

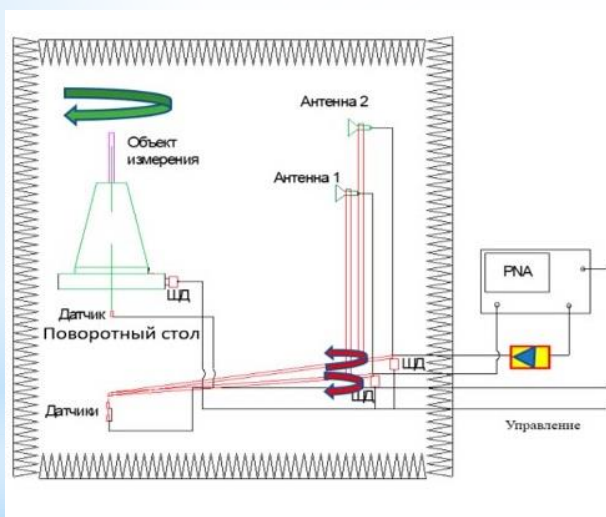


Издательство ИТПЭ РАН

ISSN 2949-0553

СОВРЕМЕННАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

научный рецензируемый журнал



ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АНТЕННЫ С КОРРЕКТИРУЮЩЕЙ ЛИНЗОЙ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ
РАССЕЯНИЯ МАТЕРИАЛОВ НА БИСТАТИЧЕСКОМ СТЕНДЕ

Р.В. Гильмутдинов, Н.Л. Меньших, С.А. Фёдоров

2024

№ 6 (14)

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теоретической и прикладной электродинамики
Российской академии наук

Журнал основан в 2022 году

Выпуск № 6 (14)

Современная электродинамика

научный рецензируемый журнал

Под редакцией академика РАН А.Н. Лагарькова

Москва, 2024

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук

ISSN 2949-0553

Современная электродинамика

Научный рецензируемый журнал. Издаётся с октября 2022 года.

Выходит один раз в два месяца.

№ 6 (14)

2024

Главный редактор академик РАН А.Н.Лагарьков

Редакционная коллегия: к.т.н. Н.П. Балабуха, к.т.н. К.М. Басков, д.ф.-м.н. А.П. Виноградов, д.ф.-м.н. А.А. Дорофеенко, д.ф.-м.н. В.Н. Кисель, к.ф.-м.н. К.И. Кугель, к.т.н. Н.Л. Меньших, д.ф.-м.н. А.М. Мерзликин, д.ф.-м.н. А.А. Пухов, д.ф.-м.н. А.Л. Рахманов, д.ф.-м.н. А.В. Рожков, д.ф.-м.н. К.Н. Розанов, к.т.н. И.А. Рыжиков, д.ф.-м.н. А.К. Сарычев

Адрес редакции:

125412, г. Москва, ул. Ижорская, д.13, стр. 6

тел., факс 8 (495) 484-26-33

эл.почта electrodynamics@mail.ru

Зав. редакцией Е.В. Зеневич

Компьютерная вёрстка: Е.В. Зеневич

Свидетельство о регистрации Эл № ФС77-83666 от 26.07.2022 г.

Подписано в печать 27.12.2024. Тираж 30 экз.

© ИТПЭ РАН, 2024

Содержание номера

1	Вопросы экспериментальной электродинамики	4
	Ильин А.С., Павлович М.Н. Термоэлектрический приёмник оптического излучения типа ТП-1	4
	Гильмутдинов Р.В., Меньших Н.Л., Фёдоров С.А. Использование антенны с корректирующей линзой для измерения параметров рассеяния материалов на бистатическом стенде	18
2	Взаимодействие электромагнитного поля с материалами	28
	Сарычев А.К., Иванов А.В., Быков И.В., Басманов Д.В., Прусаков К.А., Мочалов К.Е. Усиление электромагнитного излучения молекул в пластиковых микросферах с серебряной шляпкой	28
3	Методические заметки	36
	Виноградов А.П., Андрианов Е.С., Пухов А.А. Вынужденное излучение как пороговое явление	36

Термоэлектрический приёмник оптического излучения типа ТП-1

А.С. Ильин *¹, М.Н. Павлович²

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Россия

² Федеральное государственное бюджетное учреждение «Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений», Москва, Россия

Статья поступила в редакцию 20.09.2024

Одобрена после рецензирования 03.12.2024

Принята к публикации 26.12.2024

Аннотация

Показана необходимость создания отечественного приёмника оптического излучения, способного измерять постоянные потоки оптического излучения в диапазоне освещённостей от 1 до 2000 Вт/м², спектральном диапазоне от 0,5 до 20 мкм со временем измерения не более 2 с. Приведены характеристики наилучших отечественных термоэлектрических приёмников излучения, работающих в этих же диапазонах, но по совокупности характеристик не удовлетворяющих поставленным требованиям.

Рассчитаны значения основных параметров приёмника, таких как коэффициент преобразования, постоянная времени. Выбрана «штыревая» конструкция чувствительного узла приёмника. По этой модели проведены расчёты составляющих теплопроводностей и составляющих теплоёмкостей элементов конструкции, а также рассчитано электрическое сопротивление приёмника.

Разработана конструкция приёмника: чувствительный узел смонтирован на стандартной ножке, корпус приёмника имеет диаметр 15 мм, высота – 9 мм. Входное окно – селенид цинка, при необходимости можно использовать окна из других материалов.

Разработан стенд для измерения коэффициента преобразования и для исследования его зависимости от уровня освещённости. В качестве образцового приёмника использовался термоэлектрический приёмник типа ПОИ-1, имеющий приёмный элемент в виде конуса, на котором расположена обмотка электрического замещения. Разработанный приёмник имел следующие основные характеристики: $K_{\Pi} = (0,5 \pm 0,2)$ В/Вт, постоянная времени $\tau = 0,4$ с, время одного измерения $t_{\text{изм}} \leq 2$ с, сопротивление $R = (0,5 \pm 0,2)$ Ом, размер приёмной площадки $A_{\Pi} = (4 \times 1)$ мм², спектральный диапазон от 0,5 до 20 мкм, обнаружительная способность $D^* = 8 \cdot 10^8$ см²·Гц^{0.5}·Вт⁻¹, что соответствует лучшим неохлаждаемым тепловым приёмникам излучения. Чернящее покрытие обеспечивает высокий коэффициент поглощения $\varepsilon_{\lambda} \approx 0,93 - 0,98$ в диапазоне от 0,4 до 25 мкм. Граница основной погрешности $\Delta = 3,5\%$.

Ключевые слова: коэффициент преобразования K_{Π} , тепловая проводимость Q_{Σ} [Вт/град], постоянная времени τ , суммарная теплоёмкость C_{Σ} [Дж/град], неисключённая систематическая погрешность НСП %, СКО – среднее квадратическое отклонение, граница основной погрешности, образцовый приёмник излучения, термоэлектрический приёмник излучения

EDN ZXRNP

doi:10.24412/2949-0553-2024-614-04-17

Введение

К началу 2000 годов сложилась ситуация, когда в стране отсутствовали приёмники оптического излучения, на базе которых можно было бы создавать рабочие средства энергетической освещённости (РСИ ЭО), позволяющие измерять плотности потоков излучения в диапазоне энергетической освещённости от 1,0 до 5000 Вт/м², спектральном диапазоне от 0,5 до 20,0 мкм, с погрешностью измерения не более 10% (поверочная схема ГОСТ 8.195-2013 [1]). Такие РСИ ЭО были бы востребованы в организациях охраны труда [2], медицине, сельском хозяйстве, теплоэнергетике, машиностроении и прочее.

Основные характеристики такого приёмника оптического излучения приведены в таблице 1.

В данной статье рассматриваются вопросы, связанные с разработкой такого приёмника излучения.

* Автор, ответственный за переписку: Александр Семёнович Ильин, iliin876@gmail.com

Таблица 1 – Основные характеристики требуемого приёмника

Характеристика	Размерность	Значение
Диапазон энергетической освещённости	Вт/м ²	от 1 до $2 \cdot 10^3$
Спектральный диапазон	мкм	от 0,5 до 20,0
Время одного измерения	с	≤ 2
Предел допускаемой основной относительной погрешности	%	≤ 6
Габариты	Ø мм × мм	$\leq 20 \times 10$
Масса	г	≤ 20

1. Основные требования к эксплуатационным характеристикам приёмника:

- выдерживать работу в условиях горячих цехов, повышенной влажности, при наличии сквозняков, запылённости помещений, при незначительных ударных нагрузках и т.п.

2. Наиболее известные отечественные тепловые термоэлектрические приёмники излучения

Как это ни парадоксально, но, несмотря на большое количество разработанных отечественных термоэлектрических приёмников излучения, не было приёмников, удовлетворяющих требованиям, приведённым в таблице 1.

В таблице 2 приведены характеристики и конструктивные особенности наиболее близких, аналогичных отечественных термоэлектрических приёмников излучения.

Таблица 2 – Обзор характеристик наиболее близких аналогичных приёмников излучения

Характеристики	РТН	ПП	ПИ	Пиргелиометры	Штыревые
Размер приёмной площадки, мм × мм. Ø	1x1; 3x3 1,5x12	Ø3; Ø6 1x9	Ø15	Ø5 - Ø30	0,2 x 2 до 0,5x4
Коэффициент преобразования, В/Вт	3 до 30	0,5 до 2,0	0,15- 0,3	0,05 – 0,5	10-40
Диапазон измеряемых освещённостей, Вт/м ²	1-200	1-1000	-	100-2000	0,01 - 10
Диапазон измеряемых мощностей, Вт	$1 \cdot 10^{-6}$ - $2 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-6}$ $2 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-3}$ 1,0	$1 \cdot 10^{-3}$ 0,5	$1 \cdot 10^{-9}$ $1 \cdot 10^{-5}$
Спектральный диапазон, мкм	0,2 – 5,5 1,7 - 15	0,2 - 15	0,4 – 10,6	0,2 - 20	0,2 - 20
Постоянная времени, с	0,1	5,0	30	10-30	0,03- 0,1
Время одного измерения, с	0,5	30	180	60 - 150	0,1 -0,5
Сопротивление, Ом	$5 \cdot 10^3$	от $1 \cdot 10^3$ до	$\leq 2 \cdot 10^3$	от $1 \cdot 10$ до $1 \cdot 10^3$	20-300
Граница основной погрешности, %	5	3	2,5	-	-
Конструктивное исполнение	Вакуумный, тонкоплёночный	Воздушный, тонкоплёночный	Воздушный, проволочный	Воздушный, проволочный	Вакуумный, тонкоплёночный
Габариты: диаметр × длина. Длина × ширина × высота	Ø14x50 Ø19 x70 Ø30 x70	Ø32 x70 Ø32 x150	200x125x205	Имеется много типов	Ø19 x70
Литература	4,5	4,5	4,5	7	6,8

Из таблицы 2 следует, что рассмотренные приёмники не удовлетворяют требованиям, предъявляемым к приёмнику (таблица 1), либо по спектральному диапазону, либо по постоянной времени, либо по совокупности параметров.

3. Расчёт характеристик приёмника

3.1. Выбор размера приёмной площадки

Одной из основных характеристик приёмника при измерении ЭО является размер приёмной площадки.

При измерении ЭО сигнал с приёмника прямо пропорционален площади приёмной площадки:

$$U_C = K_{\text{П}} \cdot A \cdot E, \quad (1)$$

где U_C – сигнал приёмника, [В],

E – освещённость приёмной площадки, [Вт/м²],

K_{Π} – коэффициент преобразования приёмника, [В/Вт],
 A – площадь приёмника, [м²].

При этом

$$A = b \cdot l, \quad (2)$$

где b – ширина площадки, [м],
 l – длина площадки, [м].

Выбор размера приёмной площадки зависит от следующих требований к приёмнику:

- размер корпуса, либо особенности конструкции вводов выбранной стандартной ножки;
- необходимый уровень сигнала при минимальной освещённости.

Наиболее подходящим изделием для монтажа чувствительного узла приёмника была выбрана стандартная «ножка» ПЖ3551001, используемая для фотодиодов типов СФ2-18 и СФ3-7А. Расстояние между вводами данной ножки равно 4 мм, поэтому принимаем следующие размеры приёмной площадки:

- длина $l = 4$ мм, ширина $b = 1$ мм. Итак, площадь приёмной площадки равна:

$$A_{\Pi} = b \cdot l = 4 \times 1 \text{ мм}^2 = 4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2.$$

3.2. Оценка необходимой величины коэффициента преобразования

Необходимая величина коэффициента преобразования K_{Π} определена из выражения:

$$K_{\Pi} = U_{\text{МИН}}/P_{\text{МИН}}, \quad (3)$$

где $P_{\text{МИН}}$ – поток излучения, приходящий на приёмную площадку при минимальной освещённости, [Вт],

$$P_{\text{МИН}} = A_{\Pi} \cdot E_{\text{МИН}} = 4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 \times 1 \text{ Вт/м}^2 = 4 \cdot 10^{-6} \text{ Вт}, \quad (4)$$

Если принять значение темнового сигнала приёмника $U_{\text{Ш}} = 1 \cdot 10^{-7}$ В и то, что $U_{\text{МИН}} = 10U_{\text{Ш}} = 1 \cdot 10^{-6}$ В, то, в соответствии с (3),

$$K_{\Pi} = U_{\text{МИН}}/P_{\text{МИН}} = 1 \cdot 10^{-6} \text{ В} / 4 \cdot 10^{-6} \text{ Вт} = 0,25 \text{ В/Вт}.$$

Итак, диапазон выходного сигнала приёмника определён по выражению (1):

$$U_{\text{МИН}} = 10 U_{\text{Ш}} = 1 \cdot 10^{-6} \text{ В},$$

$$U_{\text{МАКС}} = K_{\Pi} \cdot A \cdot E = 0,25 \cdot 4 \cdot 10^{-6} \cdot 2000 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ В},$$

$$K_{\Pi} = 0,25 \text{ В/Вт}.$$

Диапазон выходного сигнала: $1 \cdot 10^{-6}$ В - $2 \cdot 10^{-3}$ В.

3.3. Оценка нагрева приёмной площадки

Нагрев приёмной площадки приёмника при облучении потоком излучения с освещённостью $E = 2000$ Вт/м² определён из выражения:

$$U_{\text{МАКС}} = \alpha_{1,2} \cdot \Delta t, \quad (5)$$

Где $U_{\text{МАКС}}$ – сигнал с приёмника при освещённости 2000 Вт/м²,

$\alpha_{1,2}$ – суммарная термо-э.д.с. ветвей термопары, равная примерно 400 мкВ/град,

$$\Delta t = U_{\text{МАКС}}/\alpha_{1,2} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ В} / 400 \cdot 10^{-6} \text{ В/град} = 5^{\circ} \text{ С}.$$

Итак, превышение температуры приёмной площадки над температурой окружающей среды при освещённости 2000 Вт/м² составит 5° С.

На рисунке 1 приведена схема устройства штыревого термоэлемента, в соответствии с которой, проведен расчёт характеристик приёмника.

В таблице 3 приведены физические характеристики материалов, используемых в чувствительном узле (рисунок 1).

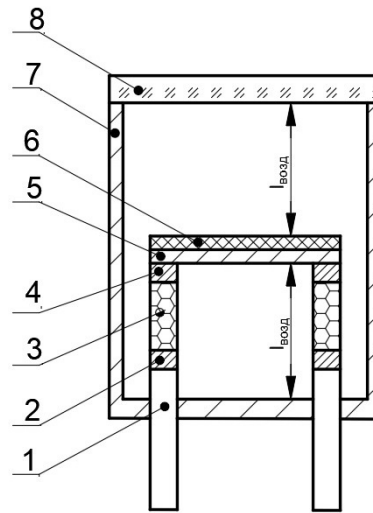


Рисунок 1 – Схема устройства чувствительного узла штыревого приёмника, где 1 – никелевый ввод, 2, 4 – контакт – оловянный-висмутовой припой, 3 – ветви термопары, n - тип Bi_2Te_3 , легированный селеном, и p – тип, легированный сурьмой, 5 – медная приёмная площадка, 6 – чернящее покрытие АК-243, 7 – входное окно $ZnSe$, 8 – корпус

Таблица 3 – Характеристики материалов, используемых в чувствительном узле

Наименование материала	Коэффициент теплопроводности Вт/(м·град)	Плотность кг/м ³	Удельная теплоёмкость Дж/(кг·град)	Удельное электросопротивление Ом·м
1 – ввод (Ni)	91	8900	450	$8,9 \cdot 10^{-8}$
2,4 – припой (BiSn)	65	7300	230	$11,5 \cdot 10^{-8}$
3 – ветвь термопары Bi_2Te_3	0.7	7900	200	$3 \cdot 10^{-5}$
5 – Площадка Cu	400	8900	380	$1,68 \cdot 10^{-8}$
6 – чернящее покрытие	0,9	700	400	диэлектрик

3.4. Оценка суммарной теплопроводности при максимальной освещённости

Суммарная теплопроводность определяется из выражения:

$$P = Q_{\Sigma} \Delta t, \tag{6}$$

где P – поток излучения, [Вт],

Q_{Σ} – суммарная тепловая проводимость чувствительного узла приёмника, [Вт/град],

Δt – температура нагрева чувствительного элемента, [град],

$$Q_{\Sigma} = P_{\text{МАК}} / \Delta t = A_{\text{П}} \cdot E_{\text{МАК}} / \Delta t = 4 \cdot 10^{-6} \cdot 2000 / 5 = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ В/град.}$$

$$Q_{\Sigma} = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ В/град.}$$

3.5. Оценка суммарной теплоёмкости чувствительного узла

Суммарная теплоёмкость C_{Σ} определится из выражения:

$$\tau = C_{\Sigma} / Q_{\Sigma}. \tag{7}$$

$$C_{\Sigma} = \tau \cdot Q_{\Sigma}, \tag{8}$$

где τ – постоянная времени приёмника.

Постоянная времени приёмника τ связана с временем выхода сигнала на уровень $0,95U_{\text{МАКС}}$ зависимостью:

$$t_{\text{ВЫХ}} = 5 \tau \tag{9}$$

Из (9) следует:

$$\tau = t_{\text{ВЫХ}} / 5 = 0,4 \text{ с.}$$

И из (8) находим:

$$C_{\Sigma} = \tau \cdot Q_{\Sigma} = 0,64 \cdot 10^{-3} \text{ Дж/град}$$

Рассмотрим составляющие суммарной проводимости и суммарной теплоёмкости.

3.6. Оценка составляющих суммарную теплопроводность

Суммарная теплопроводность состоит из следующих составляющих:

$$Q_{\Sigma} = Q_{\text{ИЗЛ}} + Q_{\text{ВОЗД}} + Q_{\text{ВЕТВИ}}, \tag{10}$$

где $Q_{\text{ИЗЛ}}$ – теплопроводность, обусловленная излучением,
 $Q_{\text{ВОЗД}}$ – теплопроводность, обусловленная теплопроводностью воздуха, находящегося в корпусе,
 $Q_{\text{ВЕТВИ}}$ – теплопроводность по ветвям термопары.

