброванных ваттах. Решающим практическим сравнением должна стать полезная мощность, принятая одинаковой внешней оптикой при равной поглощённой накачке, апертуре и длине волны, подтверждённой численной сходимости, реалистичных потерях и тепловых ограничениях.

Примечание о воспроизводимости таблиц 23–25: их числовые данные прослеживаются до сохранённых расчётных архивов V7.22.8 (сетка 160), V7.22.9 (сетка 192 и PHB на 224) и V7.22.10 (телескоп на 224 и деформации на 160). Исходные массивы CSV/JSON/NPZ с временными метками были независимо обработаны, а все 93 записи манифестов двух завершающих архивов соответствуют контрольным суммам SHA-256. Обозначения

версий служат идентификаторами файлов для повторного анализа и не требуются для понимания изложенных физических результатов.

Таблица 23. Три парные пространственные сетки: средний широкополосный дальний поток в окнах A/B при общей накачке R_p = 0,006

Сетка	Окно	PHB даль	Телескоп даль	PHB/телескоп
160	A	0.04866731	0.01896464	2.56621
160	B	0.04895155	0.02008219	2.43756
192	A	0.02374540	0.00627055	3.78681
192	B	0.02021288	0.00618113	3.27010
224	A	0.01735565	0.01237936	1.40198
224	B	0.01722596	0.01239771	1.38945

Таблица 24. Контролируемая серия геометрий на сетке 160: широкополосный дальний поток и согласованная энергия электромагнитного поля

Геометрия	Даль A	Даль B	Энергия A	Энергия B	Даль/эн. A	Даль/эн. B
Точный PHB	0.04866731	0.04895155	22.45185	22.49133	0.00216763	0.00217646
PHB +5%	0.05539531	0.05528232	175.02168	177.21137	0.00031651	0.00031196
PHB −5%	0.04804252	0.04804761	27.45653	27.46185	0.00174977	0.00174961
Телескоп M=1,7	0.01896464	0.02008219	46.98673	47.03291	0.00040362	0.00042698

Таблица 25. Независимо пересчитанный баланс Пойнтинга во внешнем вакуумном слое (нормированные величины)

Сетка / модель / окно	Ближний	Дальний	Боковой	Невязка (%)
160 PHB A	0.05396613	0.04866731	0.00545569	0.291
160 PHB B	0.05429582	0.04895155	0.00550242	0.291
160 TELESCOPE A	0.01943924	0.01896464	0.00049164	0.088
160 TELESCOPE B	0.02057996	0.02008219	0.00051437	0.081
192 PHB A	0.02633643	0.02374540	0.00263888	0.182
192 PHB B	0.02232713	0.02021288	0.00225003	0.608
192 TELESCOPE A	0.00634613	0.00627055	0.00007883	0.051
192 TELESCOPE B	0.00625994	0.00618113	0.00007908	0.004
224 PHB A	0.01924418	0.01735565	0.00196278	0.386
224 PHB B	0.01911831	0.01722596	0.00194864	0.294
224 TELESCOPE A	0.01274154	0.01237936	0.00037094	0.069
224 TELESCOPE B	0.01275695	0.01239771	0.00037185	0.099

Переход к мощному газодинамическому лазеру зависит от процессов, отсутствующих в нынешней двухуровневой модели: переноса населённостей потоком, молекулярной кинетики столкновений и релаксации, флуктуаций показателя преломления, масштабирования физической апертуры, конечной отражательной способности, тепловых деформаций и порогов повреждения. Рост мощности, принимаемой коллектором, нельзя прогнозировать только по геометрическому коэффициенту κ. Вместо этого PHB предоставляет воспроизводимое семейство форм, оптические характеристики которого

можно проверять в сравнении с оптимизированными традиционными резонаторами при одинаковых условиях реального газа и энергетической нагрузки.

Возможные применения включают молекулярные лазеры с пространственно согласованным сбором излучения, оптические системы большой средней мощности и устройства преобразования выходного пучка. Это направления исследования, а не уже показанные достижения по энергии, качеству пучка или лазерам для термоядерного синтеза. Практическое значение работы состоит в превращении конкретной точной геометрической конструкции в измеримую и воспроизводимую гипотезу для следующего поколения экспериментов с резонаторами.

