

КАЛИБРОВКА ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ МИКРОВОЛНОВОГО ГЕНЕРАТОРА С ПОМОЩЬЮ КВАНТОВОГО СЕНСОРА НА ОСНОВЕ РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ Rb В ГАЗОВОЙ ЯЧЕЙКЕ

В. М. Энтин^а, Д. Б. Третьяков^а, Е. А. Якина^{а, b, c}, И. И. Рябцев^{а, b}*

^а *Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

^б *Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия*

^с *Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 18 июня 2026 г.,
после переработки 28 июня 2026 г.
Принята к публикации 28 июня 2026 г.

Атомы в высоковозбужденных ридберговских состояниях обладают большими дипольными моментами вследствие большого радиуса орбиты возбужденного электрона. Это позволяет создавать высокочувствительные квантовые сенсоры электрических полей на основе лазерного возбуждения ридберговских состояний атомов щелочных металлов в малогабаритных оптических ячейках. Их основными достоинствами являются высокая чувствительность и точность, малые размеры, узкая полоса детектирования и широкий диапазон перестройки по частоте. В настоящей статье представлены экспериментальные результаты по детектированию микроволнового поля с помощью ридберговского резонанса электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) и эффекта Ауслера–Таунса в оптической ячейке с атомами ^{87}Rb . Исследована зависимость параметров резонанса ЭИП от мощностей возбуждающих лазерных излучений. Продемонстрирована возможность калибровки интенсивности излучения микроволнового генератора на частоте 58.17 ГГц, соответствующей переходу между ридберговскими состояниями $41S_{1/2} \rightarrow 41P_{3/2}$.

Ключевые слова: ридберговские атомы, квантовый сенсор, микроволновое поле, электромагнитно-индуцированная прозрачность, эффект Ауслера–Таунса

*Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2025), Новосибирск, декабрь 2025 г.*

DOI: 10.31857/S0044451026100099

1. ВВЕДЕНИЕ

Атомы в высоковозбужденных ридберговских состояниях с главным квантовым числом $n \gg 1$ обладают большими электрическими дипольными моментами, которые растут как n^2 с ростом n . Благодаря этому электрические поляризуемости ридберговских уровней растут как n^7 и на много порядков

превышают поляризуемости атомов в низковозбужденных состояниях [1]. На их основе разрабатываются высокочувствительные квантовые сенсоры постоянных и переменных электрических полей.

Использование ридберговских атомов как сенсоров электрических полей обсуждалось еще при проведении первых экспериментов по лазерной и микроволновой спектроскопии эффекта Штарка для ридберговских атомов в атомных пучках [1–3], в том числе и в наших работах с пучком ридберговских атомов Na [4–10]. Наиболее прецизионное из-

* E-mail: ryabtsev@isp.nsc.ru

мерение электрических полей можно осуществлять с лазерно-охлажденными ридберговскими атомами, для которых время измерения может быть намного большим, чем в атомных пучках [11–19]. В обоих случаях применяется высокочувствительный метод селективной ионизации электрическим полем, который позволяет регистрировать одиночные атомы с помощью электронных умножителей [1, 10]. Однако атомные пучки и ультрахолодные атомы имеют ограниченное применение в качестве сенсоров из-за необходимости использования громоздких высоковакуумных систем, которые еще и мешают регистрации внешнего электрического поля.

В настоящее время для измерения радиочастотных и микроволновых электрических полей наиболее широко применяется лазерное возбуждение ридберговских состояний атомов щелочных металлов в малогабаритных оптических ячейках [20–26]. При регистрации микроволнового излучения с частотой свыше 1 ГГц используется измерение расщепления одиночного узкого резонанса электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП), возникающего при лазерном возбуждении ридберговских состояний атомов в газовой ячейке [27], на два резонанса за счет динамического эффекта Штарка (эффект Аутлера–Таунса) в поле микроволнового излучения (см. рис. 1а). При этом частота микроволнового поля настраивается в резонанс с каким-либо переходом между соседними ридберговскими состояниями.

Квантовые сенсоры на основе ридберговских атомов лишены ряда недостатков классических сенсоров (штыревых зондов или полуволновых дипольных антенн) и имеют перспективу стать новым метрологическим стандартом для измерения напряженностей электрических полей [20–26]. Они имеют высокую чувствительность и точность, малые размеры, узкую полосу детектирования и широкий диапазон перестройки. Чувствительность определяется числом атомов в области лазерных лучей и может быть увеличена за счет увеличения концентрации атомов в газовой ячейке, а не увеличением размеров ячейки. Сама ячейка может иметь размеры менее 1 см, что будет определять ее предельное пространственное разрешение. Благодаря малым размерам появляется также возможность создавать фазированные решетки ридберговских сенсоров и управлять диаграммой направленности ридберговского приемника [28]. Резонансная частота ридберговского сенсора изменяется в широком диапазоне путем простого изменения частоты лазера для перестройки на другое ридберговское состояние, в то вре-

мя как для сохранения чувствительности дипольной антенны требуется изменение ее размеров.

Конкретная реализация ридберговского сенсора в общем случае будет зависеть от конкретной задачи и основных задаваемых параметров: рабочего диапазона частот, чувствительности, пространственного разрешения и быстродействия. Детальное описание метрологических характеристик и чувствительности ридберговских сенсоров СВЧ-излучения в сравнении со стандартными полуволновыми дипольными антеннами можно найти в работе [29].

Ридберговский сенсор может быть реализован в компактном исполнении и состоять из сенсорной головки на основе миниатюрной оптической ячейки с газом атомов Rb или Cs и вводом и выводом лазерного излучения через оптоволокно, прецизионной лазерной системы для двух- или трехфотонного лазерного возбуждения атомов в ридберговские состояния, и электронных модулей управления лазерной системой и регистрации измеряемых сигналов [30]. На основе такой системы может быть реализован самокалибруемый стандарт СИ для измерения пространственного распределения напряженности СВЧ-поля.