3.6.1. Теплопроводность, обусловленная излучением

При малых изменениях температуры тела

$$Q_{\text{ИЗЛ}} = 4 \cdot A_{\text{П}} \cdot \sigma \cdot \varepsilon \cdot T^3 \tag{11}$$

Значения составляющих и соответствующие расчёты по данной формуле приведены в таблице 3.

$$Q_{\text{ИЗЛ}} = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ Вт/град}$$

3.6.2. Теплопроводность, обусловленная проводимостью по воздуху

$$Q_{\text{ВОЗД}} = \lambda_{\text{ВОЗ}} \cdot A_{\text{П}}/l = 7,2 \cdot 10^{-5} \text{ Вт/град}. \tag{12}$$

В таблице 4 приведены значения составляющих данной формулы и соответствующий расчёт.

В связи с тем, что приёмная площадка имеет незначительный перегрев при максимальной освещённости и конструктивно воздушные промежутки не превышают трёх мм, то теплопроводностью, обусловленной конвекционными переносами тепла, пренебрегаем.

3.6.3. Теплопроводность, обусловленная проводимостью по материалам ветвей термопар

Оценка соотношения величин тепловых проводимостей контактных элементов и материала ветви термопары выполнена в соответствии со схемой рисунка 2.

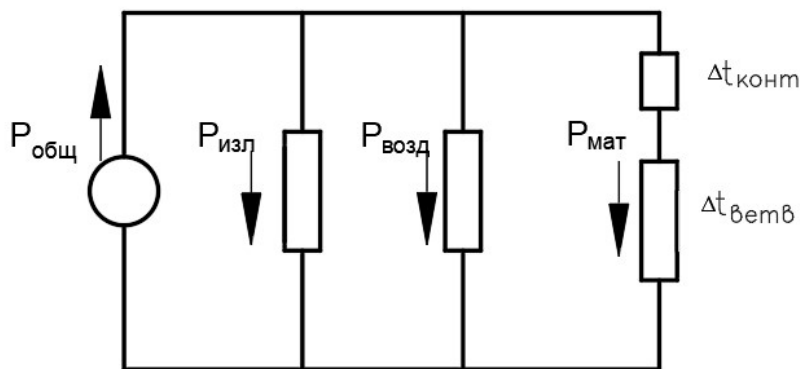


Рисунок 2 – Схема тепловых потоков штыревого термоэлемента, где $P_{\text{Общ}}$ – тепловой поток, поглощённый приёмной площадкой, $R_{\text{изл}}$ – тепловой поток, уходящий с площадки за счёт излучения, $R_{\text{возд}}$ – тепловой поток за счёт проводимости по воздуху от нагретой площадки, $R_{\text{мат}}$ – тепловой поток, проходящий через ветви термопар

Ветвь термопары состоит из контактных площадок (2), (4), а также из термоэлектрического материала Bi_2Te_3 (3). При прохождении теплового потока через ветвь термопары на её элементах (2), (3) и (4) происходит повышение температуры, $\Delta t_{\text{конт}}$ и $\Delta t_{\text{ветвь}}$ (рисунок 2). Так как величина сигнала с термопары зависит только от $\Delta t_{\text{ветвь}}$, то необходимо, чтобы на контактах выделялось как можно меньше тепла, а на ветви, как можно больше, например в 100 раз. Из этого условия следует:

$$\Delta t_{\text{ветвь}}/\Delta t_{\text{конт}} = Q_{\text{конт}}/Q_{\text{ветвь}} \geq 100 \tag{13}$$

3.6.4. Теплопроводность $Q_{\text{ВЕТВИ}}$, обусловленная проводимостью по материалам ветвей термопар

Данная тепловая проводимость вычисляется по формуле:

$$Q_{\text{ВЕТВИ}} = \lambda_{\text{ВЕТВИ}} \cdot A_T / h = 0,8 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/град} \tag{14}$$

В таблице 4 приведены значения составляющих данной формулы и соответствующий расчёт.

3.6.5. Теплопроводность, обусловленная проводимостью по припою Q_{BiSn}

Проводимость Q_{BiSn} определяется по формуле (14), все составляющие и результаты расчёта приведены в таблице 4.

В таблице 4 приведены формулы расчёта составляющих теплопроводностей, численные значения их составляющих, а также результаты расчёта.

Таблица 4 – Результаты расчёта тепловых проводимостей

Тип проводимости	Формула	Численные значения составляющих	Результат
$Q_{\text{ИЗЛ}}$	$4 \cdot A_{\text{П}} \cdot \sigma \cdot \varepsilon \cdot T^3$	$A_{\text{П}}=4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2, \sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$ $T = 300\text{К} \quad \varepsilon = 1$	$2,5 \cdot 10^{-5} \text{ Вт/град}$
$Q_{\text{ВОЗД}}$	$2 \cdot \lambda_{\text{ВОЗ}} \cdot A_{\text{П}} / l$	$\lambda_{\text{ВОЗ}} = 2,7 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/(м} \cdot \text{град)}$; $A_{\text{П}} = 4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2,$ $l = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$	$7,2 \cdot 10^{-5} \text{ Вт/град.}$
$Q_{\text{ВЕТВИ}}$	$2 \cdot \lambda_{\text{ВЕТВИ}} \cdot A_T / h$	$\lambda_{\text{ВЕТВИ}} = 0,7 \text{ Вт/(м} \cdot \text{град)}$ [9], $A_T = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2,$ $h = 0,45 \cdot 10^{-3} \text{ м}$	$1,6 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/град}$
$4Q_{\text{BiSn}}$	$4 Q_{\text{BiSn}} = \lambda_{\text{BiSn}} \cdot A_T / h$	$\lambda_{\text{BiSn}} = 65 \text{ Вт/(м} \cdot \text{град)}$, $A_{\text{BiSn}} = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$ $h = 1 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ Эту проводимость не учитываем, т.к. практически она не участвует в создании сигнала термопары	3,25
Q_{Σ}			$1,6 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/град}$

Сумма теплопроводностей $Q_{\text{ВОЗД}} + Q_{\text{ИЗЛ}} \approx 1 \cdot 10^{-4}$, что примерно в 16 раз меньше суммарной теплопроводности, так что их в дальнейших расчётах не учитываем.

3.6.6. Оценка постоянной времени приёмника

Постоянная времени приёмника излучения определяется выражением:

$$\tau = C_{\Sigma} / Q_{\Sigma}, \tag{15}$$

где Q_{Σ} – суммарная теплопроводность элементов узла приёмника, C_{Σ} – сумма теплоёмкостей элементов чувствительного узла приёмника:

$$C_{\Sigma} = C_{\text{П}} + 2 C_{\text{ВЕТВИ}} + C_{\text{Ч}} + 4 C_{\text{КОНТ}}, \tag{16}$$

где $C_{\text{П}}$ – теплоёмкость приёмной площадки,
 $C_{\text{ВЕТВИ}}$ – теплоёмкость ветви термопары, для оценки считаем, что ветви одинаковы,
 $C_{\text{Ч}}$ – теплоёмкость чернящего покрытия,
 $C_{\text{КОНТ}}$ – теплоёмкость контакта.

Теплоёмкость элементов чувствительного узла рассчитывается по формуле:

$$C_i = P_i \cdot c_i = \rho_i \cdot V_i \cdot c_i, \tag{17}$$

где C_i – теплоёмкость элемента, [Дж/град]
 P_i – вес элемента [кг]
 ρ_i – удельный вес элемента, [кг/м³],
 c_i – удельная теплоёмкость материала, Дж/ (кг·град)
 V_i – объём элемента, [м³].

В таблице 5 приведены значения составляющих формул (15 – 17) и приведены результаты расчётов.

Постоянная времени приёмника излучения определяется выражением:

$$\tau = C_{\Sigma} / Q_{\Sigma} = 0,4 \text{ с.}$$

Таблица 5 – Результаты расчёта теплоёмкости приёмника

Материал	Плотность ρ [кг/м ³]	Уд. теплоёмкость [Дж/(кг·°C)]	Геометрические размеры [м]			Объём V[м ³]	Вес P [кг]	Теплоёмкость [Дж/°C]
			Длина L [м]	Ширина B [м] (Ar)[м ²]	Толщина h [м]			
Ветвь В ₁₂ Те ₃ [9]	$7,9 \cdot 10^3$	200	$0,44 \cdot 10^{-3}$	$(0,53 \cdot 10^{-6})$		$5,3 \cdot 10^{-10}$	$4,2 \cdot 10^{-6}$	$0,35 \cdot 10^{-3}$ ($0,7 \cdot 10^{-3}$)
Приёмная площ. Cu	$8,93 \cdot 10^3$	380	$4 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-11}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-5}$
Чернь ABRO	$0,7 \cdot 10^3$	400	$4 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$30 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-5}$
Контакт BiSn	$7,3 \cdot 10^3$	230	$1 \cdot 10^{-5}$	$(0,53 \cdot 10^{-6})$		$5,3 \cdot 10^{-12}$	$3,7 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-6}$
C_{Σ}								$0,71 \cdot 10^{-3}$

3.7. Оценка электрического сопротивления

Электрическое сопротивление чувствительного узла приёмника, рисунок 1, определяется выражением:

$$R_{\Sigma} = 2 R_1 + 4 R_2 + 2 R_3 + R_5, \quad (18)$$

где R_1 – сопротивление ввода (1),
 R_2 – сопротивление контакта (2),
 R_3 – сопротивление ветви термопары (3),
 R_5 – сопротивление приёмной площадки (5).

Составляющие уравнения (18) вычисляются по выражению:

$$R_i = \rho_i \cdot l_i / A_i \quad (19)$$

В таблице 6 приведены результаты расчётов электрических сопротивлений элементов чувствительного узла приёмника в соответствии с выражениями (18, 19).

Таблица 6 – Результаты расчётов электрических сопротивлений элементов чувствительного узла приёмника

Элемент	Численные значения составляющих выражение	Результат Ом
R_1	$\rho_{Ni} = 7 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $A_{Ni} = \pi d^2 / 4 = 0,78 \cdot (0,5 \cdot 10^{-3})^2 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2$ $l_{Ni} = 4 \cdot 10^{-2}$ м, $R_1 = 7 \cdot 10^{-8} \cdot 4 \cdot 10^{-2} / 2 \cdot 10^{-7} = 1,4 \cdot 10^{-2}$ Ом	$1,4 \cdot 10^{-2}$
R_2	$\rho_{BiSn} = 1 \cdot 10^{-7}$ Ом·м, $A_{BiSn} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2$, $l = 5 \cdot 10^{-5}$ м	$2 \cdot 10^{-6}$
R_3	$\rho_{Bi2Te3} = 3 \cdot 10^{-5}$ Ом·м, $l = 5 \cdot 10^{-4}$ м, $A_{Bi2Te3} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2$	$6 \cdot 10^{-2}$
R_5	$\rho_{Cu} = 1,68 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $l_{Cu} = 4 \cdot 10^{-3}$ м, $a = 1 \cdot 10^{-3}$ м, $h = 3 \cdot 10^{-6}$ м, $A_{Cu} = a \cdot h = 1 \cdot 10^{-3} \times 3 \cdot 10^{-6} = 3 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2$ $R_5 = 1,68 \cdot 10^{-8} \times 4 \cdot 10^{-3} / 3 \cdot 10^{-9} = 1,7 \cdot 10^{-5}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$
R_{Σ}		$2 \cdot 10^{-1}$ Ом.

Итак, $R_{\Sigma} \approx 2 \cdot 10^{-1}$ Ом

4. Выбор чернящего покрытия

В качестве чернящего покрытия использовалась аэрозольная краска ABRO SP-012 102284 SPRAY PAINT чёрная матовая.

Состав краски: пропан, бутан, акриловая полимерная эмульсия, вода, пигменты, стабилизаторы, толуол, ацетон.

Были измерены коэффициенты отражения этой краски в диапазоне длин волн от 0,4 до 1,1 мкм на спектрофотометре СФ-16 и в диапазоне длин волн от 1,7 до 25 мкм на спектрофотометре Фурье.

Спектральные характеристики представлены на рисунках 3, 4.

Данная краска имеет хорошее сцепление с полированной медной поверхностью. Краска не выцветает, химически нейтральна ко многим агрессивным средам и сохраняет измеренный коэффициент отражения в течение длительного времени.

5. Характеристики входного окна

Входное окно приёмника выполнено из ZnSe. Типовая спектральная характеристика пропускания приведена на рисунке 5.

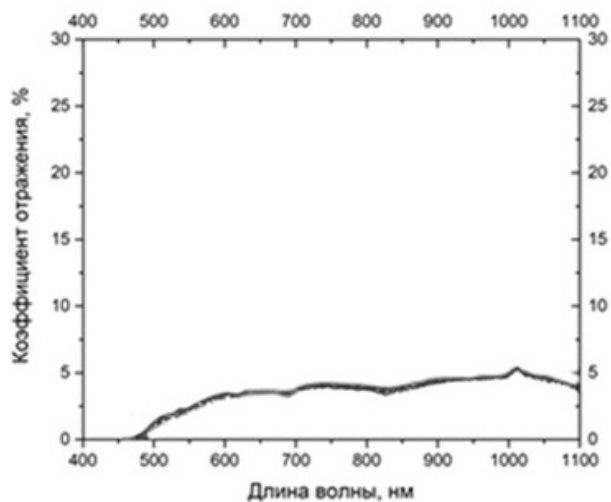


Рисунок 3 – Спектральные коэффициенты отражения аэрозольной краски АВРО в диапазоне длин волн от 0,4 до 1,1 мкм

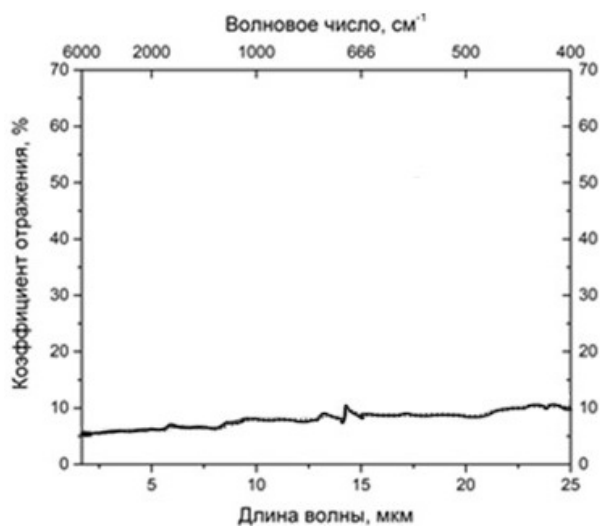


Рисунок 4 – Спектральные коэффициенты отражения аэрозольной краски АВРО в диапазоне длин волн от 1,7 до 25 мкм

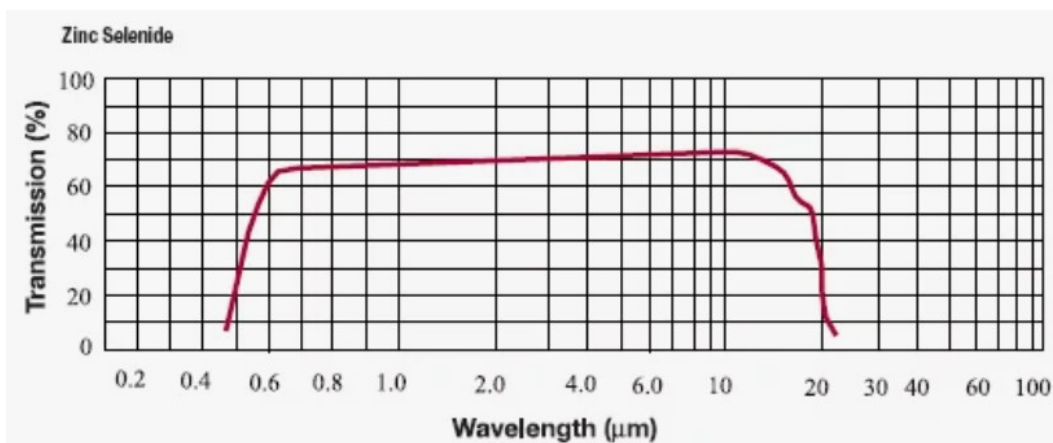


Рисунок 5 – Типовая спектральная характеристика пропускания материала ZnSe

6. Сравнение качества рассчитанного приёмника с аналогами

Для оценки приёмников независимо от площади приёмной площадки используется понятие обнаружительная способность приёмника D^* [10], значение которой определяется из соотношения:

$$D^* = (A_{\Pi} \cdot \Delta f)^{0,5} / W_{\Pi}, \quad (20)$$

где A_{Π} – площадь приёмной площадки в $[\text{см}^2]$,

Δf – полоса пропускания, приведённая к 1Гц,

W_{Π} – пороговое значение $\text{Вт} \cdot \text{Гц}^{-0,5}$, рассчитываемое по выражению

$$W_{\Pi} = U_{\text{Ш}} / K_{\Pi}. \quad (21)$$

В свою очередь, приняв, что тепловой шум в термоэлементе является преобладающим, по известной из электротехники формуле Найквиста определяем $U_{\text{Ш}}$:

$$U_{\text{Ш}} = 1,28 \cdot 10^{-10} (R \cdot \Delta f)^{0,5}. \quad (22)$$

Для нашего случая $U_{\text{Ш}} = 1,28 \cdot 10^{-10} (R \cdot \Delta f)^{0,5} = 6 \cdot 10^{-11} \text{ В} \cdot \text{Гц}^{0,5}$.

Подставляя в (21) соответствующие значения, получим

$$W_{\Pi} = U_{\text{Ш}} / K_{\Pi} = 2,4 \cdot 10^{-10} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-0,5}.$$

По выражению (20) определяем

$$D^* = (A_{\Pi} \cdot \Delta f)^{0,5} / W_{\Pi} = 8,5 \cdot 10^8 \text{ см} \cdot \text{Гц}^{0,5} \cdot \text{Вт}^{-1}$$

Наиболее близкие аналогичные вакуумные тонкоплёночные термоэлементы типов РТН, работающие на постоянных (не модулированных) потоках излучения, имеют значения обнаружительной способности от $(8 \text{ до } 12) \cdot 10^8 \text{ см} \cdot \text{Гц}^{0,5} \cdot \text{Вт}^{-1}$.

7. Конструкция приёмника

Конструкция приёмника представлена на рисунке 6. На стандартной ножке смонтирован чувствительный узел, все элементы которого выполнены в соответствии с рассчитанными размерами. Узел устанавливается в дюралевый корпус с входным окном. Фиксация чувствительного узла и входного окна производится эпоксидным компаундом, что обеспечивает герметичность прибора. Диаметр корпуса равен 15 мм, высота 9 мм. Угол обзора равен 150° .

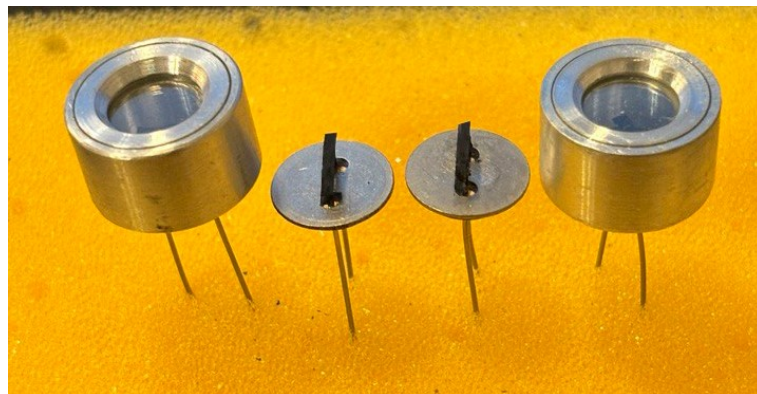


Рисунок 6 – Фото чувствительного узла приёмника, смонтированного на стандартной ножке, и приёмник в сборе

8. Исследование характеристик разработанного приёмника

8.1. Измерение коэффициента преобразования

Коэффициент преобразования приёмника ТП-1 определяется методом сличения с образцовым приёмником ПОИ-1 на установке, схема которой приведена на рисунке 7.