17 Заключение

В работе представлена параметризованная архитектура лазерного резонатора на основе псевдогиперболоидальных отражающих поверхностей. Её отличительная конструкция объединяет радиально смещённую гиперболическую поверхность, внешние фокальные окружности и кольцевое усечение. Для выбранного фокально-сопряжённого меридионального семейства лучей точное отображение отражений предсказывает конечный перехват выходным окном. Этот математически определённый закон служит средством проектирования, а не правилом умножения оптической энергии. Независимые электромагнитные расчёты подтверждают пассивные резонансы и ограниченные активные колебания при продолжающейся накачке после выключения начального когерентного поля.

Главный результат для проектирования лазеров заключается в том, что форма отражающей границы меняет пространственное распределение вывода излучения. В заданных длительных сравнениях точный PHB даёт больший локальный кольцевой поток, чем исследованный неустойчивый телескоп и обе деформации ±5%. Широкополосное сопоставление на общих внешних плоскостях также благоприятствует PHB относительно этого телескопа на трёх конечных сетках. Таким образом, показана архитектура с геометрически чувствительным выводом, а не только с иной резонансной частотой или повышенной запасённой энергией.

Численное преимущество имеет определённые границы. Отношения дальних потоков PHB/телескоп для окон A/B равны 2,566/2,438 (сетка 160), 3,787/3,270 (192) и 1,402/1,389 (224); немонотонность не позволяет утверждать сеточную сходимость. Баланс Пойнтинга во внешнем вакуумном слое относит около 10% потока через ближнюю плоскость PHB к радиальному оттоку, а зарегистрированные невязки меньше 0,61%. Следовательно, внешний коллектор необходимо проектировать для реально распространяющегося поля, а не только для номинального отверстия зеркала.

Контроли близкой формы показывают, что не существует единственного критерия лучшего отражателя. На сетке 160 профиль +5% обеспечивает на 12,93–13,82% больший абсолютный широкополосный дальний поток, а точный PHB — в 6,85–6,98 раза больший поток относительно зарегистрированной внутренней энергии поля. Последнее отношение характеризует вывод относительно запасённой энергии, а не КПД преобразования накачки в свет. Кроме того, точное лучевое отображение относится только к ограниченному семейству фазового пространства; имеющиеся аппроксимации комплексного поля не доказывают доминирования фокально направленных волн в насыщенной лазерной моде.

Решающая экспериментальная проверка должна сопоставить изготовленный PHB, две малые деформации и индивидуально оптимизированные традиционные резонаторы при равной поглощённой мощности накачки и одинаковой внешней собирающей оптике. Перед масштабированием к мощным молекулярным или газодинамическим лазерам потребуются сходящиеся по апертуре расчёты с разрешением азимутальных мод, полный

энергетический баланс поля и среды, испытания потерь и нагрева зеркал, а также прямые измерения качества пучка.

Значимость PHB состоит, таким образом, не в уже достигнутом рекорде оптической мощности, а в новом математически воспроизводимом способе связать геометрию отражателей, выбранные траектории переноса и вывод поддерживаемого накачкой излучения. Такой подход формирует экспериментально опровержимую исследовательскую программу, в которой форму границы целенаправленно проектируют для управления полезным лазерным выходом.

18 Литература

[1] H. Kogelnik and T. Li. Laser Beams and Resonators. Applied Optics 5, 1550–1567 (1966). https://doi.org/10.1364/AO.5.001550

[2] A. E. Siegman. Unstable Optical Resonators. Applied Optics 13, 353–367 (1974). https://doi.org/10.1364/AO.13.000353

[3] R. A. Chodzko, S. B. Mason and E. F. Cross. Annular converging wave cavity. Applied Optics 15, 2137–2144 (1976). https://doi.org/10.1364/AO.15.002137

[4] A. H. Paxton and J. H. Erkkila. Annular converging wave resonator: new insights. Optics Letters 1, 166–168 (1977). https://doi.org/10.1364/OL.1.000166

[5] S. H. Chao and D. L. Shealy. Theoretical analysis of stable and unstable aspherical laser cavities. Applied Optics 27, 75–79 (1988). https://doi.org/10.1364/AO.27.000075