Среди других возможных сценариев применения ридберговских сенсоров СВЧ-полей, требующих специальной реализации, можно отметить следующие. В статье [31] был продемонстрирован самокалибруемый ридберговский стандарт СИ для измерения распределения напряженности электрического СВЧ-поля в прямоугольном волноводе для частот 19.629 ГГц и 26.526 ГГц с точностью лучше 99 %. В статье [32] та же группа продемонстрировала возможность измерения на частоте 17 ГГц сигналов цветного телевидения и видеоигр в формате NTSC 480i в полосе свыше 3 МГц. В статье [33] была реализована регистрация электромагнитной волны на сверхнизкой частоте 30 кГц; такие низкие частоты могут быть использованы, например, в подводных коммуникациях. В статье [34] было измерено пространственное распределение электрического поля пучка электронов в вакууме. В статье [35] измерялось направление распространения циркулярно поляризованной волны на частоте 6.64 ГГц. В статье [36] определялось направление линейной поляризации волны на частоте 55 ГГц. В статье [37] продемонстрирована возможность приема спутникового сигнала на частоте 2.3 ГГц. В статье [38] продемонстрирована возможность реализации непрерывно работающего FM-радар на частотах 0.8–4 ГГц и двумерной локализации целей с пространственным разрешением лучше 5 см. В статье [39] путем ге-

теродинирования реализовано детектирование сигнала Wi-Fi с квадратурной модуляцией на частоте 2.4 ГГц. В статье [40] продемонстрирована возможность получения изображения пространственного распределения СВЧ-поля на частоте 9.14 ГГц. В статье [41] реализована калибровка напряженности электрического поля терагерцевой частотной гребенки.

В настоящей статье представлены экспериментальные результаты по исследованию ридберговских резонансов электромагнитно-индуцированной прозрачности и детектированию микроволнового поля с помощью эффекта Аутлера–Таунса в оптической ячейке с атомами ^{87}Rb . По сравнению с нашими первыми экспериментами [23, 42] были оптимизированы мощности лазерных излучений, определены предельная чувствительность и динамический диапазон реализованного ридберговского сенсора, а также продемонстрирована возможность калибровки интенсивности излучения микроволнового генератора на частоте 58.17 ГГц, соответствующей переходу между ридберговскими состояниями $41S_{1/2} \rightarrow 41P_{3/2}$.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты выполнялись с атомами изотопа ^{87}Rb в специальной стеклянной ячейке без буферного газа (производство компании Рукнар, Россия). Температура ячейки $T = 38^\circ\text{C}$ задавалась нагревателем на основе медной пластины, установленной снизу ячейки. Эта температура соответствует концентрации паров атомов ^{87}Rb около 10^{11} см^{-3} . Применение изотопной ячейки увеличивает измеряемый сигнал ЭИП для заданной температуры и концентрации атомов. Внешний диаметр ячейки составлял 2.7 см, а длина — 2.6 см. Ячейка была без кожуха и в первых экспериментах располагалась на расстоянии 1 см от торца волновода, подключенного к выходу внешнего умножителя частоты S12MS-AG микроволнового генератора E8257D-567 (Agilent, США) (рис. 1 б).

Атомы ^{87}Rb возбуждались в начальное ридберговское состояние $41S_{1/2}$ по двухфотонной схеме $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 41S_{1/2}$ (рис. 1 а). На первой ступени с длиной волны 780 нм применялось излучение самодельного лазера с внешним резонатором на основе дифракционной решетки в схеме Литтрова, откалиброванного по частоте по резонансам насыщенного поглощения в дополнительной ячейке с атомами Rb. Его мощность составляла до 25 мВт при ши-

рине линии менее 0.5 МГц. Часть излучения лазера 780 нм пропусклась через одномодовое оптоволокно для пространственной фильтрации, после чего его мощность на входе в ячейку с атомами ^{87}Rb составляла от 3 до 120 мкВт. Такой мощности было достаточно для уверенного наблюдения резонанса ЭИП. На второй ступени использовался самодельный лазер, обеспечивающий диапазон перестройки длины волны 479–485 нм, мощность до 70 мВт и ширину линии менее 0.9 МГц. Он основан на задающем полупроводниковом лазере с внешним резонатором на длину волны 958–970 нм, полупроводниковом рупорном усилителе, внутриврезонаторном генераторе второй гармоники на кристалле LBO, выходном акустооптическом модуляторе и электронике для привязки частоты задающего излучения в диапазоне длин волн 958–970 нм к высокостабильному ULE-резонатору. Частота микроволнового излучения 58.17 ГГц настраивалась в резонанс с переходом из начального ридберговского состояния $41S_{1/2}$ в соседнее состояние $41P_{3/2}$, а его мощность могла варьироваться в широких пределах.

Лучи лазеров первой и второй ступеней распространялись навстречу друг другу (рис. 1 б) для получения узкого резонанса ЭИП вблизи центра широкого доплеровского контура при сканировании отстройки частоты δ_1 излучения с длиной волны 780 нм. Диаметр луча с длиной волны 780 нм внутри ячейки составлял около 0.3 мм (по уровню e^{-1} для интенсивности) и задавался коллиматором. Это излучение было циркулярно поляризовано четвертьволновой пластинкой, так как мы обнаружили, что это увеличивает амплитуду резонанса ЭИП. Отстройка δ_1 для излучения с длиной волны 780 нм отсчитывалась от резонанса с замкнутым сверхтонким переходом $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F = 3)$ в атомах ^{87}Rb с нулевой скоростью. Излучение с длиной волны 480 нм было также циркулярно поляризовано четвертьволновой пластинкой и имело диаметр около 1 мм (по уровню e^{-1} для интенсивности). Отстройка δ_2 для излучения с длиной волны 480 нм отсчитывалась от резонанса $5P_{3/2}(F = 3) \rightarrow 41S_{1/2}(F = 2)$. Она была близка к нулю и стабилизировалась путем привязки частоты задающего излучения с длиной волны 960 нм к ULE-резонатору на частоте 311.750075 ТГц с точностью ± 10 МГц (измерялась прецизионным измерителем длины волны WS-8, Ангстрем, Россия).

Измеряемым сигналом было пропускание излучения с длиной волны 780 нм в зависимости от его отстройки δ_1 , которая сканировалась через доплеровский контур атомов Rb с частотой 18 Гц с по-