Приёмником ПОИ-1 измеряется освещённость в плоскости, в которой находится исследуемый приёмник ТП-1. Источником излучения является лампа РН-8-20.

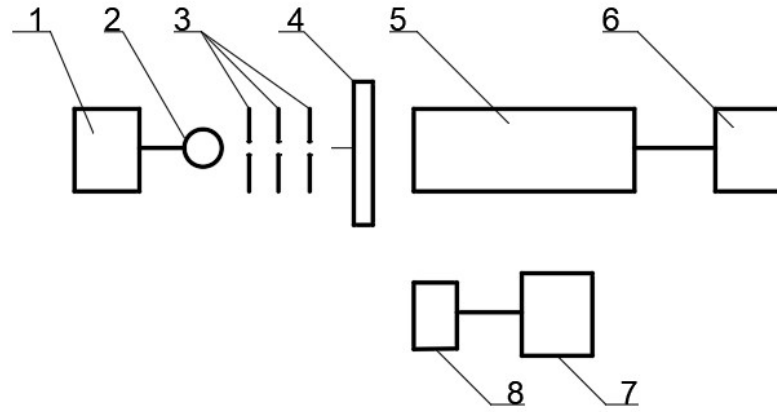


Рисунок 7 – Блок схема измерительного стенда для определения коэффициента преобразования, где 1 – блок питания лампы, штатный осветитель к микроскопу МБС-10, 2 – лампа типа РН-8-20, 3 – блок диафрагм, 4 – заслонка, 5 – образцовый приёмник излучения типа ПОИ-1, 6 – мультиметр типа АРРА-09, 7 – мультиметр типа АРРА-09, 8 – исследуемый приёмник, ТП-1

Блок-схема измерительного стенда для определения коэффициента преобразования приёмника излучения приведена на рисунке 7.

Коэффициент преобразования исследуемого приёмника рассчитывается по следующему выражению:

$$K_{\Pi} = U_{\Pi} \cdot A_{\text{ОБР}} \cdot K_{\text{ОБР}} / U_{\text{ОБР}} \cdot A_{\Pi}, \quad (23)$$

где $U_{\text{ОБР}}$ – сигнал с образцового приёмника, В,

$A_{\text{ОБР}}$ – площадь приёмной площадки образцового приёмника, м²,

A_{Π} – площадь приёмной площадки исследуемого приёмника, м²,

$K_{\text{ОБР}}$ – коэффициент преобразования образцового приёмника, В/Вт,

K_{Π} – коэффициент преобразования исследуемого приёмника, В/Вт.

Основные характеристики образцового приёмника ПОИ-1 приведены в таблице 7.

Таблица 7 – Основные характеристики приёмника ПОИ-1

Характеристика	Единица измерения	Значение
Сопротивление термобатарей	Ом	5±1
Сопротивление обмотки нагревателя	Ом	101,1
Диаметр входной диафрагмы	мм	6
Расстояние от торца корпуса до входной диафрагмы	мм	17
Температурный коэффициент преобразования в диапазоне температур от 10 до 40°С положителен и имеет значение	1/град	0,002
Коэффициент преобразования	В/Вт	0,266±0,002
Время выхода сигнала на уровень 0,99U _{max} t _{выхода}	сек	60
Граница основной погрешности	%	2
Диапазон измеряемых мощностей	Вт	10 ⁻⁴ – 2,0
Габаритные размеры: диаметр	мм	32
длина	мм	120
Масса	кг	0,15

Приёмник ПОИ-1 предназначен для измерения оптического излучения с равномерной освещённостью в спектральном диапазоне от 0,2 до 30 мкм и в диапазоне мощностей от 1,10 - 4 до 2,0 Вт. Приёмник имеет электрическую калибровку.

В соответствии с (23) производится измерение сигнала $U_{\text{ОБР}}$ приёмником ПОИ-1, затем в эту же позицию помещается исследуемый приёмник и измеряется сигнал U_{Π} . Далее K_{Π} рассчитывается по выражению (23), все составляющие которого известны.

В таблице 8 приведены сигналы образцового приёмника ПОИ-1 в зависимости от освещённости.

Основные характеристики образцового приёмника ПОИ-1

Приёмник ПОИ-1 предназначен для измерения оптического излучения с равномерной освещённостью в спектральном диапазоне от 0,2 до 30 мкм и в диапазоне мощностей от $1,10^{-4}$ до 2,0 Вт. Приёмник имеет электрическую калибровку. Основные характеристики приёмника приведены в таблице 7.

В таблице 8 приведены сигналы образцового приёмника ПОИ-1 в зависимости от освещённости, а также соответствующие сигналы с приёмника ТП-1, (имеющего $K_{\Pi} = 0,5$ В/Вт).

Таблица 8 – Величины сигналов приёмников ПОИ-1 и ТП-1 в зависимости от освещённости

$U_{\text{ОБР}}$ В	$7,5 \cdot 10^{-5}$	$7,5 \cdot 10^{-4}$	$3,75 \cdot 10^{-3}$	$7,5 \cdot 10^{-3}$
$U_{\text{ТП-1}}$ В	$2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$
E Вт/м ²	10	100	500	1000

8.2. Результаты измерения коэффициента преобразования

Значения коэффициента преобразования приёмников ТП-1 находились в пределах от 0,35 до 0,7 В/Вт, или $(0,5 \pm 0,2)$ В/Вт.

Изменение K_{Π} в зависимости от величины освещённости от 10 до 1000 Вт/м² не превышало 2%.

Время выхода сигнала на уровень $0,95U_{\text{МАК}}$ не превышало 2 с.

Сопrotивление приёмников ТП-1 находилось в диапазоне от 0,1 до 0,5 Ом, или $R = (0,3 \pm 0,2)$ Ом.

9. Метрологическое исследование приёмника ТП-1

Так как K_{Π} (23) есть результат косвенного измерения, то среднее значение данной величины будет результатом деления средних значений величин сигналов $\overline{U_{\text{ТП}}}$ и $\overline{U_{\text{ОБР}}}$. Средние арифметические значения указанных величин определялись из серии пяти измерений по формуле:

$$\overline{U}_i = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n U_i. \quad (24)$$

Относительное среднее квадратическое отклонение измеренных сигналов определялось по формуле:

$$S_{\overline{U}_i} = \frac{100}{\overline{U}} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (U_i - \overline{U})^2}{n(n-1)}}. \quad (25)$$

Доверительные границы ε случайной погрешности оценки измеряемой величины вычислялись по формуле:

$$\varepsilon = t S_{\overline{U_{\text{ОТН}}}}, \quad (26)$$

где t - коэффициент Стьюдента, значение которого зависит от доверительной вероятности P и числа измерений n (приложение Д ГОСТ 8.736-2011). В нашем случае для доверительной вероятности $P = 0.95$ и числа измерений, равному пяти, коэффициент Стьюдента равен $t = 2,571$:

$$S_{\overline{U_{\text{ОТН}}}} = \sqrt{S_{\overline{U_{\text{ТП}}}}^2 + S_{\overline{U_{\text{ОБР}}}}^2} \quad (27)$$

В соответствии с ГОСТ 8.736-2011 результат метрологического исследования K_{Π} приёмника ТП-1 должен быть представлен в виде:

$$\overline{K_{\Pi}} \pm \Delta, P, \quad (28)$$

где Δ - граница погрешности оценки измеряемой величины,
 P - доверительная вероятность, равная, в нашем случае, 0,95:

$$\Delta = K S_{\Sigma}, \quad (29)$$

где K - коэффициент, зависящий от соотношения случайной составляющей погрешности S_{Σ} и неисключённой систематической погрешности Θ_{Σ} (НСП); S_{Σ} - суммарное среднее квадратическое отклонение измеряемой величины вычисляется по формуле:

$$S_{\overline{U_{\Sigma}}} = \sqrt{S_{\Theta}^2 + S_{\overline{U_{\text{ОТН}}}}^2} \quad (30)$$

где S_{Θ} - среднее квадратическое отклонение НСП, которое, в нашем случае, оценивается по формуле:

$$S_{\Theta} = \frac{\Theta(P)_{\Sigma}}{\sqrt{3}}, \quad (31)$$

где $\Theta(P)_\Sigma$ – граница НСП, которая определялась по формуле:

$$\Theta_\Sigma(P) = \pm k \sqrt{\sum_{i=1}^m \Theta_i^2}, \quad (32)$$

где Θ_i – граница i – й НСП;

k – коэффициент, равный 1,1 для вероятности 0,95.

Таблица 9 – Основные метрологические характеристики приёмника ТП-1

Составляющие основной погрешности	Обозначение	Процент %
Граница основной погрешности	$\Delta_{0,95}$	3,5
НСП основная погрешность ПОИ-1	$\Theta_{\text{ПОИ}}$	2
НСП от линейных размеров приёмной площадки	Θ_L	0,5
НСП от величины измеряемого напряжения мультиметром АРРА-09	Θ_U	1
НСП от величины измеряемой температуры	Θ_t	0,02
НСП от измеряемой мощности	Θ_P	2,0
СКО относительное, сигнал с ТП-1	$S_{\text{отн.ТП-1}}$	0,5
СКО относительное, сигнал с ПОИ-1	$S_{\text{отн.ОБР}}$	0,5
СКО суммарное	$S_{\overline{U_{\text{отн}}}}$	0,7
Границы суммарной НСП	$\Theta_\Sigma(P)$	2
СКО НСП	S_Θ	1,35
СКО суммарное	S_Σ	1,6
Доверительные границы случайной погрешности	ε	1,8
Коэффициент К	К	1,4

Таблица 10 – Расчётные и реально полученные характеристики приёмников ТП-1

Характеристика	Размерность	Расчётное значение	Реальное значение
Размер приёмной площадки	мм x мм	4 x 1	4 x 1
Сопротивление	Ом	0,2	0,3 ± 0,2
Коэффициент преобразования	В/Вт	0,25	0,5 ± 0,2
Температурный коэффициент преобразования в диапазоне температур от 10 до 40°C положителен и имеет значение	1/град	0,0005	0,002
Диапазон освещённостей	Вт/м ²	1 - 2000	10 - 2000
Постоянная времени	с	0,44	0,4 - 0,6
Обнаружительная способность, D*	см·Гц ^{0,5} ·Вт ⁻¹	8,5·10 ⁸	(7,5 - 8) · 10 ⁸

Коэффициент К (20) определяется по формуле:

$$K = \frac{(\varepsilon + \Theta_\Sigma)}{(S_{\overline{U_{\text{отн}}}} + S_\Theta)}. \quad (33)$$

Основные метрологические характеристики, используемые для расчёта границы основной погрешности приёмника ТП-1, приведены в таблице 9.

Неисключённые систематические погрешности Θ_i , относящиеся к приёмнику, рассчитывались по формуле:

$$\Theta_i = K_{\text{Пн}} - K_{\text{Пв}} \cdot 100/K_{\text{Пн}}, \quad (34)$$

где $K_{\text{Пн}}$ – значение $K_{\text{П}}$, полученное при начальной калибровке,

$K_{\text{Пв}}$ – значение $K_{\text{П}}$, полученное при максимальном значении влияющего фактора при прочих номинальных условиях.

9. Заключение

В таблице 10 приведены расчётные и реально полученные характеристики приёмников ТП-1.

В результате данной работы был создан достаточно универсальный термоэлектрический приёмник излучения. При использовании серийных, дешёвых мультиметров типа АРРА-09 и им подобным, с разрешением $1 \cdot 10^{-6}$ В, приёмником ТП-1 можно уверенно измерять потоки от $5 \cdot 10^{-6}$ Вт до $1 \cdot 10^{-2}$ Вт. Если использовать современные малошумящие микромодули с цифровой обработкой сигнала, то можно измерять потоки мощностью от $5 \cdot 10^{-8}$ Вт.

Финансирование

Работа выполнена за счёт внутренних средств ИТПЭ РАН.

Список литературы

- [1] ГОСТ 8.195-2013 Государственная поверочная схема для средств измерений спектральной плотности энергетической яркости, спектральной плотности силы излучения, спектральной плотности энергетической освещённости, силы излучения и энергетической освещённости в диапазоне длин волн от 0,2 до 25,0 мкм.
- [2] Госкомсанэпиднадзор в области «Сан.Пин. 2.2.4.548-96.2.2.4. Физические факторы производственной среды. Гигиенические требования к микроклимату производственных помещений».
- [3] Радиометр неселективный “Аргус 03” Паспорт, техническое описание и инструкция по эксплуатации.
- [4] Ильин А.С., Котюк А.Ф. Термоэлектрические приёмники оптического излучения с плёночными и проволочными термопарами для прецизионных измерений // Опτικο-электронные измерения. Сборник статей. Под редакцией В.С. Иванова. М.: Университетская книга, 2005. С. 280 - 291.
- [5] Ильин А.С. Разработка и исследование термоэлектрических первичных измерительных преобразователей для эталонных, образцовых и рабочих средств измерений энергетических характеристик оптического излучения сплошного и дискретного спектра в диапазоне длин волн 0,25- 15 мкм. Диссертация на соискание ... к.т.н. Москва, 1985. 240 с.
- [6] Левин Ю.З., Маслов В.А., Чернова Л.Ф. О термоэлементах для спектральных приборов // Тепловые приёмники излучения. Труды 1 Всесоюзного симпозиума. 21-25 октября 1966г. Киев: Издательство «Наукова думка», 1967. С. 132-145.
- [7] Кмито А.А., Скляр Ю.А. Пиргелиометрия. - Ленинград: Гидрометеиздат, 1981. 230 с.
- [8] Смит Р., Джонс Ф., Чесмер Р. Обнаружение и измерение инфракрасного излучения / Под редакцией проф. В. А. Фабриканта. - Москва: Издательство иностранной литературы, 1959. С. 90 – 94.
- [9] Анатычук Л.И. Материалы для термопарных элементов. Термоэлементы и термоэлектрические устройства. Справочник. Киев: «Наукова думка», 1979. С. 252 – 281.
- [10] Козёлкин В.В., Усольцев И.Ф. Основы инфракрасной техники. Москва: «Машиностроение», 1981. С. 122.

Thermoelectric optical radiation receiver type TP-1

A.S. Ilyin^{*1}, M.N. Pavlovich²

¹ Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics of RAS, Moscow, Russia

² Federal State Budgetary Institution “All-Russian Scientific Research Institute of Optical and Physical Measurements”, Moscow, Russia.

* iliin876@gmail.com

Abstract

It is shown that it is necessary to create a domestic optical radiation receiver capable of measuring constant optical radiation fluxes in the illumination range from 1 to 2000 W/m², in the spectral range from 0.5 to 20 microns with a measurement time of no more than 2 seconds. The characteristics of the best domestic thermoelectric radiation receivers operating in the same ranges, but, according to the set of characteristics, do not meet the set requirements, are given.

The receiver design has been developed: the sensing unit is mounted on a standard leg, the receiver body has a diameter of 15 mm, height – 9 mm. The entrance window is zinc selenide, if necessary, windows made of other materials can be used.

A stand has been developed to measure the conversion coefficient and to study its dependence on the level of illumination. A thermoelectric receiver of the POI-1 type was used as an exemplary receiver, having a receiving element in the form of a cone on which an electric substitution winding is located. The developed receiver had the following main characteristics: $K_P = (0,5 \pm 0,2)$ V/W, time constant $\tau = 0,4$ s, time of one measurement $T = \leq 2$ s, resistance $R = (0,5 \pm 0,2)$ ohms, size of the receiving area $A_P = (4 \times 1)$ mm², spectral range from 0.5 to 20 microns, detection capacity $D^* = 8 \cdot 10^8$ cm·Hz^{0.5}·W⁻¹, which corresponds to the best uncooled thermal radiation receivers. The blackening coating provides a high absorption coefficient of $\varepsilon_\lambda \approx 0,93 - 0,98$ in the range from 0.4 to 25 microns. The limit of the basic error $\Delta = 3,5\%$.

Key words: conversion coefficient K_P , thermal conductivity Q_Σ [W/deg], time constant C ., total heat capacity C_Σ [J/deg], non-excluded systematic error NSP %, COEX -mean square deviation, boundary of the basic error, exemplary radiation receiver, thermoelectric radiation receiver

Использование антенны с корректирующей линзой для измерения параметров рассеяния материалов на бистатическом стенде

Р.В. Гильмутдинов * ¹, Н.Л. Меньших¹, С.А. Фёдоров¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Россия

Статья поступила в редакцию 18.11.2024
Одобрена после рецензирования 10.12.2024
Принята к публикации 26.12.2024

Аннотация

В работе представлен бистатический измерительный стенд сантиметрового диапазона длин волн, модифицированный с помощью использования антенн с корректирующими линзами в качестве приемника и передатчика. Оптимизированная линза с рассчитанными параметрами была напечатана на 3D-принтере. Данная конструкция позволяет создать распределение поля с приемлемыми характеристиками в области размещения исследуемого объекта в широкой полосе частот. При проведении измерения коэффициента зеркального отражения материала в свободном пространстве большое влияние на результаты измерения оказывают дифракционные эффекты на краях образца, которые можно уменьшить, сформировав оптимальное поле в области размещения исследуемого образца. С использованием метода моментов было проведено численное моделирование измерения коэффициента зеркального отражения на модернизированном бистатическом стенде с линзой и в плоском поле. Были проведены экспериментальные исследования коэффициента отражения от материала в квазиплоском поле и в поле, созданном антенной с корректирующей линзой. Результаты расчетов и экспериментов показали, что применение антенны с корректирующей линзой позволяет повысить точность измерения коэффициента зеркального отражения в широком частотном и угловом диапазонах.

Ключевые слова: ФЕКО, метод моментов, гиперболическая линза, краевые эффекты, бистатические измерения, коэффициент отражения

EDN MHERAM

doi:[10.24412/2949-0553-2024-614-18-27](https://doi.org/10.24412/2949-0553-2024-614-18-27)

Введение

В последние десятилетия диэлектрические линзы все чаще используются в радиотехнике и радиофизике для создания приемо-передающей системы с заданными параметрами [1]. Особенно популярны такие системы в миллиметровом и сантиметровом диапазонах длин волн. Ведутся исследования как с наиболее простыми линзами с одной преломляющей поверхностью, так и с более сложными градиентными слоистыми линзами [1, 2]. Сравнение распределения полей после эллиптической и гиперболической линз выполнено в [3], где показано, что обе линзы имеют примерно одинаковый коэффициент усиления и формируют очень близкие по структуре поля. Развитие методов 3D-печати позволило существенно продвинуть разработку и создание линз с градиентно-изменяющейся диэлектрической проницаемостью [4].

Впервые возможность установки линзового коллиматора в безэховой камере исследовалась в [5]. Линзовые коллиматоры применяются в низкочастотных безэховых камерах [6]. Для формирования квазиплоской волны в некоторой области пространства удобнее использовать гиперболическую линзу. Обсуждается использование градиентной оптики [7] для создания коллиматора на основе плоской линзы в метровом диапазоне длин волн для конической безэховой камеры.