[6] V. Khaustov. Open Pseudohyperboloidal Resonator with an Annular Output Aperture: A Candidate New Geometry-Defined Class. Zenodo (2026). https://doi.org/10.5281/zenodo.22863553

[7] V. I. Khaustov. Focal–Transport Ray Law in Pseudohyperboloidal Cavities with Variable Negative Gaussian Curvature. Zenodo (2026). https://doi.org/10.5281/zenodo.21969312

[8] A. F. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, P. Bermel, J. D. Joannopoulos and S. G. Johnson. Meep: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method. Computer Physics Communications 181, 687–702 (2010). https://doi.org/10.1016/j.cpc.2009.11.008

[9] A. Cerjan, A. Oskooi, S. L. Chua and S. G. Johnson. Modeling lasers and saturable absorbers via multilevel atomic media in the Meep FDTD software: Theory and implementation. arXiv 2007.09329v3 (2020). https://doi.org/10.48550/arXiv.2007.09329

[10] Meep documentation. Materials Saturable Gain and Absorption; Multilevel Atomic Susceptibility; Python User Interface Near to Far Field Spectra and Field Integrals. Accessed 13 October 2026. https://meep.readthedocs.io/en/master/Materials/ ; https://meep.readthedocs.io/en/master/Python_Tutorials/Multilevel_Atomic_Susceptibility/ ; https://meep.readthedocs.io/en/stable/Python_User_Interface/

[11] M. Schellhorn and H. von Bülow. Improvement of the beam quality of a gasdynamically cooled CO laser with an unstable resonator by use of a cylindrical mirror. Optics Letters 20, 1380–1382 (1995). https://doi.org/10.1364/OL.20.001380

[12] T. R. Ferguson and M. E. Smithers. Optical resonators with nonuniform magnification. Journal of the Optical Society of America A 1, 653–662 (1984). https://doi.org/10.1364/JOSAA.1.000653

[13] T. R. Ferguson and M. E. Smithers. Toric unstable resonators. Applied Optics 23, 2122–2126 (1984). https://doi.org/10.1364/AO.23.002122

[14] E. F. Yelden, H. J. J. Seguin, C. E. Capjack, S. K. Nikumb and H. Reshef. Toric unstable CO_2 laser resonator: an experimental study. Applied Optics 31, 1965–1974 (1992). https://doi.org/10.1364/AO.31.001965

[15] M. A. Malloy and C. M. Clayton. Experimental properties of an unstable resonator with nonuniform magnification using aspheric mirrors. Applied Optics 27, 4407–4413 (1988). https://doi.org/10.1364/AO.27.004407. Erratum Applied Optics 28, 3294 (1989). https://doi.org/10.1364/AO.28.003294

[16] Meep documentation. Near to Far Field Spectra. Truncation Errors from a Non Closed Near Field Surface. Accessed 17 October 2026. https://meep.readthedocs.io/en/latest/Python_Tutorials/Near_to_Far_Field_Spectra/

[17] Lawrence Livermore National Laboratory. Star Power: Blazing the Path to Fusion Ignition (результат NIF от 7 апреля 2025 года: 8,6 МДж при 2,08 МДж энергии лазера и пиковой мощности 456 ТВт). https://lmf.llnl.gov/news/star-power-blazing-the-path-to-ignition

[18] National Ignition Facility User Guide. Frequency Conversion and Unconverted Light Management (третья гармоника 351 нм при основной длине волны 1053 нм). https://nifuserguide.llnl.gov/home/4-laser-system/45-frequency-conversion-unconverted-light-management

[19] O. A. Hurricane, P. K. Patel, R. Betti, D. H. Froula, S. P. Regan, S. A. Slutz, M. R. Gomez and M. A. Sweeney. Physics principles of inertial confinement fusion and U.S. program overview. Reviews of Modern Physics 95, 025005 (2023). https://doi.org/10.1103/RevModPhys.95.025005

[20] G. Lee, F. E. Gowen and J. R. Hagen. Gain and power of CO_2 gasdynamic lasers. AIAA Journal 10(1), 65–71 (1972). https://doi.org/10.2514/3.6545 ; NASA NTRS 19720030254: https://ntrs.nasa.gov/citations/19720030254