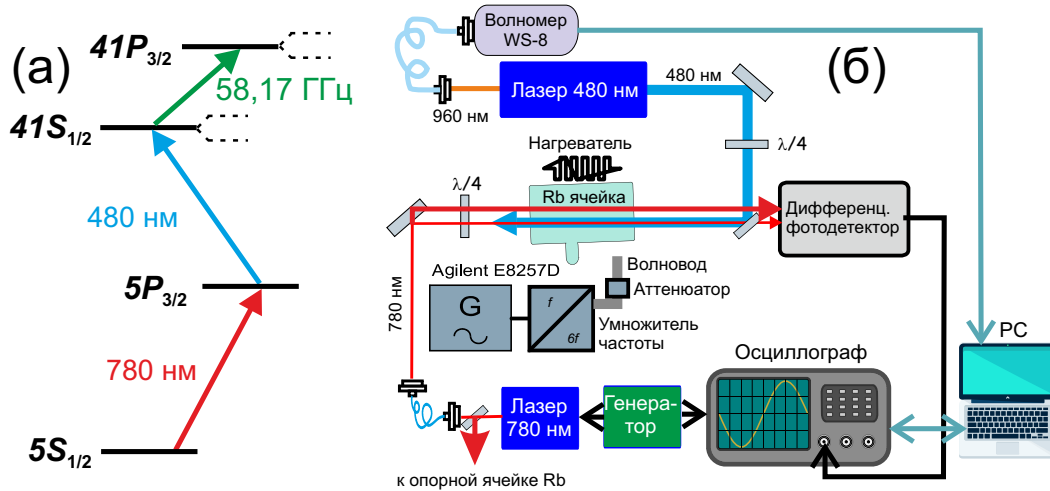


Рис. 1. Схема переходов (а) и эксперимента (б) по наблюдению расщепления Аутлера–Таунса для резонанса электромагнитно-индуцированной прозрачности в микроволновом поле. Начальное ридберговское состояние $41S_{1/2}$ в атомах ^{87}Rb заселяется при двухфотонном лазерном возбуждении $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 41S_{1/2}$ излучениями с длинами волн 780 нм и 480 нм. Регистрируемое внешнее микроволновое поле на частоте 58.17 ГГц находится в резонансе с переходом в соседнее ридберговское состояние $41P_{3/2}$. Оно приводит к расщеплению каждого ридберговского уровня на два уровня квазиэнергии вследствие динамического эффекта Штарка и осцилляций населенностей Раби. Лазерные излучения первой (780 нм) и второй (480 нм) ступеней возбуждения распространяются навстречу друг другу через ячейку с атомами Rb для получения узкого резонанса ЭИП в центре доплеровского контура поглощения при сканировании частоты лазера первой ступени. Измеряемой величиной является коэффициент пропускания ячейкой излучения первой ступени

мощью генератора развертки. Кроме того, в ячейку с атомами Rb заводился дополнительный луч излучения с длиной волны 780 нм для вычитания широкого доплеровского контура на дифференциальном балансном фотоприемнике (рис. 1 б). Это позволяло анализировать форму резонанса ЭИП в широком диапазоне перестройки частоты лазера с длиной волны 780 нм, а также компенсировать вклад шумов этого лазера.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ РИДБЕРГОВСКОГО РЕЗОНАНСА ЭИП

Наши предыдущие эксперименты [23, 42] для атомов ^{85}Rb выполнялись с естественной смесью изотопов атомов Rb в стеклянной оптической ячейке. При двухфотонном лазерном возбуждении ридберговского состояния $30S_{1/2}$ на фоне широкого (600 МГц) доплеровского контура наблюдался резонанс ЭИП шириной 11.2 МГц, а для состояния $41S_{1/2}$ ширина резонанса ЭИП увеличилась до 16 МГц вследствие увеличения мощностей возбуждающих лазеров. Оптимизация мощностей лазеров для сужения резонансов ЭИП не выполнялась. Для этих резонансов ЭИП нами было получено хорошее согласие с численными расчетами в четырехуровневой те-

ретической модели, предложенной нами ранее для трехфотонного лазерного возбуждения ридберговских состояний атомов Rb [18]. Она также учитывает ширину линий обоих лазеров путем введения дополнительного затухания в уравнения для атомных когерентностей (модель диффузии фазы). В работах [23, 42] эта модель была модифицирована для описания четырехуровневой схемы переходов в атомах Rb (рис. 1 а) с усреднением по скоростям атомов в газовой ячейке.

В работах других авторов для получения максимальной чувствительности ридберговских сенсоров достигалась ширина резонансов ЭИП несколько мегагерц [22, 25, 26]. Предельная достижимая ширина резонанса ЭИП на уровне оценок первоначально обсуждалась в работе [43], в которой было показано, что она определяется остаточным доплеровским уширением в ансамбле атомов на интервале частот, обусловленном естественной шириной промежуточного уровня двухфотонного перехода (5.9 МГц для промежуточного состояния $5P_{3/2}$ в атомах Rb). С учетом рассогласования доплеровских сдвигов на первой и второй ступенях возбуждения в работе [43] предельная ширина резонансов ЭИП была оценена как 3.8 МГц для атомов Rb и 3.5 МГц для атомов Cs. Однако в недавней работе [44] этот во-