* Автор, ответственный за переписку: Руслан Валерьевич Гильмутдинов, psevduch777@gmail.com

Таким образом, наметилась четкая тенденция в исследованиях применения линз для формирования требуемого распределения поля в некоторой области пространства при проведении радиофизических измерений.

В настоящее время увеличивается число исследований, посвящённых развитию бистатической радиолокации. Для измерений свойств объектов создаются все новые бистатические стенды [8, 9] с высокой степенью свободы перемещения объекта и приемо-передающих антенн. В [10] описана бистатическая установка, позволяющая измерять бистатическую эффективную площадь рассеяния малых объектов. В статье [11] представлена разработанная специальная методика калибровки сигнала при измерении коэффициента отражения от плоских образцов материалов на стенде для бистатических исследований. В работе [12] описан метод обработки сигналов во временной области при бистатических измерениях, позволяющий значительно снизить инструментальную погрешность измерений. В [13] показано, что в области малых углов эффективность методики синтеза фона сопоставима с применением строба по времени, при этом методика синтеза фона позволяет точнее определять значение минимума коэффициента отражения и угла, при котором достигается этот минимум. В работе [14] данный метод был доработан путем использования добавочной мишени.

При бистатических исследованиях характеристик рассеяния объектов возникает множество препятствий [15], не позволяющих получить приемлемую точность результатов. К основным погрешностям относятся инструментальные и методические [16]. Последние связаны с выбранным методом измерения характеристик [17]. Методическая погрешность вызвана конечными размерами образца [18]. Линза позволяет снизить это влияние за счет уменьшения амплитуды поля на краях образца при обеспечении широкой зоны с относительно небольшим изменением фазы поля в области объекта измерения.

Цель настоящего исследования – уменьшить влияние краевых эффектов, возникающих на краях образцов материалов, на измеряемые значения модуля коэффициента отражения (МКО) от материала путем применения специальной системы формирования распределения электромагнитного поля в области размещения измеряемого образца.

Постановка задачи

В [19] путем численного моделирования показано, что применение антенны с корректирующей линзой при бистатических измерениях МКО позволяет уменьшить методическую погрешность, вызванную краевыми эффектами. Авторами настоящей статьи ранее было проведено исследование по

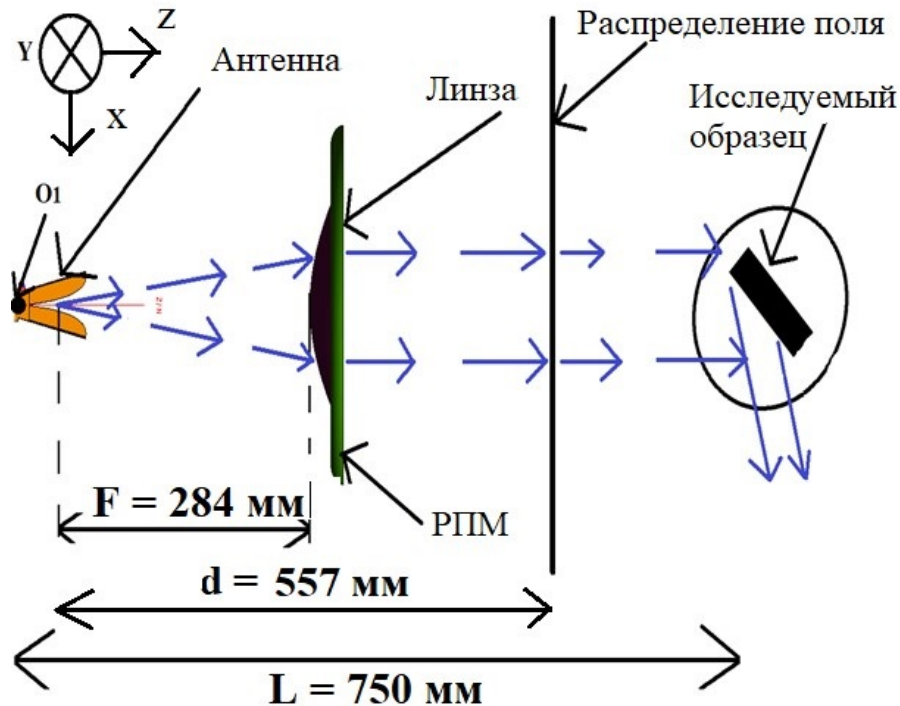


Рисунок 1 – Схема антенны с корректирующей линзой

оптимизации [20] параметров антенны с корректирующей линзой. С помощью численных методов в пакете для электродинамического моделирования FEKO проведено сравнение распределения поля,

формируемого антенной, находящейся в свободном пространстве, с полем, формируемым антенной с корректирующей линзой. Использована гиперболическая линза. Параметры разрабатываемой системы формирования поля подбирались таким образом, чтобы получить оптимальное амплитудно-фазовое распределение поля в области расположения образца. Типовые исследуемые образцы [21] представляют собой квадрат со стороной 200 мм. Была создана компьютерная модель линзы, и численным экспериментом подобраны параметры линзы для создания приемлемого амплитудно-фазового распределения поля. Линза с выбранными параметрами была напечатана на 3D-принтере из PLA-пластика. Диаметр линзы 160 мм выбран исходя из размеров исследуемых образцов, толщина 20 мм, фокусное расстояние и расстояние от вершины гиперболической поверхности объектива до примерного положения фазового центра антенны для заданного диапазона частот $F = 284$ мм. Фокусное расстояние соответствует положению фазового центра антенны на частоте 9,5 ГГц.

На рисунке 1 изображена схема оптимизированной системы и ее основные параметры. Точка O1 — начало координат, совпадает с геометрическим центром основания антенны (задняя крышка).

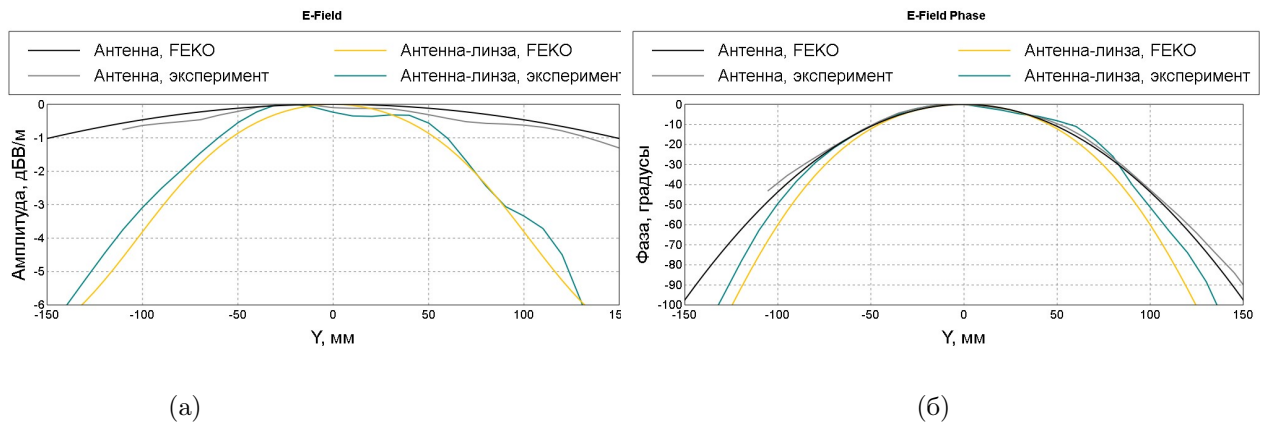


Рисунок 2 – Графики зависимости распределения а) амплитуды и б) фазы ближнего поля, E-плоскость, $L = 750$ мм, 5 ГГц

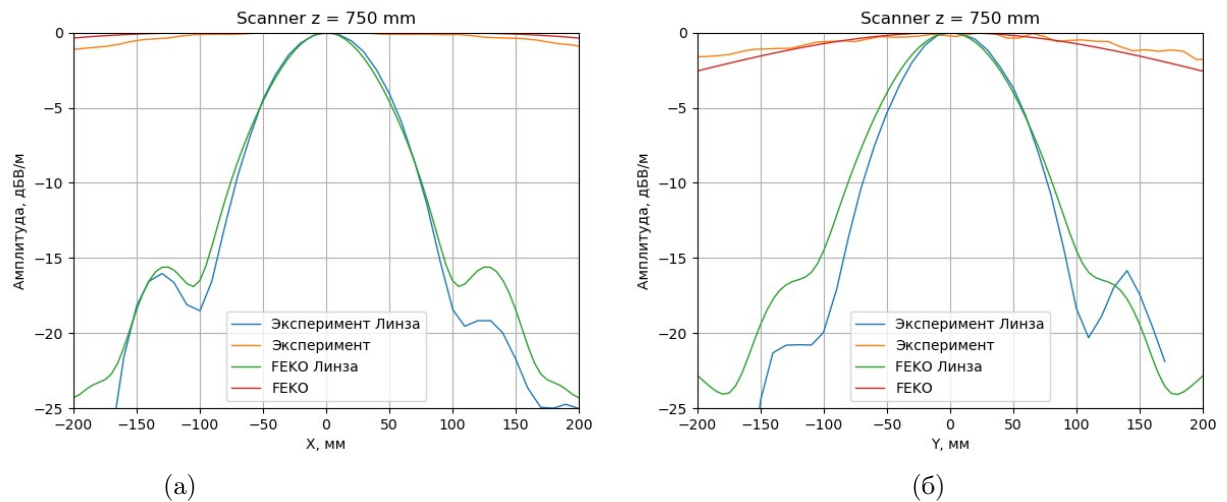


Рисунок 3 – Графики зависимости распределения амплитуды ближнего поля, а) H-плоскость, б) E-плоскость, $L = 750$ мм, 10 ГГц

На рисунке 2 и фазовые срезы поля в E-плоскости антенны и антенны с корректирующей линзой (на рисунках обозначена как антенна-линза) на частоте 5 ГГц. На рисунке 3 изображены измеренные и рассчитанные амплитудные срезы в главных плоскостях антенны и антенны с корректирующей линзой на частоте 10 ГГц. Различия между экспериментальными и аналитическими значениями связаны с погрешностью определения материальных параметров радиопоглощающего материала (РПМ). Погрешности при фазовых измерениях, помимо упомянутых выше, связаны с позиционированием плоскости сканера. Видно, что измеренные значения фазы поля не соответствуют критерию квазиплоской волны. Однако использование метода замещения с высокой повторяемостью позиционирования образца позволяет проводить измерения при значительном изменении амплитуды и фазы поля от центра к краю

исследуемого образца. Заметим, что ширина пучка при компьютерном моделировании практически не меняется в диапазоне $L = 700 - 1000$ мм.

В настоящей работе разработанные и напечатанные линзы были интегрированы в стенд для измерений бистатистических характеристик рассеяния. С помощью антенн с корректирующими линзами были получены угловые зависимости МКО для образцов материалов. Полученные результаты сравнивались с измерениями в квазиплоском поле, а также с результатами численного моделирования и аналитического расчета по формулам Френеля.

Измерения МКО

Бистатистический стенд [22] для измерений МКО находится в безэховой камере и состоит из опорно-поворотного устройства, на котором располагается объект исследования, двух приёмно-передающих антенн, установленных на поворотных тележках, которые перемещаются в диапазоне углов $10-85^\circ$. Радиус вращения антенн при измерении в квазиплоском поле равен 2 м (рисунок 4).

При проведении измерений с помощью антенн с корректирующими линзами радиус вращения антенн составляет 950 мм. Радиус вращения антенн с корректирующими линзами выбран таким образом, чтобы обеспечить проведение измерения МКО при минимальном угле в 15° . Антенны с корректирующими линзами жестко связаны с тележками с помощью дополнительно установленных балок. Антенны с корректирующими линзами перемещаются в диапазоне углов $15-85^\circ$. Каждая линза установлена в проем радиопрозрачного экрана из пенопласта, который фиксируется на балке. Вокруг линз размещены диафрагмы из РПМ для устранения боковых лепестков диаграммы направленности, близких к главному лепестку. На рисунке 5 изображены антенны с корректирующими линзами, интегрированные в измерительный стенд.

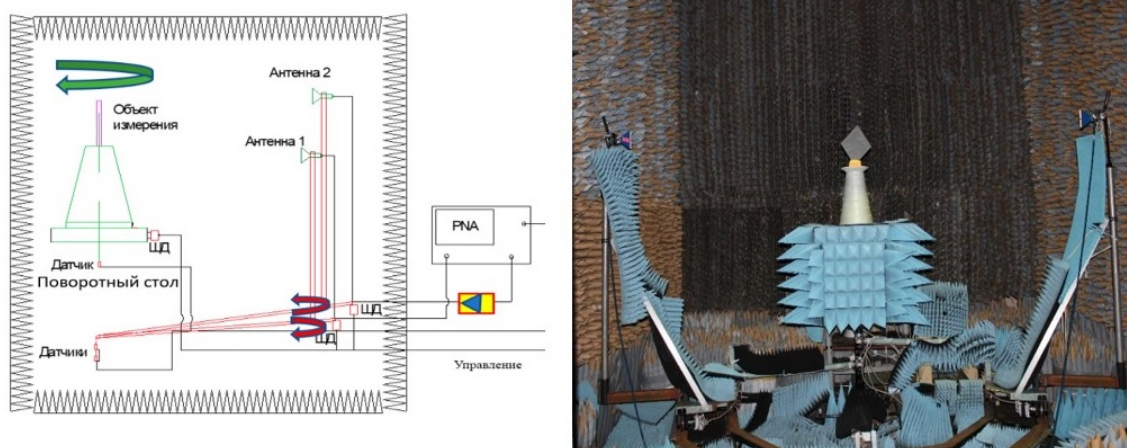


Рисунок 4 – Схема (а) и фотография (б) измерительного стенда

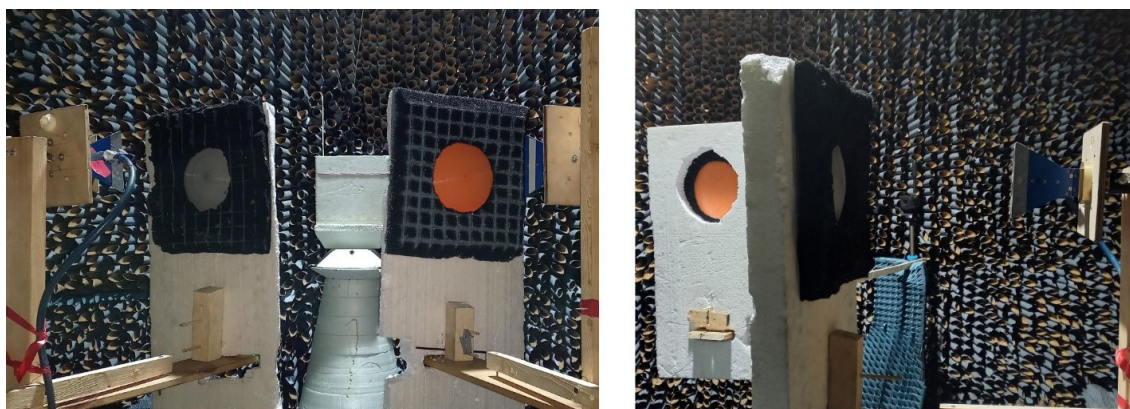


Рисунок 5 – Фотография антенн а) сзади б) сбоку с корректирующими линзами

В обеих конфигурациях измерительного стенда измерения МКО проводятся методом замещения. Сначала проводится измерение фона камеры, $E_{\text{bkg}}(f, \varphi)$, затем измеряется сигнал, отраженный от

металлической калибровочной пластины в зеркальном направлении, $E_{\text{norm}}(f, \varphi)$. После этого проводится измерение сигнала, отраженного от исследуемого образца в зеркальном направлении, $E_{\text{sample}}(f, \varphi)$. Далее, значения МКО (в децибелах) рассчитывается по следующей формуле:

$$K_0(f, \varphi) = 20 \lg \left| \frac{E_{\text{sample}}(f, \varphi) - E_{\text{bkg}}(f, \varphi)}{E_{\text{norm}}(f, \varphi) - E_{\text{bkg}}(f, \varphi)} \right|. \quad (1)$$

Вычисления МКО

Значения МКО рассчитывались аналитически [23] для плоского бесконечного слоя материала, расположенного на проводящей подложке. Определим входной импеданс $Z_{\text{вх}}$:

$$Z_{\text{вх}} = Z_1 \frac{Z_2 - iZ_0 \operatorname{tg}(k_{1z}d)}{Z_0 - iZ_2 \operatorname{tg}(k_{1z}d)}, \quad (2)$$

где Z_1, Z_2 – импедансы исследуемого материала и металла соответственно; Z_0 – импеданс свободного пространства; d – толщина исследуемого материала, k_{1z} – проекция волнового вектора в материале на ось, φ означает угол падения волны в свободном пространстве, угол φ_1 – угол падения внутри исследуемого материала. При вертикальной (вектор \mathbf{E} перпендикулярен плоскости падения) и горизонтальной (вектор \mathbf{E} параллелен плоскости падения) поляризациях КО вычисляется по формулам ниже:

$$K_{\text{в.п}} = \frac{Z_{\text{вх}} \cos \varphi_1 - Z_0 \cos \varphi}{Z_{\text{вх}} \cos \varphi_1 + Z_0 \cos \varphi}; \quad (3)$$

$$K_{\text{г.п}} = \frac{Z_{\text{вх}}/\cos \varphi_1 - Z_0/\cos \varphi}{Z_{\text{вх}}/\cos \varphi_1 + Z_0/\cos \varphi}. \quad (4)$$

Численное исследование зависимости значений МКО от частоты и угла падения проводилось в программном пакете ФЕКО. Была создана компьютерная модель исследуемого плоского образца материала.

Расчет МКО материала в поле плоской волны, имитирующий измерения в дальней зоне антенны, проводился следующим образом. На объект исследования направлена плоская электромагнитная волна. Зеркально в дальней зоне рассчитывается отраженное поле. Рассмотрим модель численного эксперимента по измерению МКО с помощью антенны с корректирующей линзой. В модель заложено несколько приближений.

В реальном эксперименте есть большое количество помеховых сигналов, в первую очередь это прямое попадание сигнала из передающей антенны в приемную. Обычно такие сигналы стараются отсеять применением фильтрации во временной области. В данной модели помеховых сигналов нет, потому что не рассматривается приемная антенна. Вместо нее исследуется поле в дальней зоне.

Передающая антенна боковыми и задними лепестками также давала бы помеховый сигнал в дальнюю зону. Но этого практически не происходит за счет разбиения задачи по исследованию МКО образца при облучении антенной с корректирующей линзой на две отдельные подзадачи. В первой подзадаче получаем распределение поля, сформированного антенной с корректирующей линзой, в небольшой области пространства на плоскости прямо за линзой. Во второй подзадаче данное поле используется как источник излучения вместо системы формирования поля. Моделирование вращения антенны с корректирующей линзой вокруг исследуемого объекта вычислительно ресурсоемкая задача, поэтому данный подход помогает существенно ускорить процесс расчета. При достаточном количестве точек в заданной области и условии, что на краях поле существенно меньше, чем в центре, погрешности, связанные с пересчетом поля, оказываются незначительными.

Процесс расчета заключается в следующем.

1) В плоскости, проходящей через точку с координатами $(0, 0, 557)$ (Рисунок 1) и перпендикулярной оси Z рассчитываются все компоненты электромагнитного поля. Область пространства, в которой оно рассчитывается, представляет собой квадрат со стороной 700 мм. Размер данной области пространства выбирается таким образом, чтобы на ее краях амплитуда поля была на 10 дБ меньше, чем в центре. Шаг сетки точек, в которых рассчитывается поле, определяется частотой излучения.