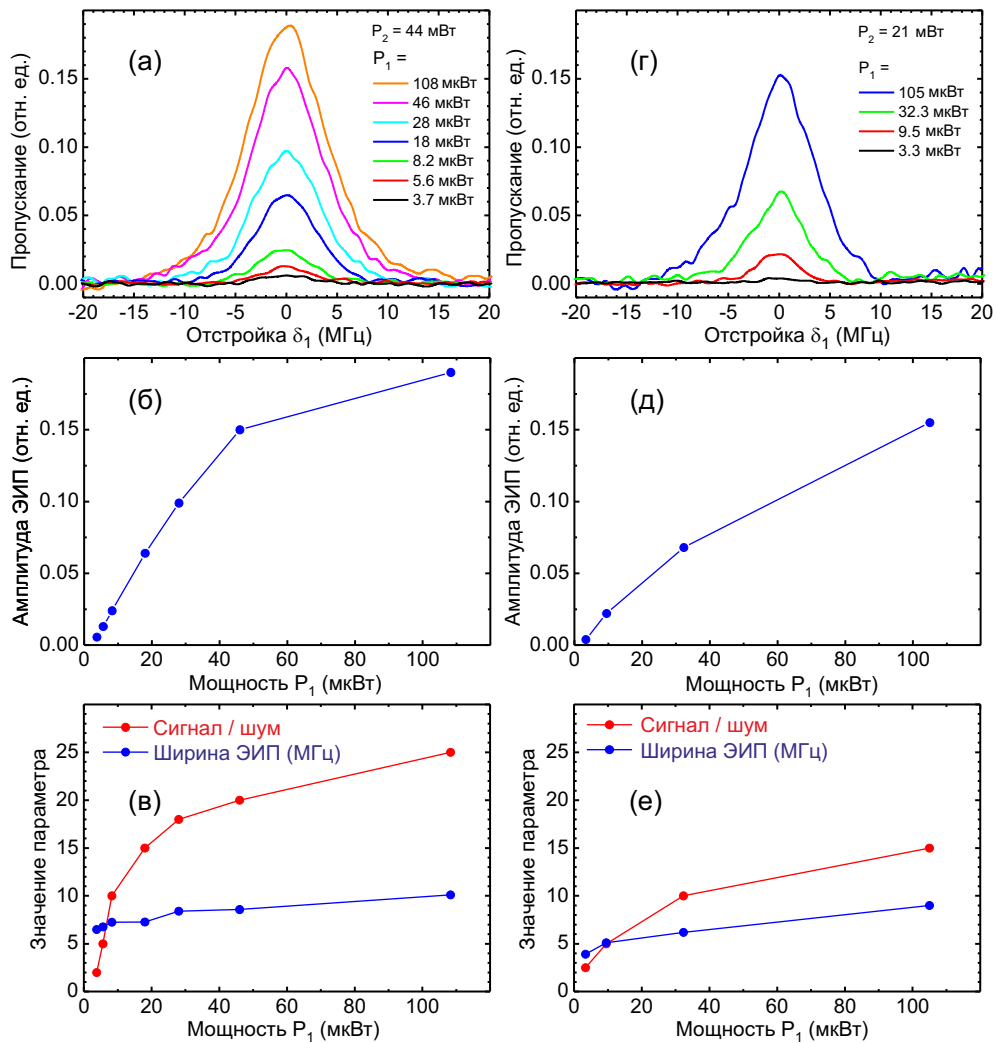


Рис. 2. а — Экспериментальные записи резонанса ЭИП при мощности излучения лазера второй ступени (480 нм) $P_2 = 44$ мВт и различных мощностях P_1 лазера первой ступени (780 нм). Отстройка δ_1 для излучения первой ступени отсчитывалась от резонанса с замкнутым сверхтонким переходом $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F=3)$ в атомах ^{87}Rb с нулевой скоростью. б — Измеренная из этих записей зависимость амплитуды резонанса ЭИП от P_1 . в — Измеренные из этих записей зависимости ширины резонанса ЭИП и отношения сигнал/шум от P_1 . г–е — Аналогичные измерения при уменьшенной мощности излучения лазера второй ступени $P_2 = 21$ мВт

прос был исследован более детально. Было показано, что учет нелинейности двухфотонной когерентности в модели матрицы плотности дает в 2 раза меньшие предельные значения ширины резонансов ЭИП (1.8 МГц для атомов Rb и 1.7 МГц для атомов Cs), что было подтверждено экспериментально для атомов Rb в условиях предельно низких интенсивностей лазерного излучения. В целом, уменьшения ширины резонанса ЭИП можно достичь уменьшением мощностей обоих лазерных лучей, а также их тщательным совмещением для полной коллинеарности, как отмечено в работе [44].

Поэтому в настоящей работе нами сначала были выполнены исследования по уменьшению ширины резонанса ЭИП при двухфотонном лазерном возбуждении $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 41S_{1/2}$ атомов ^{87}Rb путем подбора минимально возможных лазерных мощностей. На рис. 2 а представлены экспериментальные записи резонанса ЭИП при мощности излучения лазера второй ступени (480 нм) $P_2 = 44$ мВт и различных мощностях P_1 лазера первой ступени (780 нм). Резонансы имеют лоренцеву форму и могут быть описаны нашей четырехуровневой теоретической моделью. На рис. 2 б показана измеренная из этих записей зависимость амплитуды резонанса

ЭИП от P_1 , а на рис. 2 в — измеренные из этих записей зависимости ширины резонанса ЭИП и отношения сигнал/шум от P_1 .

На рис. 2 а–в можно увидеть, что при минимальном значении $P_1 = 3.7$ мкВт резонанс ЭИП уже наблюдается. Его ширина составляет 6.5 МГц, что заметно меньше, чем в предыдущих экспериментах [23, 42]. Но его амплитуда, равная 0.0056, очень мала, а отношение сигнал/шум составляет всего около 2. Очевидно, что такой слабый резонанс непригоден для ридберговского сенсора, поэтому необходимо увеличивать P_1 . Увеличение P_1 сначала приводит к линейному росту амплитуды резонанса, но при мощностях свыше 40 мкВт начинает проявляться ее насыщение и зависимость становится нелинейной (рис. 2 б). При этом отношение сигнал/шум также насыщается при мощности свыше 40 мкВт (рис. 2 в). В то же время ширина резонанса ЭИП оказалась слабо зависящей от P_1 , и даже при максимальной мощности $P_1 = 108$ мкВт составляла всего 10 МГц, а при промежуточной мощности $P_1 = 28$ мкВт она была равна 8.4 МГц (рис. 2 в). По результатам этих измерений можно сделать вывод, что увеличение P_1 свыше 40 мкВт не имеет смысла, а для уменьшения ширины резонанса до 7.3 МГц при приемлемом отношении сигнал/шум следует работать при $P_1 = 10$ –20 мкВт.

Уменьшение мощности излучения лазера второй ступени P_2 также должно приводить к уменьшению ширины резонанса ЭИП. На рис. 2 г–е представлены аналогичные рис. 2 а–в измерения при уменьшенной мощности излучения лазера второй ступени $P_2 = 21$ мВт. Можно увидеть, что минимальная ширина резонанса при минимальной мощности $P_1 = 3.3$ мкВт уменьшилась до 3.9 МГц, а максимальная ширина резонанса при максимальной мощности $P_1 = 105$ мкВт уменьшилась до 9 МГц (рис. 2 е). В то же время максимальное отношение сигнал/шум также уменьшилось с 25 до 15, а амплитуда резонанса стала более линейно зависеть от P_1 .

По результатам проведенных измерений были выбраны оптимальные мощности $P_1 = 5$ –10 мкВт и $P_2 = 20$ –40 мВт для последующего наблюдения расщепления Аутлера–Таунса в поле резонансного микроволнового излучения. Это должно было обеспечить минимальную ширину резонанса ЭИП 4–6 МГц и сравнительно высокую чувствительность при приемлемом отношении сигнал/шум около 10. Избыточное уширение наших резонансов ЭИП по сравнению с теоретическим пределом 1.8 МГц [43] можно приписать динамическому уширению резонансов вследствие ненулевых лазерных мощностей,

а также неполной коллинеарности двух лазерных лучей, что нуждается в дальнейших исследованиях.

Коллинеарность двух встречных лазерных лучей в наших экспериментах достигалась с помощью их точного совмещения с применением прецизионных юстировочных головок для зеркал и вспомогательных диафрагм, устанавливаемых на входе и выходе из ячейки с атомами Rb. Поэтому вклад неколлинеарности в ширину резонанса ЭИП был минимизирован. Экспериментально наблюдалось, что неточное совмещение лучей приводило не столько к уширению резонансов, сколько к значительному снижению их контраста.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ РАСЩЕПЛЕНИЯ АУТЛЕРА – ТАУНСА В МИКРОВОЛНОВОМ ПОЛЕ

В наших первых экспериментах интенсивность микроволнового излучения на частоте 58.17 ГГц варьировалась путем изменения калиброванной выходной мощности P_G задающего генератора E8257D-567, работающего на основной частоте 9.695 ГГц. Излучение на частоте 58.17 ГГц формировалось как шестая гармоника на выходе внешнего умножителя частоты S12MS-AG, а его мощность P_{MW} была не калибрована.

На рис. 3 а представлены экспериментальные записи резонанса ЭИП при мощностях излучения возбуждающих лазеров $P_1 = 10$ мкВт (780 нм) и $P_2 = 35$ мВт (480 нм). При установленной мощности задающего генератора $P_G = 49$ мкВт (черная кривая) резонанс ЭИП имел лоренцеву форму с шириной на полувысоте около 6 МГц, а расщепление Аутлера–Таунса в микроволновом поле не наблюдалось. При $P_G = 91$ мкВт резонанс уширялся до 9.5 МГц, но расщепление все еще не наблюдалось. В явном виде оно проявилось при увеличении мощности до $P_G = 107$ мкВт и составило $\Delta = 8.7$ МГц (красная кривая), при этом два расщепленных резонанса частично перекрывались. При дальнейшем увеличении мощности до $P_G = 126$ мкВт резонансы разрешились полностью, а расщепление составило $\Delta = 16.3$ МГц (зеленая кривая). Максимальное расщепление $\Delta = 82.3$ МГц наблюдалось при мощности $P_G = 174$ мкВт (голубая кривая). По мере увеличения мощности два расщепленных резонанса уширялись, а их амплитуда уменьшалась, что связано с неоднородностью интенсивности микроволнового поля на пути лазерных лучей внутри ячейки [45].

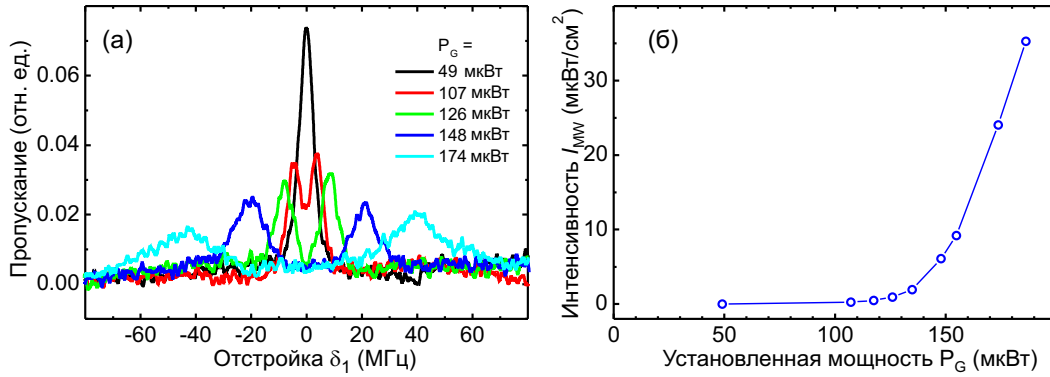


Рис. 3. а — Экспериментальные записи расщепления Аутлера–Таунса для резонанса ЭИП при мощностях излучения возбуждающих лазеров $P_1 = 10$ мВт (780 нм) и $P_2 = 35$ мВт (480 нм) и при различных установленных мощностях задающего генератора P_G . б — Полученная по формуле (5) из измеренного расщепления Δ зависимость реальной интенсивности микроволнового поля I_{MW} на частоте 58.17 ГГц от задаваемой мощности P_G генератора на исходной частоте 9.695 ГГц

Согласно теории [29, 46], наблюдаемое расщепление Δ для резонансов ЭИП в микроволновом поле описывается формулами

$$\Delta = \begin{cases} \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{\Omega_{MW}}{2\pi}, & \text{если сканируется } \delta_1, \\ \frac{\Omega_{MW}}{2\pi}, & \text{если сканируется } \delta_2, \end{cases} \quad (1)$$

Здесь λ_1 и λ_2 — длины волн излучений на первой и второй ступенях двухфотонного лазерного возбуждения, Ω_{MW} — частота Раби на микроволновом переходе. Как следует из формулы (1), при сканировании δ_1 расщепление уменьшается в $\lambda_2/\lambda_1 = 480/780 = 0.6$ раз, что обусловлено различными доплеровскими сдвигами частот на первой и второй ступенях. Поэтому более выгодным с точки зрения увеличения чувствительности является сканирование δ_2 . Однако это не совсем удобно в экспериментах, так как частота лазера второй ступени стабилизируется путем привязки к высокостабильному ULE-резонатору без возможности его перестройки. Поэтому в наших экспериментах сканируется δ_1 в пределах доплеровского контура поглощения (ширина около 600 МГц).

Далее, частота Раби на микроволновом переходе дается формулой

$$\Omega_{MW} = \frac{d_{MW} E_{MW}}{\hbar}, \quad (2)$$

где d_{MW} — дипольный момент микроволнового перехода, E_{MW} — неизвестная амплитуда напряженности микроволнового поля, которую требуется измерить. Дипольные моменты таких переходов мо-

гут быть рассчитаны с высокой точностью благодаря квазиклассичности движения ридберговского электрона [47, 48]. Поэтому с помощью формул (1) и (2) величина E_{MW} может быть также измерена с высокой точностью.

Расчетное значение дипольного момента перехода $41S_{1/2} \rightarrow 41P_{3/2}$ равно 776 ат. ед. для линейно поляризованного микроволнового поля. Тогда из формул (1) и (2) получаем следующее численное выражение для измерения напряженности микроволнового поля по наблюдаемому расщеплению Аутлера–Таунса:

$$E_{MW} [\text{В/м}] = 0.1635 \Delta [\text{МГц}]. \quad (3)$$

Интенсивность бегущей линейно поляризованной электромагнитной волны дается выражением

$$I_{MW} [\text{Вт/см}^2] = E_{MW}^2 [\text{В/м}]/2744. \quad (4)$$

Окончательно, из формул (3) и (4) получаем

$$I_{MW} [\text{Вт/см}^2] = 3.55 \cdot 10^{-9} \Delta^2 [\text{МГц}]. \quad (5)$$

Таким образом, из измеренного расщепления Δ может быть определена интенсивность микроволнового излучения внутри ячейки с атомами Rb. Поскольку ячейка диэлектрическая, она лишь незначительно искажает реальную картину пространственного распределения микроволнового поля, формируемого в нашем эксперименте при дифракции микроволнового излучения из открытого конца волновода и последующем распространении в пространстве как от точечного источника.