2) Полученное поле является источником для облучения исследуемого образца материала.

3) На рисунке 6 изображена схема облучения исследуемого объекта. Источник излучения (область пространства, содержащая ближнее поле антенны) вращается вокруг оси Y_2 . Волновой вектор излучения,

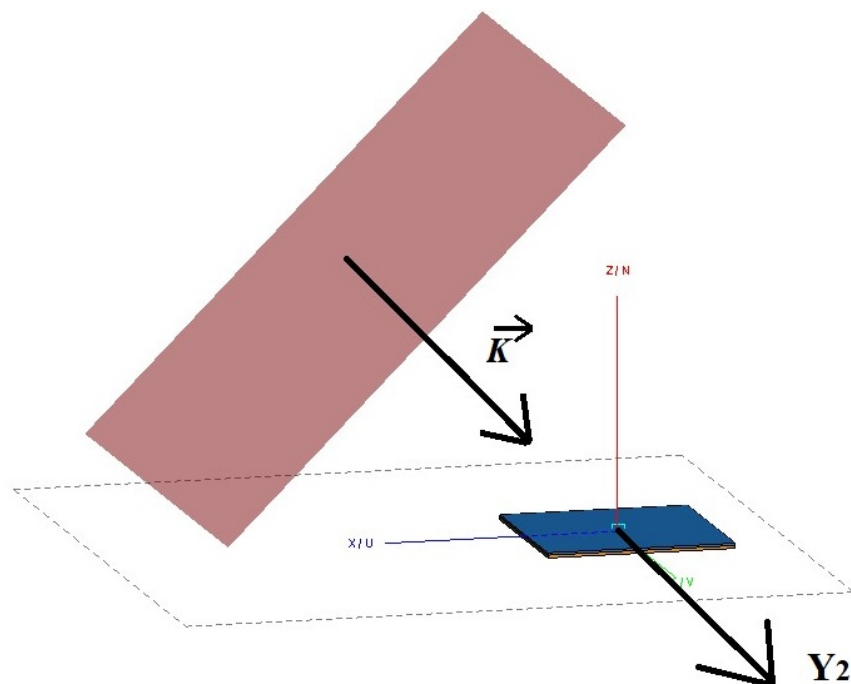


Рисунок 6 – Схема моделирования эксперимента по измерению МКО с помощью антенны с корректирующей линзой

\mathbf{k} , направлен перпендикулярно плоскости, содержащей распределение ближнего поля антенны, вдоль радиуса вращения антенны. Такая схема эквивалентна повороту антенны вокруг центра исследуемого объекта по дуге окружности радиусом 750 мм. В качестве исследуемого образца выступает либо образец с материалом, либо металлическая пластина такого же размера. Результат рассчитывался в дальней зоне.

Для нормировки рассчитывается поле, отраженное от калибровочных образцов, представляющих собой металлическую подложку такой же формы и размера. МКО рассчитывается по формуле

$$K_0(f, \varphi) = 20 \lg \left| \frac{E_{\text{diel}}(f, \varphi)}{E_{\text{norm}}(f, \varphi)} \right|, \quad (5)$$

где $E_{\text{diel}}(f, \varphi)$ – поле, отраженное от конфигурации с исследуемым материалом, $E_{\text{norm}}(f, \varphi)$ – поле, отраженное от калибровочного образца. В нашем случае коэффициент отражения зависит от частоты f и угла падения φ (который равен углу отражения).

Значения поля были получены в диапазоне частот 4 – 10 ГГц и в секторе углов 0 – 80°. Расчет проводился методом моментов, характерный шаг сетки 1/12 длины волны в свободном пространстве.

Анализ полученных результатов

Были проведены численные расчёты образца из магнетодиэлектрика [24] с измеренными материальными параметрами. На рисунке 7 представлены графики зависимости МКО от угла падения, полученные путем моделирования в поле антенны с корректирующей линзой и при облучении плоской волной. Отметим, что кривые МКО, полученные при облучении антенной с корректирующей линзой, имеют меньше флуктуаций по сравнению с зависимостями МКО, рассчитанными в поле плоской волны. Видно, что в диапазоне углов 0-40° значения МКО, полученные с использованием модифицированного поля, ближе к аналитическим значениям МКО, чем результаты, полученные при облучении плоской волной. Для углов падения больше 50° также кривые, полученные с использованием линзы, находятся ближе к аналитическим кривым, но поведение кривых уже больше отличается от аналитического расчета.

Рассмотрим экспериментальные и численные исследования рассеивающих свойств образца магнетодиэлектрика [25] с известными материальными параметрами в зависимости от частоты. В исследуемом диапазоне частот параметры материала, полученные на стенде измерения электрофизических параметров материалов и покрытий [25], принимают значения $\epsilon' = 11 \dots 12$, $\epsilon'' = 0,2 \dots 0,5$, $\mu' = 0,7 \dots 2,8$, $\mu'' = 0,8 \dots 1,3$. Плоский образец в сечении имеет форму квадрата со стороной 200 мм.

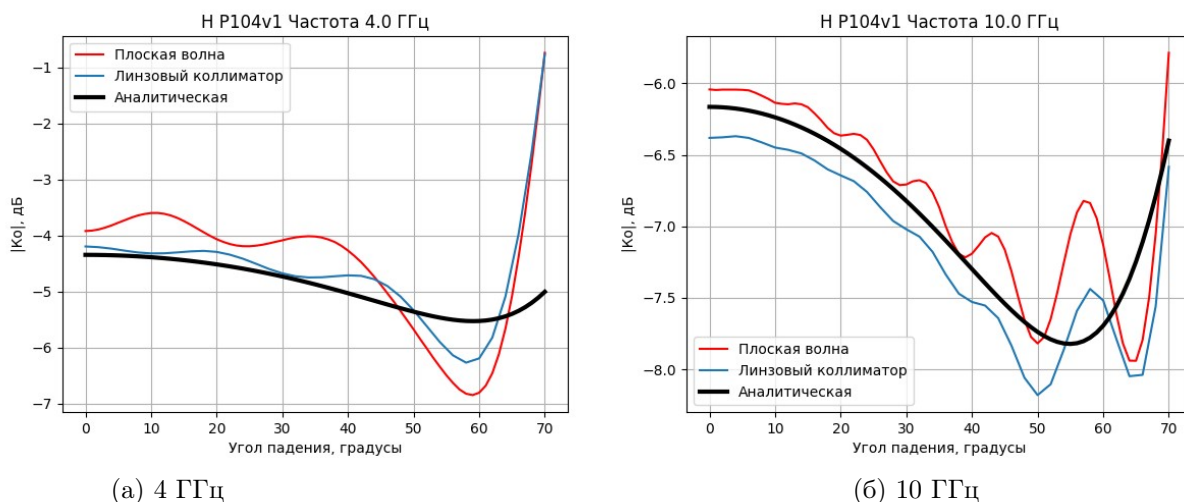


Рисунок 7 – Кривые зависимостей МКО от частоты, полученные при облучении образца различными способами, Н-поляризация

Перейдем к анализу результатов численного и аналитического расчётов и их сравнению с экспериментом.

На рисунке 8 представлены графики зависимости МКО от угла падения, полученные разными способами: моделирование в поле антенны с корректирующей линзой и при облучении плоской волной, а также при измерении в квазиплоском поле и с использованием антенн с корректирующими линзами. Видно, что в диапазоне углов 0-45° кривые МКО, рассчитанные в поле антенны с корректирующей линзой (кривые «ФЕКО линза»), ближе к аналитическим значениям МКО, чем результаты расчетов МКО в поле плоской волны (кривые «ФЕКО плоское»).

На частоте 4,5 ГГц (умещается 3 длины волны на образце при нормальном падении) две экспериментальные кривые хорошо различимы между собой и хорошо согласуются со своими расчетами. В нижней части исследуемого диапазона частот определяющей погрешностью измерений является именно методическая, связанная с дифракционными эффектами на краях образца. С увеличением частоты уменьшается влияние дифракционных эффектов.

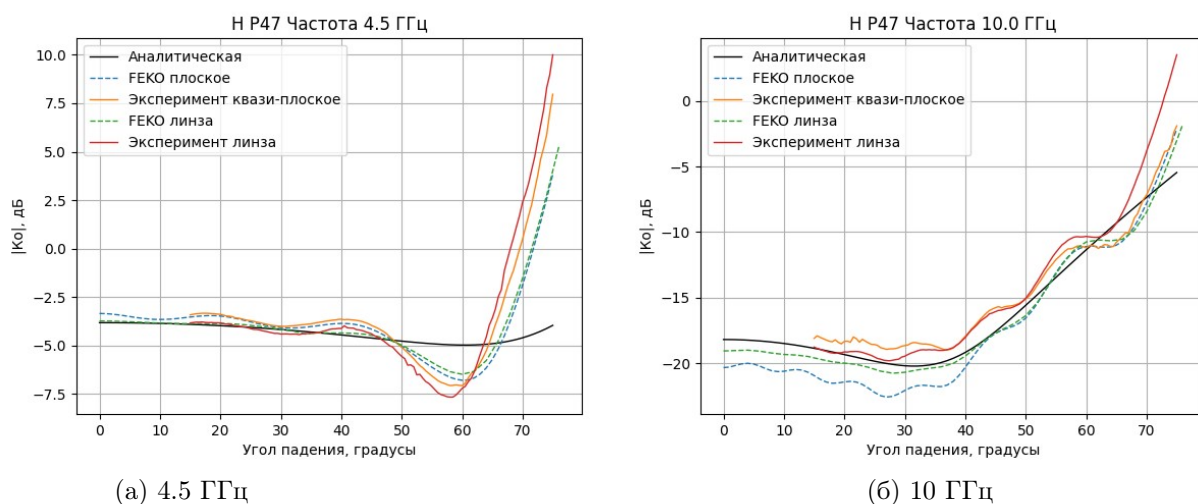


Рисунок 8 – Кривые зависимостей МКО от частоты, полученные при облучении образца различными способами, Н-поляризация

Исследуемый материал имеет интерференционный минимум (толщинный резонанс) вблизи частоты 10 ГГц, поэтому в верхней части исследуемого диапазона сами значения коэффициента отражения существенно меньше. На графиках, представленных на рисунке 8б), имеются более сильные отличия между результатами численных расчетов и эксперимента в плоском поле. Имеющиеся отличия между экспериментальными и расчетными кривыми в резонансной области могут быть связаны с неточностью

определения материальных параметров образца. Вблизи резонанса небольшое изменение в параметрах влечет сильное изменение в коэффициенте отражения. Отличия между результатами численных расчетов и аналитической кривой определяют методическую погрешность, которая составляет ± 3 дБ для плоского поля и $\pm 1,5$ дБ при использовании линзы. С учетом таких методических погрешностей экспериментальные кривые описывают представленную аналитическую кривую. Результаты при использовании линзы лежат, очевидно, ближе к аналитической кривой, чем результаты для плоского поля.

Применение антенн с корректирующими линзами позволяет уменьшить методическую погрешность измерения МКО с 1 до 0,5 дБ при характерном значении МКО -5 дБ и с 2,5 до 1 дБ при значении МКО -15 дБ в области углов до 50° .

5. Заключение

Аналитическими, экспериментальными и численными методами исследованы характеристики рассеяния образцов материалов при облучении квазиплоским полем антенны и полем, сформированным антенной с корректирующей линзой. Проведенные исследования показали, что антенна с корректирующей линзой формирует электромагнитное поле с заданным распределением амплитуды в рабочей зоне измерительного стенда в широкой полосе частот.

Для верификации расчётных моделей была напечатана на 3D-принтере гиперболическая линза, и с помощью антенн с корректирующими линзами измерены характеристики рассеяния образцов магнитодиэлектрика с частотной дисперсией материальных параметров.

Показано, что антенну с корректирующей линзой можно использовать в диапазоне частот 4.5 – 10 ГГц и углов $15-45^\circ$ для уменьшения методической погрешности, вызванной краевыми эффектами при измерении МКО материалов. Методическая погрешность уменьшается с 1,0 до 0,5 дБ при характерном значении МКО -5 дБ и с 2,5 до 1 дБ при значении МКО -15 дБ.

Список литературы

- [1] Handbook of Antenna Technologies, Zhi Ning Chen (Editor), Springer 2016, section "Dielectric lens Antennas" by Fernandes C.A., Lima E.B. and Costa J.R. doi: [10.1007/978-981-4560-44-3](https://doi.org/10.1007/978-981-4560-44-3)
- [2] Зелкин Е.Г., Петрова Р.А. Линзовые антенны. М.: Советское радио, 1974.
- [3] Garcia N. C., Chisum J. D. High-Efficiency, Wideband GRIN Lenses with Intrinsically Matched Unit Cells // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 68, no. 8, pp. 5965-5977, Aug. 2020, doi: [10.1109/TAP.2020.2990289](https://doi.org/10.1109/TAP.2020.2990289)
- [4] Piksa, Petr & Zvanovec, Stanislav & Cerny, Petr. (2011). Elliptic and Hyperbolic Dielectric Lens Antennas in mm-Waves. Radioengineering. 20. 270-275.
- [5] Mentzer J. R. The Use of Dielectric Lenses in Reflection Measurements // Proceedings of the IRE, vol. 41, no. 2, pp. 252-256, Feb. 1953, doi: [10.1109/JRPROC.1953.274215](https://doi.org/10.1109/JRPROC.1953.274215)
- [6] Balabukha N.P., Menshikh N.L., Shapkina N.E. A Study of Electromagnetic Fields in Conical and Pyramidal Tapered Anechoic Chambers. Moscow University Physics Bulletin, 2021, Vol. 76, No. 3, pp. 126-135. doi: [10.3103/s0027134921030024](https://doi.org/10.3103/s0027134921030024), EDN: [YDSFIY](https://www.edn.net/YDSFIY)
- [7] Korolev D.P., Menshikh N., Solosin V., Poddubny D. Flat Lens as a Collimator for Tapered Anechoic Chamber // 2024 Conference of Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering (ElCon), Saint Petersburg, Russian Federation, 2024, pp. 652-655, doi: [10.1109/ElCon61730.2024.10468408](https://doi.org/10.1109/ElCon61730.2024.10468408)
- [8] Röding M., Sommerkorn G., Häfner S., Ihlow A., Jovanoska S., Thomä R. S. A Double-Arch Positioner for Bistatic RCS Measurements with Four Degrees of Freedom. Proc. of the 47th European Microwave conf. Oct. 2017. doi: [10.23919/EuMC.2017.8231083](https://doi.org/10.23919/EuMC.2017.8231083)
- [9] Saleh H., Geffrin J.-M., Tortel H. Bistatic scattering measurement on low permittivity spheroidal objects // 2017 11th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP), Paris, 2017, pp. 259-262. doi: [10.23919/EuCAP.2017.7928273](https://doi.org/10.23919/EuCAP.2017.7928273)
- [10] Daout F., Schmitt F., 2014 IEEE Conference on Antenna Measurements & Applications (CAMA), Antibes Juan-les-Pins, France, 16-19 Nov. 2014. doi: [10.1109/CAMA.2014.7003455](https://doi.org/10.1109/CAMA.2014.7003455)
- [11] Umari M. H., Ghodgaonkar D. K., Varadan V.V., Varadan V.K. A free-space bistatic calibration technique for the measurement of parallel and perpendicular reflection coefficients of planar samples

- // IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, vol. 40, no. 1, pp. 19-24, Feb. 1991. doi: [10.1109/19.69942](https://doi.org/10.1109/19.69942)
- [12] Fedorov S.A., Gilmutdinov R.V., Menshikh N.L. Reducing Error of Position When Measuring the Bistatic Reflection Coefficient // 2020 7th All-Russian Microwave Conference (RMC), 2020, pp. 276-278, doi: [10.1109/RMC50626.2020.9312243](https://doi.org/10.1109/RMC50626.2020.9312243), EDN: SYIAMJ
- [13] Гильмутдинов Р.В., Меньших Н.Л., Федоров С.А., Брук Л.В. Методика обработки сигналов, позволяющая уменьшить погрешности измерений бистатических характеристик рассеяния образцов материалов. // Журнал радиоэлектроники. 2024. №. 10. doi: [10.30898/1684-1719.2024.10.10](https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.10.10), EDN: LJZIAE
- [14] Fedorov S.A., Menshikh N.L., Gilmutdinov R.V., Korolev D.P. Improving the Accuracy of Bistatic Measurements Using a Reference Target // 2024 Conference of Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering (ElCon), Saint Petersburg, Russian Federation, 2024, pp. 637-640, doi: [10.1109/ElCon61730.2024.10468125](https://doi.org/10.1109/ElCon61730.2024.10468125)
- [15] Fedorov S.A., Menshikh N.L., Gilmutdinov R.V., Solosin V. S. Comparison of the Measurement Accuracy of Material Sample Specular Reflection Coefficient for Two Types of Measuring Facilities // 2021 Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves (RSEMW), 2021, pp. 332-336, doi: [10.1109/RSEMW52378.2021.9494032](https://doi.org/10.1109/RSEMW52378.2021.9494032), EDN: DYQWUA
- [16] Фридман А. Э. Основы метрологии. Современный курс. СПб.: НПО "Профессионал 2008. 284 с.
- [17] Gilmutdinov R. V., Krasnolobov I. I., Menshikh N. L., Fedorov S. A. Procedural Measurement Error in Specular Reflection Coefficient from Planar Samples Using Two Different Types of Test Stands. Measurement Techniques, 2021, vol. 64, pp. 481-487, doi: [10.1007/s11018-021-01957-7](https://doi.org/10.1007/s11018-021-01957-7), EDN: NVSVAQ
- [18] Balabukha N. P., Fedorov S.A., Gilmutdinov R.V., Menshikh N. L., Sapozhnikov D. V. The Impact of the Sizes of a Planar Sample to Methodical Errors in Measuring the Specular Reflection Coefficient // 2021 Antennas Design and Measurement International Conference (ADMInC), Saint Petersburg, Russian Federation, 2021, pp. 54-57, doi: [10.1109/ADMInC54110.2021.9671006](https://doi.org/10.1109/ADMInC54110.2021.9671006), EDN:EYYASH
- [19] Menshikh N.L., Fedorov S.A., Gilmutdinov R.V. Application of Antenna - Lens System for Measurement of Bistatic Parameters of Materials // International Conference on Information, Control, and Communication Technologies (ICCT), Astrakhan, Russian Federation, 2022, pp. 1-4, doi: [10.1109/ICCT56057.2022.9976617](https://doi.org/10.1109/ICCT56057.2022.9976617)
- [20] Gilmutdinov R.V., Fedorov S.A., Menshikh N.L. Modernization of the Electromagnetic Field Formation System for Bistatic Measurements // Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves (RSEMW), Divnomorskoe, Russian Federation, 2023, pp. 92-95, doi: [10.1109/RSEMW58451.2023.10202125](https://doi.org/10.1109/RSEMW58451.2023.10202125)
- [21] Гильмутдинов Р.В., Меньших Н.Л., Федоров С.А. Краевые эффекты в бистатических измерениях характеристик рассеяния образцов материалов. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2020. №10. doi: [10.30898/1684-1719.2020.10.6](https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.10.6), EDN:EHDSUM
- [22] Гильмутдинов Р. В., Меньших Н. Л., Федоров С. А. Повышение точности измерений бистатических характеристик рассеяния материалов образцов различных конфигураций. Измерительная техника, 73(6), 46-54 (2024). doi: [10.32446/0368-1025it.2024-6-46-54](https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2024-6-46-54), EDN: ZFEEQA
- [23] Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 503 с.
- [24] Semenenko V. N., Chistyayev V. A., Politiko A. A., Kibets S. G., Complex permittivity and permeability of composite materials based on carbonyl iron powder over an ultrawide frequency band. Physical Review Applied, 16(1), APS (2021). doi: [10.1103/PhysRevApplied.16.014062](https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.16.014062), EDN: KKKPQC
- [25] Иванова В.И., Кибец С.Г., Краснолобов И.И., Лагарьков А.Н., Политико А.А., Семененко В.Н., Чистяев В.А. Разработка широкополосного радиопоглощающего покрытия с высокими эксплуатационными свойствами // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2016. №7. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/jul16/5/text.pdf>. EDN: WNDAUB
- [26] Семененко В.Н., Чистяев В.А., Политико А.А., Басков К.М. Стенд для измерения в свободном пространстве радиофизических параметров материалов в сверхширокой полосе сверхвысоких частот // Измерительная техника. 2019. №2, 55-59. doi: [10.32446/0368-1025it.2019-2-55-59](https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2019-2-55-59)

**Usage an antenna with a corrective lens
to measurement scattering parameters of materials
on a bistatic facility**

R.V. Gilmutdinov^{*1}, N.L. Menshikh¹, S.A. Fedorov¹

¹ Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics of RAS, Moscow, Russia

^{*} psevduch777@gmail.com

Abstract

In this paper a bistatic measuring facility for the centimeter wavelength range, modified by using antennas with correcting lenses as a receiver and transmitter is presented. An optimized lens with the calculated parameters was printed on a 3D printer (2 pieces). This design allows creating a field distribution with acceptable characteristics in the area of the studied object in a wide frequency band. When measuring the specular reflection coefficient of a material in free space, the measurement results are greatly influenced by diffraction effects at the edges of the sample, which can be reduced by forming an optimal field in the area of the studied sample. Using the method of moments, numerical simulation of measuring the specular coefficient on a modified bistatic facility with a lens and in a flat field were carried out. Experimental studies of the reflection coefficient from the material in a quasi-flat field and in the field created by an antenna with a correcting lens were carried out. The results of calculations and experiments showed that the use of an antenna with a correcting lens allows increasing the accuracy of measuring the specular reflection coefficient in a wide frequency and angular ranges.

Key words: FEKO, method of moments, hyperbolic lens, edge effects, bistatic measurements, reflection coefficient, anechoic chamber

Усиление электромагнитного излучения молекул в пластиковых микросферах с серебряной шляпкой

А.К. Сарычев *¹, А.В. Иванов¹, И.В. Быков¹, Д.В. Басманов², К.А. Прусаков²,
К.Е. Мочалов^{3,4}

¹Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва, Россия

²ФГБУ ФНКЦ ФХМ им. Ю.М. Лопухина ФМБА России, Москва, Россия

³Институт биоорганической химии им. академиков М.М. Шемякина и Ю.А. Овчинникова РАН, Москва, Россия

⁴РУДН, Москва, Россия

Статья поступила в редакцию 11.12.2024

Одобрена после рецензирования 18.12.2024

Принята к публикации 26.12.2024

Аннотация

Изучается электродинамическая дипольная модель излучения молекул, помещенных в различные металлические оболочки. Модель качественно описывает вторичное излучение от сферических диэлектрических микрочастиц, покрытых серебряными нанослоями—«шляпками» различной формы. Серебряные нанослои работают как плазмонные наноантенны и дают усиление сигнала гигантского комбинационного рассеяния (ГКР). Рассчитано изменение плотности потока энергии, излучаемой диполем, в зависимости от толщины нанослоя серебра поверх микрочастиц полистирола. Показано, что толщина и форма серебряных нанослоев существенно влияют на резонансные характеристики микрочастиц.

Ключевые слова: ГКР, микросферы полистирола, усиление плотности потока энергии

EDN NSCPUZ

doi:[10.24412/2949-0553-2024-614-28-35](https://doi.org/10.24412/2949-0553-2024-614-28-35)

1. Введение

Гигантское комбинационное рассеяние (ГКР) является перспективным методом для высокочувствительного обнаружения сложных биологических объектов, включая бактерии, вирусы, белки и ферменты [1]. Преимущества оптического ГКР метода исследования определяются его высокой чувствительностью, быстротой, отсутствием реагентов и портативностью.

В зависимости от области практического применения ГКР сенсоры могут быть использованы в медицинской диагностике (Point-of-Care) для мониторинга в режиме реального времени различных биомаркеров, таких как глюкоза и гликированные белки в крови, обеспечивающих специфическую диагностику сахарного диабета, почечной недостаточности, гипотиреоза [2–4]; сердечно-сосудистых маркеров для диагностики острого инфаркта миокарда [5]; маркеров нейродегенеративных заболеваний, таких как болезнь Альцгеймера и Паркинсона [6, 7]; опухолевых маркеров [8]; гормона эстрадиола E2 для клинической диагностики преждевременного полового созревания [9] и других. Одной из основных областей практического использования является высокочувствительное быстрое обнаружение биопатогенов, в частности оспы обезьян и коронавируса SARS-CoV-2 и его штаммов [10]. ГКР метаповерхности можно помещать в жидкости для решения задач охраны окружающей среды и безопасности пищевых продуктов для мониторинга в реальном времени патогенных бактерий, пестицидов и токсичных молекул. Особенно остро стоит проблема пластиковых отходов, которые выбрасываются в окружающую среду, такую как почва и океаны. Остатки пластика могут разлагаться на микропластиковые полимерные частицы размером менее микрона и нанопластиковые частицы размером менее 100 нм. Эти частицы могут попадать в организм, в том числе с пищей, и серьезно влиять на здоровье и качество жизни. ГКР-сенсоры могут помочь обнаружить мелкие частицы микро- и нанопластика [11, 12]. Еще одно перспективное применение — идентификационные защитные метки. ГКР сенсоры можно встра-

* Автор, ответственный за переписку: Сарычев Андрей Карлович sarychev_andrey@yahoo.com

ивать в поверхности, подверженные изгибу, для маркировки удостоверений личности и документов, банкнот, бланков строгой отчетности и музейных экспонатов [13].

В работе [10] получены характерные спектры комбинационного рассеяния света и ГКР от рецептор связывающего домена (RBD) гликопротеина SARS-CoV-2. Предложен подход, позволяющий формировать металлодиэлектрические микрополости путем взаимодействия восстановленных тиольных групп S-гликопротеина RBD с поверхностью серебра, что позволяет получать спектры ГКР при концентрациях, достаточно низких для обнаружения антигенов вирусных белков на физиологически значимых уровнях (суб-фемтограммы). Показано, что увеличение добротности резонатора за счет покрытия диэлектрической RBD глобулы серебряной оболочкой толщиной 10 нм обеспечивает дополнительное десятикратное усиление сигнала ГКР.

В данной работе предложен резонатор в виде пластиковых микросфер с серебряной шляпкой. Такие микросферы могут быть эффективными для задач ГКР благодаря возбуждению плазмонных резонансов на поверхности.

2. Электромагнитная дипольная модель излучения молекул

Для расчета усиления излучения от пластиковой микросферы в металлической оболочке воспользуемся простой моделью, в которой излучающий электрический диполь помещен внутри диэлектрической сферы радиуса 300 нм с показателем преломления 1.58 (соответствует показателю преломления полистирола [14]), которая расположена на гладком оптически непрозрачном слое серебра и покрыта серебряной нанощляпкой. Поскольку процесс комбинационного рассеяния является некогерентным, мы можем рассматривать только один диполь в оболочке. Расстояние от диполя до серебряной оболочки выбрано 1 нм. Электрические поля колеблющегося электрического точечного диполя в металлической оболочке были получены в программе COMSOL, которая решает полную систему уравнений Максвелла методом конечных элементов. Компоненты электрических полей рассчитывались с металлической оболочкой и без нее, соответственно, во всей области моделирования. Идеально согласованные слои (PML) использовались для моделирования бесконечных областей. Рассчитано усиление плотности потока энергии электромагнитного поля S , излучаемого диполем, расположенным вблизи сферической серебряной оболочки на расстоянии 1 нм от ее внутренней поверхности, по отношению к плотности потока энергии электромагнитного поля S_0 , излучаемого диполем в вакууме. Усиление излучения S/S_0 в зависимости от толщины серебряной оболочки d при фиксированной длине волны 562 нм показано на Рис. 1, Рис. 2. Рассмотрен случай, когда диэлектрическая сфера касается гладкой оптически не прозрачной поверхности серебра (Рис. 3, Рис. 4.), а также случай, когда оболочка частично покрывает сферу и имеет форму “шляпки” — занимает половину ее площади (Рис. 5, Рис. 6.) и четверть площади (Рис. 7, Рис. 8).

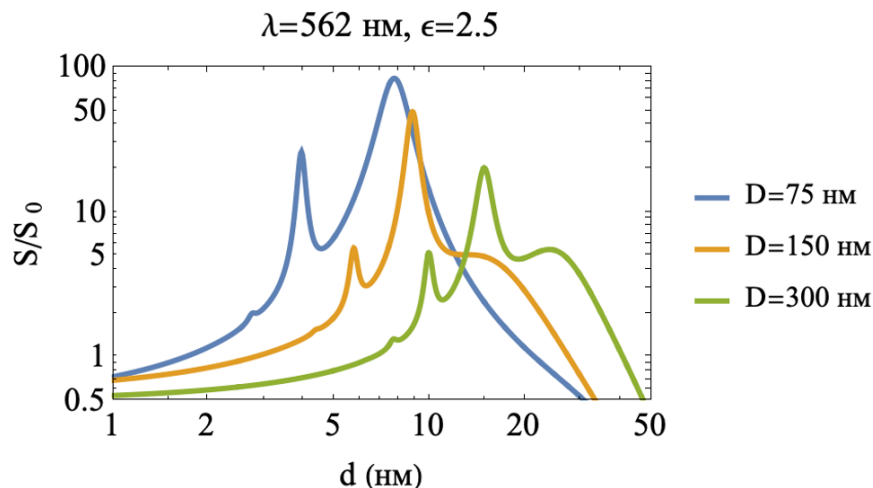


Рис. 1: Усиление излучения S/S_0 диполя, расположенного в верхней части серебряной оболочки на расстоянии 1 нм от оболочки в зависимости от толщины серебряной оболочки d для различных радиусов сферы: 75 нм (синяя кривая), 150 нм (оранжевая кривая), 300 нм (зеленая кривая).

Рассчитывалось среднее поверхностное значение S/S_0 по нормали к поверхности сферы. Видно, что излучение S/S_0 резонансно усиливается при реальной толщине серебра порядка 20 нм. Предполагается, что длина волны 562 нм является длиной волны излучения, т.е. вторичного излучения при стоксовом сдвиге 1000^{-1} см относительно длины волны накачки 532 нм (зеленый лазер, используемый

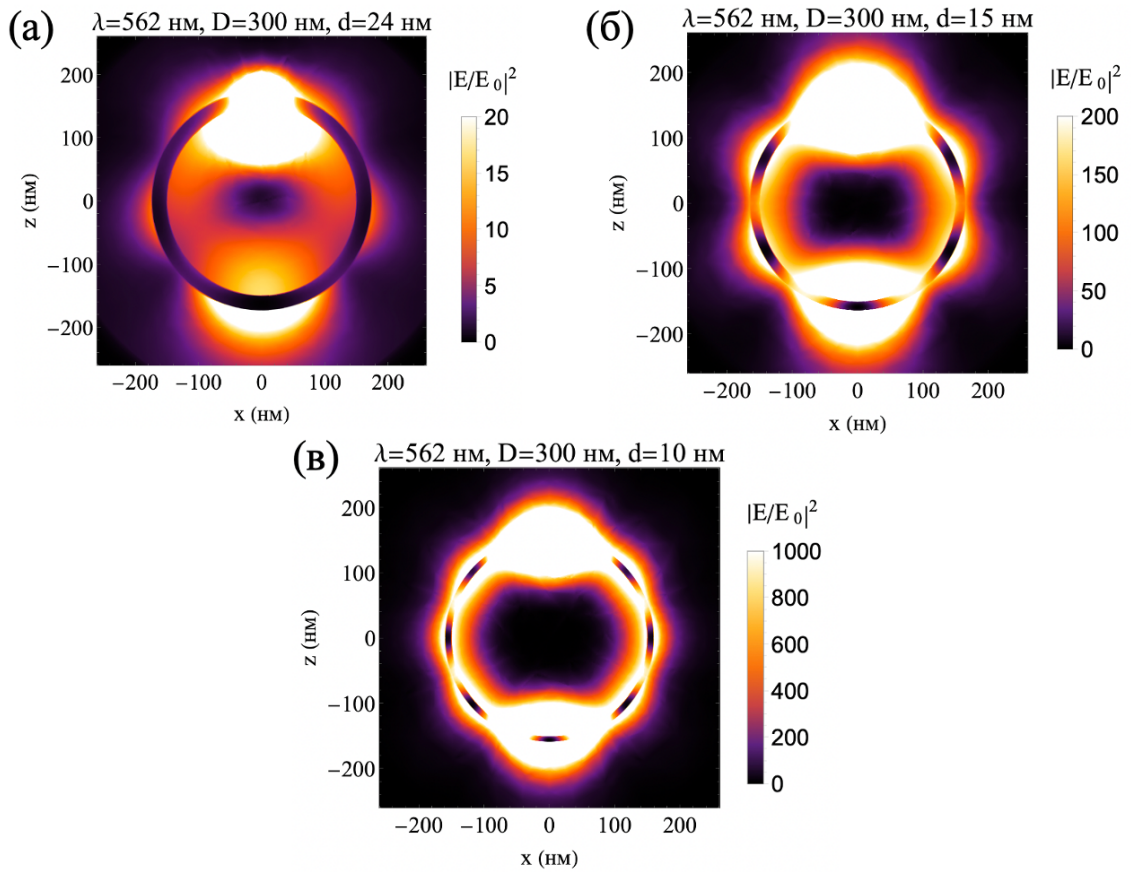


Рис. 2: Усиление излучения S/S_0 диполя, расположенного в верхней части серебряной оболочки на расстоянии 1 нм от оболочки при резонансной толщине оболочки: (а) 24 нм; (б) 15 нм; (в) 10 нм.

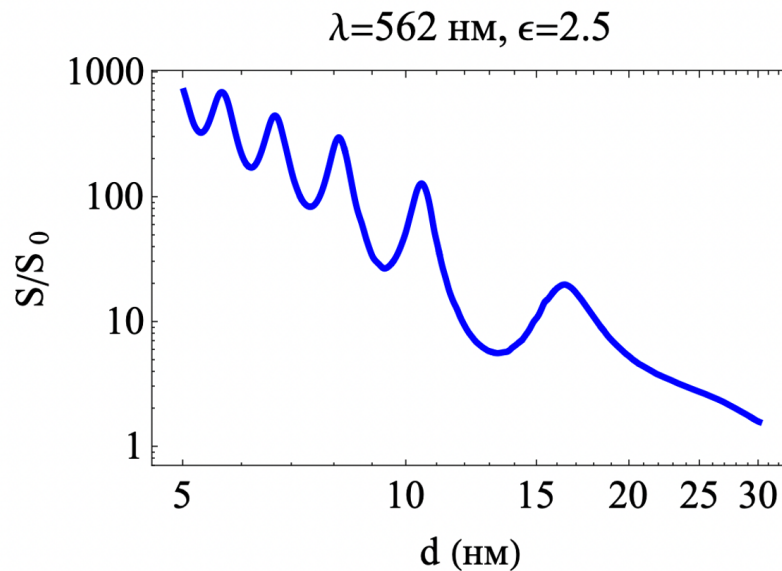


Рис. 3: Усиление излучения S/S_0 диполя, расположенного в верхней части серебряной оболочки на расстоянии 1 нм от оболочки в зависимости от толщины серебра. Сфера касается гладкой поверхности серебра.

в спектроскопии КР). Излучение диполя частично отражается металлической оболочкой и возбуждает поверхностные плазмоны. Плазмонное излучение отражается сферой обратно и частично выходит за пределы металлической оболочки. Электрическое поле резонансно возрастает при уменьшении толщины серебра и распространяется по всей поверхности полусферы. Интерес представляет случай, который соответствует реальному эксперименту – когда серебряная оболочка частично покрывает сферу. Изоб-

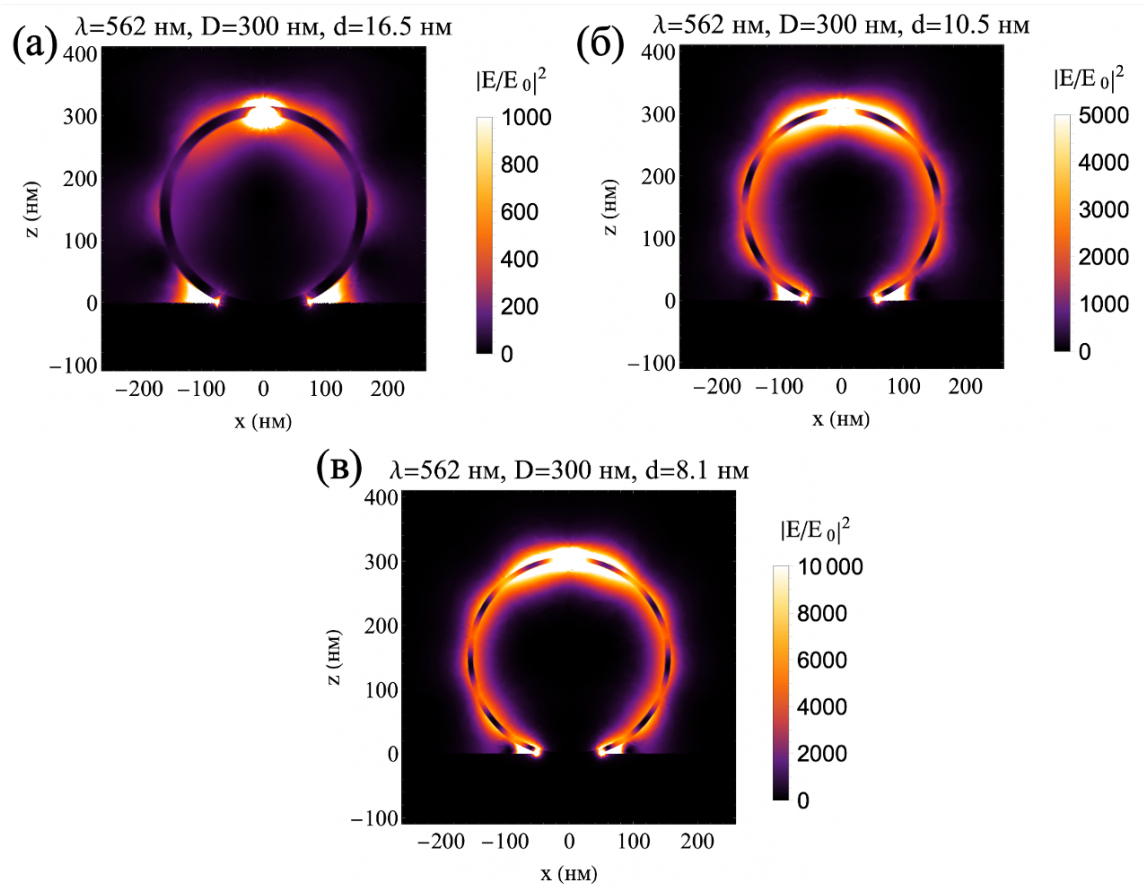


Рис. 4: Усиление излучения S/S_0 диполя, расположенного в верхней части серебряной оболочки на расстоянии 1 нм от оболочки при резонансной толщине оболочки: (а) 16.5 нм; (б) 10.5 нм; (в) 8.1 нм.