На рис. 3 б представлена измеренная по расщеплению Δ зависимость реальной интенсивности I_{MW}

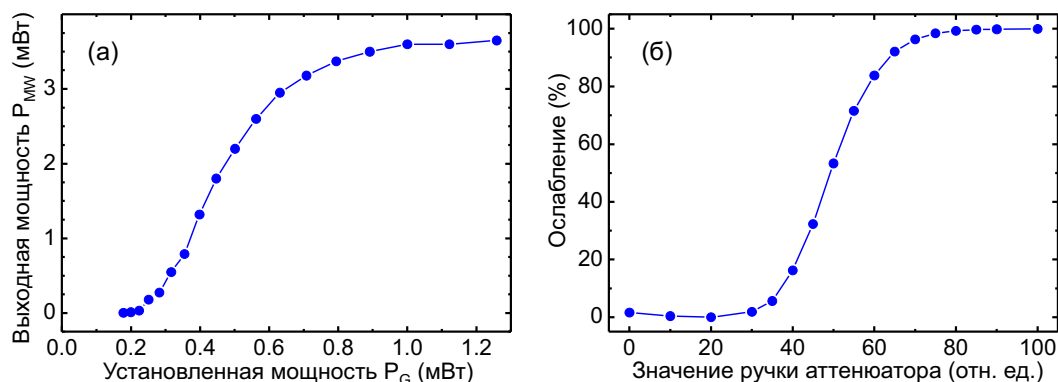


Рис. 4. а — Измеренная зависимость выходной мощности P_{MW} умножителя S12MS-AG на частоте 58.17 ГГц относительно задаваемой в генераторе E8257D-567 входной мощности P_G на частоте 9.695 ГГц. Калибровка выполнялась с использованием измерительного моста Я2М-64 от измерителя мощности МЗ-28 и термисторной головки М5-50. б — Измеренная зависимость коэффициента ослабления регулируемого аттенуатора АР-3 от положения регулирующей ручки для частоты 58.17 ГГц.

микроволнового поля на частоте 58.17 ГГц от задаваемой мощности P_G генератора на исходной частоте 9.695 ГГц. Видно, что эта зависимость сильно нелинейна, т. е. мощность шестой гармоники на выходе умножителя P_{MW} не пропорциональна P_G . Реализованный нами ридберговский сенсор позволил выявить эту особенность используемого микроволнового генератора E8257D-567 с внешним умножителем частоты S12MS-AG.

5. КАЛИБРОВКА ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ МИКРОВОЛНОВОГО ГЕНЕРАТОРА

Для более точного сравнения эксперимента и теории нами была выполнена калибровка зависимости выходной мощности умножителя P_{MW} на частоте 58.17 ГГц относительно задаваемой в генераторе E8257D-567 входной мощности P_G на частоте 9.695 ГГц (рис. 4 а). Калибровка осуществлялась с использованием измерительного моста Я2М-64 от измерителя мощности МЗ-28 и термисторной головки М5-50, рассчитанной на диапазон частот 53.6–78.3 ГГц.

Начальный участок кривой на рис. 4 а (при малых входных мощностях P_G) напоминает измеренную нами с помощью ридберговского сенсора зависимость на рис. 3 б. Однако чувствительность термисторной головки М5-50 была недостаточной для проведения прямых измерений при тех же входных мощностях, что и на рис. 3 а ($P_G = 50\text{--}200$ мкВт). Поэтому измерения с термисторной головкой были выполнены при значительно больших входных мощ-

ностях $P_G = 0.18\text{--}1.3$ мВт. Из этих измерений следует, что зависимость выходной мощности умножителя P_{MW} от P_G является нелинейной как при малых, так и при больших мощностях P_G . При малых мощностях наблюдается нелинейный рост по степенному закону, а при больших мощностях возникает насыщение умножителя частоты.

Для прямого сравнения с результатами измерений ридберговского сенсора на выход волновода умножителя частоты был добавлен заранее откалиброванный регулируемый аттенуатор АР-3. Измеренная зависимость его коэффициента ослабления от положения регулирующей ручки для частоты 58.17 ГГц приведена на рис. 4 б. Эта зависимость также оказалась сильно нелинейной. Минимальное ослабление (близкое к 0.1 %) наблюдалось при положении ручки 20, а максимальное (близкое к 99.9 %) при положении ручки 100.

Далее от генератора E8257D-567 на умножитель частоты S12MS-AG было подано излучение на частоте 9.695 ГГц при его установленной мощности $P_G = 282$ мкВт. Согласно калибровке рис. 4 а, это соответствовало мощности на выходе из умножителя $P_{MW} = 275$ мкВт для частоты 58.17 ГГц. Затем это излучение проходило через калиброванный согласно рис. 4 б регулируемый аттенуатор АР-3, а с его выхода через открытый конец волновода подавалось на ячейку с атомами ^{87}Rb , центр которой располагался на расстоянии около 5 см от торца волновода.

На рис. 5 а представлены экспериментальные записи расщепления Аутлера–Таунса для резонанса ЭИП при мощностях излучения возбуждающих лазеров $P_1 = 6$ мкВт (780 нм) и $P_2 = 20$ мВт (480 нм) и

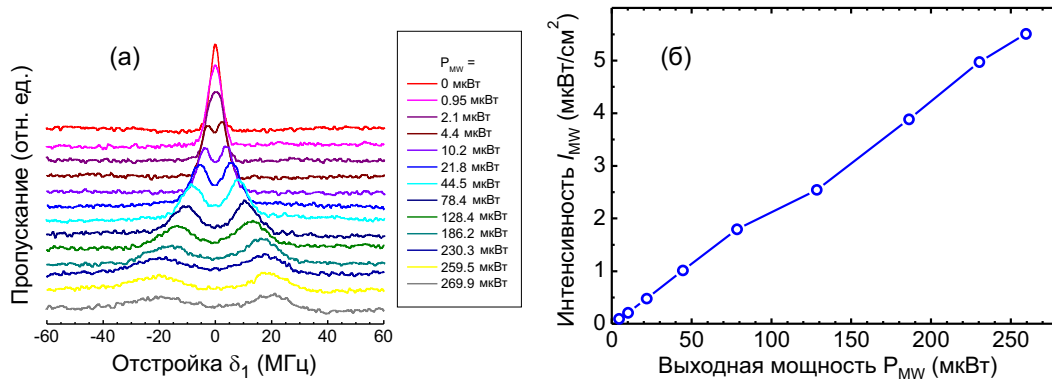


Рис. 5. а — Экспериментальные записи расщепления Аутлера–Таунса для резонанса ЭИП при мощностях излучения возбуждающих лазеров $P_1 = 6$ мВт (780 нм) и $P_2 = 20$ мВт (480 нм) и при различных калиброванных выходных мощностях умножителя P_{MW} на частоте 58.17 ГГц. б — Полученная по формуле (5) из измеренного расщепления Δ зависимость реальной интенсивности микроволнового поля на частоте 58.17 ГГц от задаваемой калиброванной выходной мощности P_{MW} умножителя на частоте 58.17 ГГц.