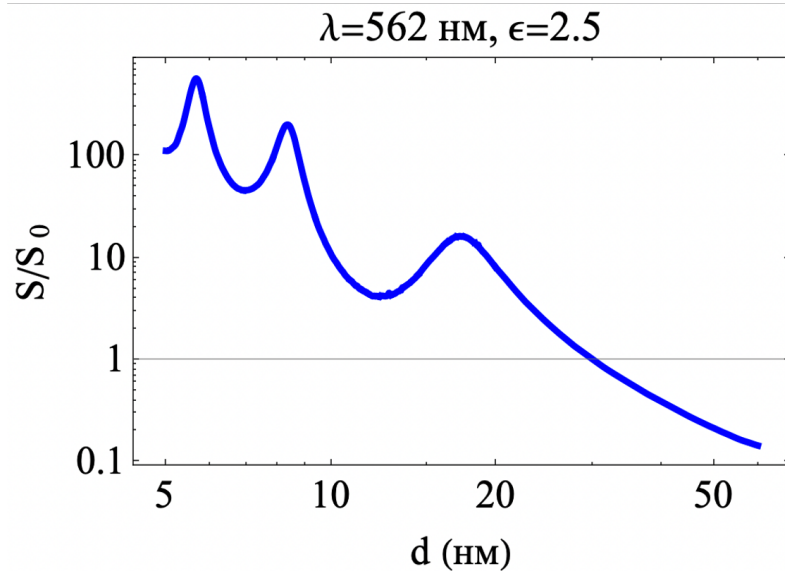


Рис. 5: Усиление излучения S/S_0 диполя, расположенного в верхней части серебряной шляпки на расстоянии 1 нм от нее в зависимости от толщины серебра. Шляпка покрывает половину площади пластиковой сферы.

ражение пластиковых микросфер диаметром 300 нм и покрытых нанослоем серебра толщиной 20 нм, полученное с помощью сканирующей-электронной микроскопии (СЭМ), представлено на Рис. 9. Для получения изображения микросфер с высоким увеличением использовался растровый электронный микроскоп Zeiss Merlin (Carl Zeiss AG, Германия). Микроскоп оснащен полевым катодом Шоттки и электронной оптикой GEMINI II. Изображения получали при ускоряющем напряжении 2 кВ (ЕНТ),

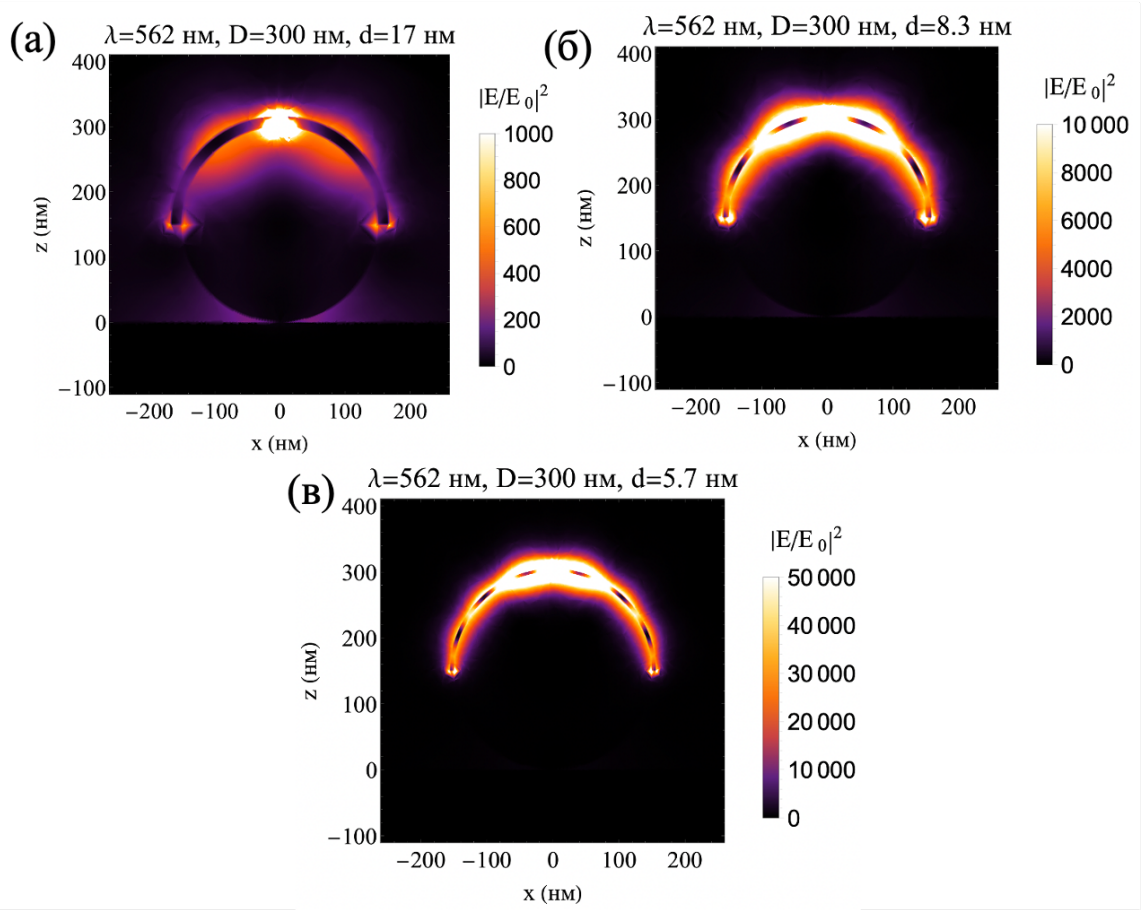


Рис. 6: Усиление излучения S/S_0 диполя, расположенного в верхней части серебряной шляпки на расстоянии 1 нм от нее при резонансной толщине: (а) 17 нм; (б) 8.3 нм; (в) 5.7 нм. Шляпка покрывает половину площади пластиковой сферы.

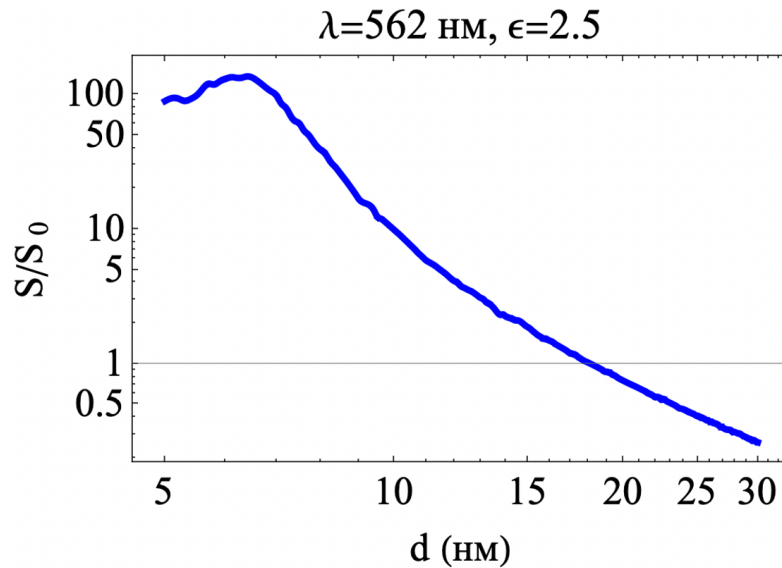


Рис. 7: Усиление излучения S/S_0 диполя, расположенного в верхней части серебряной шляпки на расстоянии 1 нм от нее в зависимости от толщины серебра. Шляпка покрывает четверть площади пластиковой сферы.

токе зонда 70 пА, увеличении 245×10^3 , рабочем расстоянии 2.1 мм, в режиме высокого разрешения колоны и с помощью внутрилинзового детектора электронов.

В этом случае поле сосредоточено преимущественно в интерфейсе «серебро-пластик». Стоит

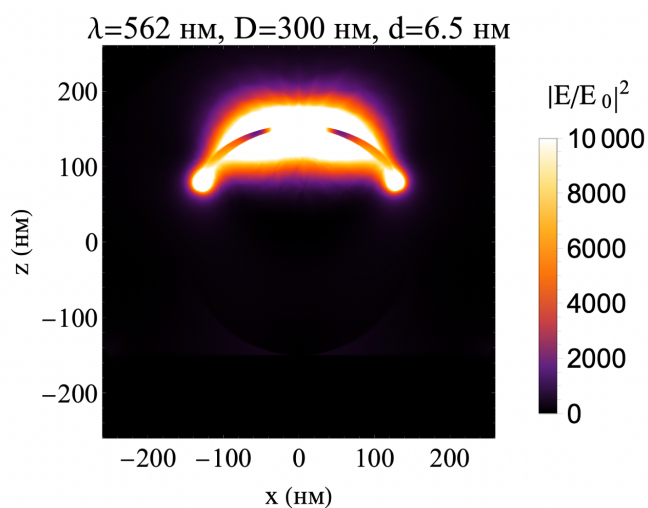


Рис. 8: Усиление излучения S/S_0 диполя, расположенного в верхней части серебряной шляпки на расстоянии 1 нм от нее при резонансной толщине шляпки: 6.5 нм. Шляпка покрывает четверть площади пластиковой сферы.

отметить, что серебряная нанопленка толщиной менее 10 нм, полученная путем электронно-лучевого испарения в вакууме, может иметь островковую структуру, которая содержит кластеры серебра разного размера. В таком случае размер кластеров и расстояние между ними будет определять величину поля, возбуждаемого этими кластерами.

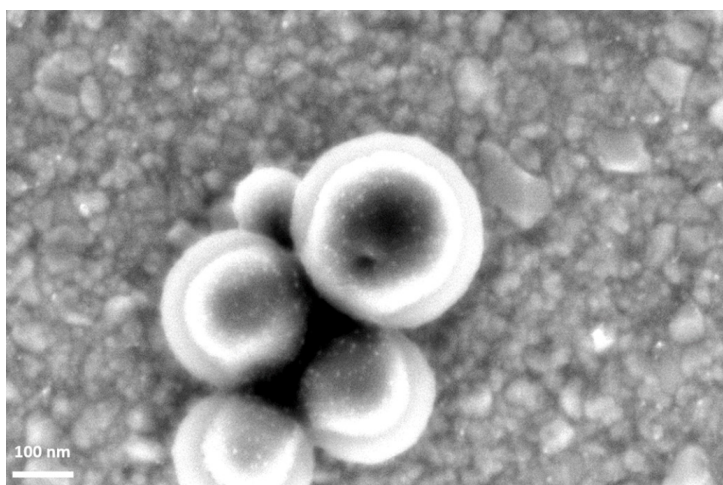


Рис. 9: Сканирующая электронная микроскопия (СЭМ) пластиковых микросфер диаметром 300 нм, размещенных на гладком серебре и покрытых дополнительным серебром толщиной 20 нм.

3. Заключение

Выполнено компьютерное моделирование излучения молекул, покрытых металлической наносляпкой. Модель качественно описывает вторичное комбинационное излучение сферических пластиковых частиц, частично покрытых тонкой серебряной пленкой. Модель позволяет рассчитать изменение сигнала ГКР в зависимости от толщины и формы металлического нанослоя поверх сферической диэлектрической частицы. Излучающий молекулярный диполь взаимодействует с металлической наносляпкой и возбуждает поверхностные плазмоны. Плазмонные колебания достигают максимальной величины, когда частота диполя близка к частоте плазмонного резонанса металлической наносляпки, а сам диполь расположен вблизи наносляпки.

Финансирование

Работа выполнена за счёт средств ИТПЭ РАН.

Список литературы

- [1] Kurochkin I.N., Eremenko A.V., Evtushenko E.G., Nechaeva N.L., Durmanov N.N., Guliev R.R., Ryzhikov I.A., Boginskaya I.A., Sarychev A.K., Ivanov A.V., Lagarkov A.N. SERS for Bacteria, Viruses, and Protein Biosensing. Macro, Micro, and Nano-Biosensors: Potential Applications and Possible Limitations., 2021. P. 75 – 94.
- [2] Sun X. Glucose detection through surface-enhanced Raman spectroscopy: A review. *Anal. Chim. Acta*, 2022. V.1206. P. 339226.
- [3] Dingari N.C., Horowitz G.L., Kang J.W., Dasari R.R., Barman I. Raman spectroscopy provides a powerful diagnostic tool for accurate determination of albumin glycation. *PLOS ONE*, 2012. V.7. P. e32406.
- [4] Lin J., Lin J., Huang Z., Lu P., Wang J., Wang X., Chen R. Raman spectroscopy of human hemoglobin for diabetes detection. *J. Innov. Opt. Health Sci.*, 2014. V.7. P. 1350051.
- [5] Naz M., Shafique H., Majeed M.I., Nawaz H., Rashid N., Alshammari A., Albekairi N.A., Amber A., Zohaib M., Shahid U., Zafar F., Ali M., Shahid H. Surface-enhanced Raman spectroscopy (SERS) for the diagnosis of acute myocardial infarction (AMI) using blood serum samples. *RSC Adv.*, 2024. V.14. P. 29151.
- [6] Kim M., Huh S., Park H.J., Cho S.H., Lee M.Y., Jo S., Jung Y.S. Surface-functionalized SERS platform for deep learning-assisted diagnosis of Alzheimer’s disease. *Biosens. Bioelectron.*, 2024. V. 251. P. 116128.
- [7] Ge S., Chen G., Deng J., Gu Y., Mao Y., Zhou X., Li G., Multiplex signal amplification strategy-based early-stage diagnosis of Parkinson’s disease on a SERS-enabled LoC system. *Anal. Chim. Acta.*, 2023. V. 1247. P. 340890.
- [8] Kneipp J., Interrogating cells, tissues, and live animals with new generations of surface-enhanced Raman scattering probes and labels. *ACS Nano.*, 2017. V. 11. P. 1136.
- [9] Wang R., Chon H., Lee S., Cheng Z., Hong S.H., Yoon Y.H., Choo J., Highly sensitive detection of hormone estradiol E2 using surface-enhanced Raman scattering based immunoassays for the clinical diagnosis of precocious puberty. *ACS Appl. Mater. Interfaces.*, 2016. V. 8. P. 10665.
- [10] Sarychev A.K., Sukhanova A., Ivanov A.V., Bykov I.V., Bakhholdin N.V., Vasin D.V., Gushchin V.A., Tkachuk A.P., Nifontova G., Samokhvalov P.S., Karaulov A., Nabiev I., Label-free detection of the receptor-binding domain of the SARS-CoV-2 spike glycoprotein at physiologically relevant concentrations using surface-enhanced Raman spectroscopy. *Biosensors*, 2022. V. 12. P. 300.
- [11] Mikac L., Rigó I., Himics L., Tolić A., Ivanda M., Veres M., Surface-enhanced Raman spectroscopy for the detection of microplastics. *Appl. Surf. Sci.*, 2023. V. 608. P. 155239.
- [12] Dey T., Microplastic pollutant detection by Surface Enhanced Raman Spectroscopy (SERS): a mini-review. *Nanotechnol. Environ. Eng.*, 2023. V. 8. P. 41.
- [13] Gubarev A.P., Shalygin A.N., Sarychev A.K., Ivanov A.V., Bykov I.V., Kuznetsov A.S., Odínokov S.B., Smyk A.F., Using molecular marking in security holograms. *J. Opt. Technol.*, 2022. V. 89. P. 155.
- [14] Sultanova N., Kasarova S., Nikolov I., Dispersion properties of optical polymers. *Acta Physica Polonica A*, 2009. V. 116. P. 585.

Amplification of electromagnetic radiation of molecules in plastic microspheres with a silver cap

A.K. Sarychev¹, A.V. Ivanov*¹, I.V. Bykov¹, D.V. Basmanov², K.A. Prusakov²,
K.E. Mochalov^{3,4}

¹ Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics of RAS, Moscow, Russia

² Lopukhin Federal research and clinical center of physical-chemical medicine, Moscow, Russia

³ Shemyakin-Ovchinnikov Institute of Bioorganic Chemistry, Russian Academy of Sciences,
Moscow, Russia

⁴ RUDN University, Moscow, Russia

* sarychev_andrey@yahoo.com

Abstract

An electrodynamic dipole model of radiation of molecules placed in various metal shells is studied. The model qualitatively describes secondary radiation from spherical dielectric microparticles coated with silver nanolayers — “caps” of various shapes. Silver nanocaps operate as plasmonic nanoantennas and provide surface-enhanced Raman scattering (SERS) signal. The change in the energy flux density emitted by the dipole is calculated depending on the thickness of the silver nanolayer on top of the polystyrene microparticles. It is shown that the thickness and shape of the silver nanocaps significantly affect the resonance characteristics of the microparticles.

Key words: SERS, polystyrene microspheres, energy flux density enhancement

Вынужденное излучение как пороговое явление

А.П. Виноградов^{1,2}, Е.С. Андрианов^{1,2}, А.А. Пухов * ¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Россия

² Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова», Москва, Россия

Статья поступила в редакцию 11.12.2024

Одобрена после рецензирования 18.12.2024

Принята к публикации 26.12.2024

Аннотация

Показано, что вынужденное излучение по существу является тем же спонтанным излучением, но излучение фотона происходит не в пустую моду, а в моду, содержащую фотоны. По количеству фотонов в этой моде явление носит пороговый характер.

Ключевые слова: тепловое излучение, комбинационное рассеяние, спонтанное и вынужденное излучение, открытые системы

EDN CIGLBJ

doi:[10.24412/2949-0553-2024-614-36-40](https://doi.org/10.24412/2949-0553-2024-614-36-40)

1. Введение. Гипотеза Эйнштейна о вынужденном излучении

В 1917 году Альберт Эйнштейн [1] при выводе планковского спектра теплового излучения ввел понятие вынужденного излучения, показав, что помимо поглощения и спонтанного излучения нужно учитывать еще и этот процесс. Необходимость этого Эйнштейн обосновывал тем, что именно процесс вынужденного, а не спонтанного излучения является обратным процессу поглощения атомом кванта света (фотона).

Однако ценность работы [1] не ограничивается выводом формулы Планка. В ней было сделано утверждение, которое в настоящее время принято считать основой лазерной физики. Это утверждение Эйнштейна заключалось в том, что «если в результате облучения пучком лучей произойдет процесс $Z_n \rightarrow Z_m$ (т.е. переход молекулы из состояния Z_n в состояние Z_m), то молекула получит импульс $(\varepsilon_m - \varepsilon_n) / c$ в направлении распространения пучка. В результате обратного процесса вынужденного излучения $Z_m \rightarrow Z_n$ передаваемый импульс имеет такую же величину, но противоположное направление» [1]¹. Эти рассуждения послужили для Эйнштейна основанием считать, что излученный фотон полностью идентичен падающим фотонам. Именно это утверждение сделало вынужденное излучение ответственным за усиление волны, распространяющейся по инверсно населенной среде, что в конце концов привело к созданию лазера.