при различных калиброванных мощностях P_{MW} на частоте 58.17 ГГц.

При $P_{MW} = 0$ (красная кривая) резонанс ЭИП имел лоренцеву форму с шириной на полувысоте около 4.3 МГц, а расщепление Аутлера–Таунса в микроволновом поле не наблюдалось. Меньшая ширина по сравнению с аналогичной записью на рис. 3а обусловлена меньшими мощностями обоих лазеров. За счет этого чувствительность к микроволновому полю увеличилась, как будет видно ниже.

При $P_{MW} = 2.1$ мВт резонанс ЭИП уширялся до 7.5 МГц, но его расщепление все еще не наблюдалось. В явном виде оно проявилось при увеличении мощности до $P_{MW} = 4.4$ мВт и составило $\Delta = 5.2$ МГц, при этом два расщепленных резонанса частично перекрывались. При дальнейшем увеличении мощности до $P_{MW} = 44.5$ мВт резонансы разрешились полностью, а расщепление составило $\Delta = 16.9$ МГц. Максимальное расщепление $\Delta = 39.4$ МГц наблюдалось при мощности $P_{MW} = 259.5$ мВт. По мере увеличения мощности два расщепленных резонанса уширялись, а их амплитуда уменьшалась, поэтому измерения при более высоких значениях P_{MW} не выполнялись.

По формуле (3) можно определить, что при $P_{MW} = 4.4$ мВт напряженность электрического поля микроволнового излучения в центре ячейки составила $E_{min} = 0.85$ В/м, а при $P_{MW} = 259.5$ мВт она была $E_{max} = 6.44$ В/м. Эти две величины определяют примерный динамический диапазон чувствительности нашего ридберговского сенсора на частоте 58.17 ГГц. Для дальнейшего расширения

динамического диапазона в сторону меньших напряженностей необходимо улучшить совмещение лазерных лучей и уменьшать их мощности для уменьшения предельной ширины резонанса ЭИП. Для расширения динамического диапазона в сторону больших напряженностей необходимо ориентировать ячейку с атомами Rb таким образом, чтобы неоднородность микроволнового поля на пути лазерных лучей внутри ячейки была минимальна [45]. Это нуждается в отдельном рассмотрении.

В литературе для сравнения различных реализаций ридберговских сенсоров друг с другом [22–26] достигнутую чувствительность принято выражать в приведенных единицах $\text{В}/(\text{м} \cdot \text{Гц}^{1/2})$. Эта величина фактически означает предельную чувствительность сенсора при отношении сигнал/шум $SNR = 1$ в частотной полосе детектирования 1 Гц согласно формуле

$$S = E_{min}/(SNR\sqrt{\Delta_{det}}), \quad (6)$$

где Δ_{det} — частотная ширина полосы детектируемого сигнала. На рис. 5а минимальное зарегистрированное расщепление резонанса ЭИП в микроволновом поле составило 5.2 ± 0.2 МГц, что соответствует напряженности СВЧ-поля $E_{min} = 0.85 \pm 0.03$ В/м. В отсутствие поля ширина резонанса ЭИП составила 4.3 МГц, а отношение сигнал/шум SNR было около 15. Полоса детектирования в нашем эксперименте определяется обратным временем измерения τ как $\Delta_{det} \approx 1/\tau$ (ширина спектра эквивалентного прямоугольного импульса). Время τ у нас составляло 0.34 мс и определялось временем прохождения частоты лазера первой ступени через резонанс ЭИП при его сканировании с частотой 18 Гц и с размахом

700 МГц. Тогда можно оценить, что $\Delta_{det} = 2.9$ кГц, а приведенная чувствительность в полосе 1 Гц составляет $S = 1.07 \pm 0.04$ мВ/(м·Гц^{1/2}).

По формуле (5) была также измерена зависимость интенсивности микроволнового поля в центре ячейки от калиброванной выходной мощности умножителя P_{MW} . Она оказалась близка к линейной, как показано на рис. 5 б, в отличие от полученной ранее нелинейной зависимости на рис. 3 б. При $P_{MW} = 259.5$ мкВт интенсивность поля составила $I_{MW} = 5.5$ мкВт/см². Отсюда следует, что в области ячейки микроволновое излучение после выхода из волновода распределялось по эффективной площади 47.2 см², что в целом согласуется с геометрией нашего эксперимента.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты свидетельствуют о возможности достоверного измерения напряженности и интенсивности локального микроволнового поля ридберговскими сенсорами с высокой точностью. Достигнутое значение чувствительности около 0.1 мкВт/см² (0.85 В/м) на частоте 58.17 ГГц соответствует значениям, полученным в экспериментах других групп при прямом измерении расщепления Аутлера–Таунса на других частотах [20–22, 25, 26, 30, 31, 46]. В обзорах [22, 26] приведены сводные рисунки с точками по экспериментально измеренным чувствительностям различных реализаций ридберговских сенсоров на различных частотах. Из них можно увидеть, что вблизи используемой нами частоты 58.17 ГГц измерений не было вообще. В обзоре [22] приведены данные нескольких экспериментов по прямому измерению напряженностей СВЧ-полей по расщеплению Аутлера–Таунса на частотах в диапазоне 80–120 ГГц, которые составили 0.5–2 В/м, что вполне сопоставимо с измеренными нами напряженностями. Эти напряженности также соответствуют теоретическим расчетам в нашем обзоре [23].

Полученная нами приведенная чувствительность $S = 1.07 \pm 0.04$ мВ/(м·Гц^{1/2}) обусловлена предельной шириной резонанса ЭИП в отсутствие микроволнового поля (4.3 МГц в нашем эксперименте). Эта ширина потенциально может быть уменьшена до примерно 2 МГц (суммарная ширина линий двух лазеров + пролетное и доплеровское уширение при движении атомов в лазерных лучах) при значительном уменьшении мощностей возбуждающих лазеров и использовании техники

синхронного детектирования для регистрации слабых резонансов ЭИП [44]. Однако это приведет к заметному уменьшению быстродействия измерений, поэтому такой метод использовать нецелесообразно. Отметим, что в нашей работе [42] помимо эксперимента с тепловыми атомами Rb в газовой ячейке был также выполнен эксперимент с ультрахолодными атомами Rb в магнитооптической ловушке, где минимальная ширина спектра двухфотонного возбуждения составила 1.7 МГц и была обусловлена, в основном, шириной линий двух лазеров. Это говорит о потенциальной возможности сужения резонанса ЭИП в газовой ячейке с атомами Rb до 2 МГц.