Однако физические причины, лежащие в различиях вынужденного и спонтанного излучений, до конца не были поняты. Очевидно, что вынужденное излучение связано с квантовыми свойствами излучения. С точки зрения классической электродинамики трудно себе представить, что в приближении дипольного взаимодействия поля с субволновой частицей вещества возможно дельтаобразное рассеяние вперед.

2. Попытки доказательства гипотезы Эйнштейна

Для доказательства идентичности фотонов вынужденного и падающего излучений Эйнштейн руководствовался наиболее общими соображениями о сохранении энергии и импульса (см. также [3, 4]).

* Автор, ответственный за переписку: Александр Александрович Пухов, pukhov@mail.ru

¹ Современная интерпретация данного утверждения звучит так: «излучение, возникающее при вынужденном излучении, во всех отношениях идентично падающему излучению, т.е. частота, фаза и направление распространения вынужденного излучения совпадают с таковыми для падающего излучения» [2]

Однако в современных работах [2, 5] было показано, что сохранение энергии и импульса не гарантирует того, что свойства вынужденно излученного фотона дублируют свойства фотонов падающего излучения. Таким образом, утверждение Эйнштейна нужно воспринимать как гениальную догадку, которая вызывает чувство удивления и восхищения²

Строгое теоретическое объяснение идентичности испущенных фотонов падающим даже на уровне механизма отсутствует, что требует последовательного рассмотрения. Существуют лишь качественные рассуждения [6], связывающие это явление с бозе-статистикой фотонов, но эти рассуждения работают лишь в пределе очень большого числа фотонов и ничего не говорят о вероятности одновременного процесса спонтанного излучения.

Прямой эксперимент по наблюдению единичного акта вынужденного излучения в свободном пространстве затруднен, так как излучение нового фотона происходит в направлении падающего излучения, и чрезвычайно трудно зафиксировать появление одного нового фотона на фоне большого числа фотонов в падающем излучении. Если не предпринимать особых мер, то число падающих в одну секунду фотонов в лазере порядка 10^{17} , что значительно больше единицы. С другой стороны, при уменьшении числа падающих фотонов до величины, сравнимой с единицей, становится крайне трудно отделить вынужденное излучение от спонтанного.

Для объяснения вынужденного излучения часто рассматривается одномодовая модель [6–11]. В такой модели испущенному фотону некуда излучиться, кроме как в рассматриваемую моду. Иными словами, априори предполагается, что вынужденное излучение с точки зрения направления и частоты идентично падающему излучению. Надо помнить, что одномодовая модель – это полезная идеализация. Применительно к лазерам она отчасти оправдана наличием в лазерах резонатора. Резонатор создает особенность в плотности состояний электромагнитных мод. Вследствие эффекта Пёрселла [12, 13] это приводит к тому, что возбужденные атомы, находящиеся в резонаторе, начинают излучать преимущественно в моду резонатора [14]. В отсутствие резонатора вопрос о природе и свойствах вынужденного излучения остался до конца не решенным несмотря на то, что для этого было предпринято множество попыток.

Явление вынужденного излучения связывают также с нелинейными свойствами инвертированной среды. Так в обзоре В. С. Старунова, И. Л. Фабелинского [15] отмечается: «Прохождение интенсивного света в нелинейной среде вызывает вынужденное рассеяние и ряд других явлений, таких как самофокусировка и дефокусировка света, разрушение твердых прозрачных диэлектриков, кавитация в жидкостях, возникновение плазмы и т. д. В какой мере вынужденное рассеяние связано со всеми названными явлениями — пока неясно, но этот вопрос продолжает исследоваться» [15].

3. Вынужденное излучение с точки зрения квантовой оптики. Пороговый характер вынужденного излучения

Ниже мы рассматриваем вынужденное излучение не как явление, отдельное от спонтанного излучения, а как спонтанное излучение в неравновесное состояние резервуара мод свободного пространства, когда одна из мод занята падающим излучением. В нашем рассмотрении мы следуем логике работы Вайскопфа-Вигнера [18]: при релаксации возбужденного атома фотон с соответствующей амплитудой вероятности излучается в любую из \mathbf{k} -мод свободного пространства, волновой вектор которой подчиняется дисперсионному соотношению $|\mathbf{k}| = \omega_{ext}/c$, где ω_{ext} – частота падающего излучения, совпадающая с частотой квантового перехода атома³. *Но только когда фотон излучается в заполненную падающим излучением моду, интенсивность падающего поля меняется, а именно растет!* Именно это Эйнштейн и назвал вынужденным излучением. Все остальное – это спонтанное излучение⁴.

Резонансное взаимодействие атома⁵ с квантованным полем мы описываем гамильтонианом Джейнса-Камингса [19], представленным в виде суммы трех членов:

$$H_{JC} = \hbar\omega_\sigma\sigma^\dagger\sigma + \sum_k \hbar\omega_\sigma a_k^\dagger a_k + \sum_k (\hbar\Omega) (\hat{a}_k^+ \hat{\sigma} + \hat{a}_k \hat{\sigma}^+). \quad (1)$$

Здесь $\hbar\omega_\sigma\sigma^\dagger\sigma$ является гамильтонианом ДУС, $\hat{\sigma}^\dagger$, $\hat{\sigma}$ – операторы рождения и уничтожения возбуждения

²Это подтверждается и самим Эйнштейном. Так в письме Микеланджело Бессо в ноябре 1916 года он писал: «На меня снизошло чудесное просветление о поглощении и испускании радиации» [2].

³Здесь мы пренебрегаем эффектами, связанными с отдачей, которые не играют в нашем рассмотрении определяющей роли. Вопросам отдачи атомов при эмиссии фотонов, реакции излучения посвящена масса литературы (см., например, [3, 4]).

⁴При взаимодействии атома с внешним полем происходит два основных процесса, которые надо разделять. Во-первых, это релеевское рассеяние, сопровождающееся при больших полях возникновением молювского триплета [19], во-вторых, это резонансное поглощение/испускание фотонов, связанное с переходами атома между стационарными состояниями. Здесь мы рассматриваем процессы поглощения и испускания фотонов, абстрагируясь от релеевского рассеяния.

⁵Для простоты мы рассматриваем атом как ДУС [21].

ДУС, $\hbar\omega_\sigma$ – энергия возбуждения ДУС; $\sum_k \hbar\omega_\sigma a_k^\dagger a_k$ является гамильтонианом мод резервуара свободного пространства, в которые переходит возбуждение атома при спонтанной релаксации, $\hat{a}_k^\dagger, \hat{a}_k$ – операторы рождения и уничтожения фотонов в \mathbf{k} -ой моде; $\sum_k (\hbar\Omega) (\hat{a}_k^\dagger \hat{\sigma} + \hat{a}_k \hat{\sigma}^+)$ – гамильтониан взаимодействия, ДУС с модами в приближении вращающейся волны⁶, $\Omega = -d_{eg} \sqrt{2\pi\omega_a/V\hbar}$ частота Раби⁷, описывающая дипольное взаимодействие электромагнитного поля с ДУС.

Решение уравнения Шрёдингера

$$i\hbar \frac{\partial |\Psi(t)\rangle}{\partial t} = H_{JC} |\Psi(t)\rangle \quad (2)$$

мы будем искать, следуя Плачеку [23], в виде волновой функции, разложенной по собственным состояниям системы при нулевой частоте Раби, т.е. в пренебрежении взаимодействием атома с полем. Тогда амплитуда вероятности состояния системы, в котором атом возбужден, а в свободном пространстве возбуждена только мода \mathbf{k}_0 , которая содержит $n_{\mathbf{k}_0}$ фотонов, записывается в виде (см., например, [24,25])

$$G_{e,\mathbf{n}(\mathbf{k}_0)}(t) \exp(-i(n_{\mathbf{k}_0} + 1)\omega t) |e, 0, \dots, n_{\mathbf{k}_0}, 0\dots\rangle. \quad (3)$$

Экспоненциальный временной множитель образуется как произведение временного множителя возбужденного состояния атома и временного множителя «квантового осциллятора» \mathbf{k}_0 -моды, содержащей $n_{\mathbf{k}_0}$ квантов.

Амплитуда вероятности состояния, в которое переходит система при стимулированном излучении, т.е. когда атом не возбужден, а мода \mathbf{k}_0 содержит $n_{\mathbf{k}_0} + 1$ фотон, имеет вид

$$G_{g,\mathbf{n}(\mathbf{k}_0)}(t) \exp(-i(n_{\mathbf{k}_0} + 1)\omega t) |g, 0, \dots, n_{\mathbf{k}_0} + 1, 0\dots\rangle. \quad (4)$$

Амплитуды вероятности состояний, когда из-за спонтанного излучения возбуждены другие моды, можно записать как

$$C_{g,\mathbf{n}(\mathbf{k})}(t) e^{-i\omega t} |g, 0, \dots, 1_{\mathbf{k}}, 0, \dots, n_{\mathbf{k}_0}, 0, \dots, 0\rangle, \quad \mathbf{k} \neq \mathbf{k}_0.$$

Отметим, что, так как полный базис, по которому идет разложение волновой функции, является набором собственных функций гамильтониана без учета взаимодействия атома с полем, то действие гамильтониана взаимодействия $\sum_k (\hbar\Omega_a) (\hat{a}_k^\dagger \hat{\sigma} + \hat{a}_k \hat{\sigma}^+)$ на волновые функции происходит согласно правилам [26]:

$$\begin{aligned} \hat{a} |n_0\rangle &= \sqrt{n_0} |n_0 - 1\rangle, \\ \hat{a}^\dagger |n_0\rangle &= \sqrt{n_0 + 1} |n_0 + 1\rangle \end{aligned} \quad (5)$$

и

$$\begin{aligned} \sigma |e\rangle &= |g\rangle, \quad \sigma |g\rangle = 0 \\ \sigma^\dagger |e\rangle &= 0, \quad \sigma^\dagger |g\rangle = |e\rangle \end{aligned} \quad (6)$$

Следовательно, амплитуда вероятности перехода при излучении фотона в конкретную моду пропорциональна $\sqrt{(n_0 + 1)}$, где n_0 - число квантов в моде. При $n_0 \gg 1$ основная часть фотонов будет излучаться именно в моду \mathbf{k}_0 . Для полной картины явления надо выяснить, достаточно ли «основной» является эта часть фотонов для обеспечения превосходства вынужденного излучения в одну моду над спонтанным излучением в континуум мод.

Напомним, что решение уравнения Шрёдингера (2) с начальным условием (3) приводит к периодическим колебаниям Раби [28]. Как было указано выше, чтобы описать переход между состояниями ДУС, необходимо перейти к открытой системе, введя в рассмотрение взаимодействие с резервуаром, содержащим континуум мод. В качестве такого резервуара мы будем рассматривать моды пучка падающего излучения, которые образуют узкую линию $|\mathbf{k}_0| = \omega_{ext}/c$ шириной $\delta\mathbf{k}$ [28].

Ниже, для сравнения излучения атома в линию \mathbf{k}_0 с излучением в остальное свободное пространство, мы группируем моды свободного пространства на сфере радиуса $|\mathbf{k}| = \omega_{ext}/c$ в пучки ширины $|\delta\mathbf{k}|^2$. Тогда сумма в выражении гамильтониана взаимодействия $\sum_k (\hbar\Omega_a) (\hat{a}_k^\dagger \hat{\sigma} + \hat{a}_k \hat{\sigma}^+)$ становится конечной.

⁶В данном приближении в решении отбрасываются быстро осциллирующие члены, изменяющиеся с удвоенной частотой.

⁷Заметим, что при стремлении объема квантования к бесконечности ($V \rightarrow \infty$) частота Раби стремится к нулю ($\Omega \rightarrow 0$). Для получения осмысленного результата нужно перейти к рассмотрению пакета фотонов. В этом случае, как показано в [22], в качестве объема квантования надо брать объем пакета, и все величины становятся конечными.

При спонтанном излучении один фотон переходит в одно из $(4\pi|\mathbf{k}|^2/|\delta\mathbf{k}|^2 - 1)$ состояний, $(n_0 + 1)$ фотон переходит в пучок падающего поля. Поэтому при $n_0 \gg 4\pi|\mathbf{k}|^2/|\delta\mathbf{k}|^2$ вынужденное излучение превалирует над спонтанным.

Резюмируя, можно сказать, что утверждение Эйнштейна об эквивалентности испущенного фотона падающим верно только в асимптотическом пределе, при $n_0 \gg 4\pi|\mathbf{k}|^2/|\delta\mathbf{k}|^2$.

4. Заключение

Найден порог эйнштейновского вынужденного излучения. Оно проявляется лишь при превышении вероятностью излучения в падающую моду суммы вероятностей спонтанного излучения в остальные моды свободного пространства.

Список литературы

- [1] Эйнштейн А. О квантовой теории излучения. Собрание научных трудов. М.: Наука, 1966. Т.3.
- [2] Watkins T. Coherence in Stimulated Emission // <https://www.sjsu.edu/faculty/watkins/stimem.htm>, дата обращения: 06.06.2024.
- [3] Smecal A. Zur Quantentheorie der Dispersion // Naturwissenschaften, 1923. V. II. S. 873 - 875. doi: [10.1007/BF01576902](https://doi.org/10.1007/BF01576902), EDN: [WZKXWS](https://www.edn.net/WZKXWS)
- [4] Виноградов А. П. Комментарий к статье А. Смекаля "К квантовой теории рассеяния" // Современная электродинамика, 2023. № 4 (6). с. 49. doi: [10.24412/2949-0553-2023-46-50-57](https://doi.org/10.24412/2949-0553-2023-46-50-57), EDN: [BRFAUF](https://www.edn.net/BRFAUF)
- [5] Friedberg R. Einstein and stimulated emission: A completely corpuscular treatment of momentum balance, // American Journal of Physics, 1994. V. 62, pp. 26-32. doi: [10.1119/1.17737](https://doi.org/10.1119/1.17737)
- [6] Квантовая механика. в 2-х томах / Под ред. К Б. Коэн-Таннуджи, Ф. Диу, Лаллоэ, - Екатеринбург: Издательство Уральского университета, 2000. 800 с.
- [7] Лоудон Р. Квантовая теория света. М.: Мир, 1976. 487 с.
- [8] Мандель Л., Вольф Э. Оптическая когерентность и квантовая оптика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2000. 896 с.
- [9] Sakurai J. J. Modern Quantum Mechanics. NY: Addison-Wesley, 1985. 571 с.
- [10] Пантел П., Путхов Г. Основы квантовой электроники. М.: Мир: 1972. 383 с.
- [11] Быков В.П., Силичев О.О. Лазерные резонаторы. М.: ФМЗИАТЛИТ, 2004. 320 с. EDN: [QMNEDV](https://www.edn.net/QMNEDV)
- [12] Purcell E. M. Resonance Absorption by Nuclear Magnetic Moments in a Solid // Physical Review 1946. V. 69 681. doi: [10.1103/PhysRev.69.37](https://doi.org/10.1103/PhysRev.69.37)
- [13] Виноградов А. П., Пухов А. А., Перевод и комментарии статьи Пёрселла "Вероятности спонтанного излучения на радиочастотах" (E. M. Purcell. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies // Physical review, 69, 681, (1946)) // Современная электродинамика. 6(8) 38-40, 2023. doi: [10.24412/2949-0553-2023-68-38-40](https://doi.org/10.24412/2949-0553-2023-68-38-40), EDN: [FBQSBA](https://www.edn.net/FBQSBA)
- [14] Doronin I.V., Zyablovsky A.A., Andrianov E.S., et al. Universal lasing condition // Scientific Reports. 2021, V. 11(1) p. 4197 (10 pp). doi: [10.1038/s41598-021-83701-3](https://doi.org/10.1038/s41598-021-83701-3), EDN: [MWOUFC](https://www.edn.net/MWOUFC)
- [15] Старунов В. С., Фабелинский И. Л., Вынужденное рассеяние Манделъштама-Бриллюэна и вынужденное энтропийное (температурное) рассеяние света. // Успехи физических наук, 1969 Т. 98. С. 441-491. doi: [10.3367/UFNr.0098.196907b.0441](https://doi.org/10.3367/UFNr.0098.196907b.0441)
- [16] Киселев В.В. Квантовая механика. М: МЦНМО 2023. 720 с.
- [17] Ballentine L. E. Quantum Mechanics. A modern development. Singapore: World Scientific Publishing 2000. 673 с.
- [18] Weisskopf V. F., Wigner E. P., Berechnung der natürlichen Linienbreite auf Grund der Diracschen Lichttheorie. // Zeitschrift der Physik. 1930. V. 63 54-73. doi: [10.1007/BF01336768](https://doi.org/10.1007/BF01336768)
- [19] Mollow B R. Power Spectrum of Light Scattered by Two-Level Systems // Physical Review. 1969. V. 188 p. 1969-1975. doi: [10.1103/PhysRev.188.1969](https://doi.org/10.1103/PhysRev.188.1969)
- [20] Shore B W, Knight P L. The Jaynes-Cummings Model, // Journal of Modern Optics. 1993. V. 40 pp 1195-1238. doi: [10.1080/09500349314551321](https://doi.org/10.1080/09500349314551321), EDN: [YBYNPD](https://www.edn.net/YBYNPD)

- [21] Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М.: Мир 1978. 222 с.
- [22] A. J. Wünsche. Quantization of Gauss-Hermite and Gauss-Laguerre beams in free space. // Journal of Optics B. 2004. V. 6. p. 47 - 59. doi: [10.1088/1464-4266/6/3/009](https://doi.org/10.1088/1464-4266/6/3/009), EDN: XSWSRQ
- [23] Плачек Г. Релеевское рассеяние и Раман эффект. Харьков: ОНТИ, 1935. 172 с.
- [24] Галицкий В. М., Карнаков Б.М., Коган В.И. Задачи по квантовой механике часть 2. М.: Едиториал УРСС, 2001. 304 с.
- [25] Белоусов Ю. М., Бурмистров С. Н., Тернов А. И. Задачи по теоретической физике. Долгопрудный: Издательский дом “Интеллект”, 2013. с 407.
- [26] Давыдов А. С. Квантовая механика. М.: “Наука”, Главная редакция физико-математической литературы, 1973. 704 с.
- [27] Rabi I. I. Space Quantization in a Gyating Magnetic Field // Physical Review, 1937. V. 51. p. 652- 654. doi: [10.1103/PhysRev.51.652](https://doi.org/10.1103/PhysRev.51.652)
- [28] Lisiansky A. A., Andrianov Eu. S., Vinogradov A.P., Shishkov V. Yu. Quantum Optics of Light Scattering. NY: Springer, June 2024. doi: [10.1007/978-3-031-56638-7](https://doi.org/10.1007/978-3-031-56638-7)

Stimulated emission as a threshold phenomenon

A.P. Vinogradov^{1,2}, E.S. Andrianov^{1,2}, A.A. Pukhov^{*1}

¹ Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics of RAS, Moscow, Russia

² Dukhov Research Institute of Automatics (VNIIA), Moscow, Russia

* pukhov@mail.ru

Abstract

It is shown that stimulated emission is essentially the same spontaneous emission, but the emission of a photon occurs not in an empty mode, but in a mode containing photons. According to the number of photons in this mode, the phenomenon has a threshold character.

Key words: thermal radiation, Raman scattering, spontaneous and stimulated emission, open systems