В то же время в работах других авторов сообщается о достижении приведенных чувствительностей вплоть до 1–10 мкВ/(м·Гц^{1/2}) на частотах до 20 ГГц [22, 26]. Это обусловлено как применением более высоких ридберговских состояний с большими дипольными моментами, так и специальными методами увеличения чувствительности. Существенное увеличение чувствительности может быть достигнуто применением оптического гомодинирования для уменьшения влияния шумов лазеров [49] и СВЧ-гетеродинирования сигнала на выходе ридберговского сенсора [50]. Еще одним методом является предложенное нами применение трехфотонных схем лазерного возбуждения ридберговских состояний [51, 52], в которых для определенных схем переходов практически полностью компенсируется влияние эффекта Доплера, и резонанс ЭИП может быть сужен в 20–30 раз [53–55].

Также для увеличения динамического диапазона ридберговского сенсора и измерений при больших мощностях микроволновых полей необходимо минимизировать их неоднородность на пути лазерных лучей внутри ячейки, чтобы расщепленные резонансы ЭИП не уширялись и не уменьшались по амплитуде с увеличением мощности [45]. С этой точки зрения целесообразно реализовывать ридберговский сенсор с миниатюрными оптическими ячейками размером менее 1 см, как это делается для миниатюрных атомных стандартов частоты на основе резонансов ЭИП с атомами щелочных металлов в основном состоянии [56, 57].

Благодарности. Авторы благодарны А. Н. Гончарову и А. В. Тайченачеву за полезные обсуждения результатов работы.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-12-00067-П, <https://rscf.ru/project/23-12-00067-P/>).

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Вклад авторов равноценен.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. F. Gallagher, *Rydberg Atoms*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1994).
2. K. A. Safinya, J. F. Delpach, F. Gounand et al., *Phys. Rev. Lett.* **47**, 405 (1981).
3. P. Pillet, R. Kachru, N. H. Tran et al., *Phys. Rev. A* **36**, 1132 (1987).
4. I. M. Beterov, I. I. Ryabtsev, N. V. Fateev. *Sov. Tech. Phys. Lett.* **15**, 434 (1989) [И. М. Бетеров, И. И. Рябцев, Н. В. Фатеев, *Письма в ЖТФ* **15**, 40 (1989)].
5. I. M. Beterov, G. L. Vasilenko, V. P. Krainov, et al., *Sov. Tech. Phys. Lett.* **17**, 331 (1991) [И. М. Бетеров, Г. Л. Василенко, В. П. Крайнов и др., *Письма в ЖТФ* **17**, 44 (1991)].
6. I. M. Beterov, A. O. Vydrov, I. I. Ryabtsev et al., *Sov. Phys. JETP* **74**, 616 (1992) [И. М. Бетеров, А. О. Выродов, И. И. Рябцев и др., *ЖЭТФ* **101**, 1154 (1992)].
7. I. M. Beterov and I. I. Ryabtsev, *JETP Lett.* **68**, 897 (1998) [И. М. Бетеров, И. И. Рябцев, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 853 (1998)].
8. I. I. Ryabtsev and I. M. Beterov, *Phys. Rev. A* **61**, 063414 (2000).
9. I. I. Ryabtsev, D. B. Tretyakov, and I. I. Beterov, *J. Phys. B* **36**, 297 (2003).
10. I. I. Ryabtsev, D. B. Tretyakov, I. I. Beterov et al., *Phys. Rev. A* **76**, 012722 (2007).
11. W. R. Anderson, J. R. Veale, and T. F. Gallagher, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 249 (1998).
12. I. Mourachko, D. Comparat, F. de Tomasi et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 253 (1998).
13. K. Afrousheh, P. Bohloul-Zanjani, D. Vagale et al., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 233001 (2004).
14. P. Bohloul-Zanjani, J. A. Petrus, and J. D. D. Martin, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 203005 (2007).
15. J. A. Petrus, P. Bohloul-Zanjani, and J. D. D. Martin, *J. Phys. B* **41**, 245001 (2008).
16. D. B. Tretyakov, I. I. Beterov, V. M. Entin et al., *JETP* **108**, 374 (2009) [Д. Б. Третьяков, И. И. Бетеров, В. М. Энтин и др., *ЖЭТФ* **135**, 428 (2009)].
17. D. B. Tretyakov, I. I. Beterov, V. M. Entin et al., *JETP* **114**, 14 (2012) [Д. Б. Третьяков, И. И. Бетеров, В. М. Энтин и др., *ЖЭТФ* **141**, 18 (2012)].
18. V. M. Entin, E. A. Yakshina, D. B. Tretyakov et al., *JETP* **116**, 721 (2013) [В. М. Энтин, Е. А. Якшина, Д. Б. Третьяков и др., *ЖЭТФ* **143**, 831 (2013)].
19. I. I. Ryabtsev, I. I. Beterov, D. B. Tretyakov et al., *Phys. Usp.* **59**, 196 (2016) [И. И. Рябцев, И. И. Бетеров, Д. Б. Третьяков и др., *УФН* **186**, 206 (2016)].
20. J. A. Sedlacek, A. Schwettmann, H. Kübler et al., *Nat. Phys.* **8**, 819 (2012).
21. C. L. Holloway, J. A. Gordon, A. Schwarzkopf et al., *Appl. Phys. Lett.* **104**, 244102 (2014).
22. N. Schlossberger, N. Prajapati, S. Berweger et al., *Nat. Rev. Phys.* **6**, 606 (2024).
23. I. I. Ryabtsev, V. M. Entin, D. B. Tretyakov et al., *Radiophys. Quantum Electron.* **67**, 1 (2024) [И. И. Рябцев, В. М. Энтин, Д. Б. Третьяков и др., *Изв. вузов. Радиофизика* **67**, 1 (2024)].
24. D. Somaweera, A. Abdulghani, A. A. Odebowale et al., *Phys. Rev. A* **112**, 040102 (2025).
25. A. M. Berhe, M. I. U. Weerasinghe, K. As'ham et al., *Photonics* **12**, 1228 (2025).
26. G. Allinson, M. Bason, A. Bonnin et al., arXiv:2601.20631.
27. A. K. Mohapatra, T. R. Jackson, and C. S. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 113003 (2007).
28. M. Cui, Q. Zeng, and K. Huang, arXiv:2601.18426.
29. C. T. Fancher, D. R. Scherer, M. C. St. John et al., *IEEE Trans. Quantum Eng.* **2**, 3501313 (2021).
30. D. A. Anderson, R. E. Sapiro, and G. Raithel, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **69**, 5931 (2021).
31. C. L. Holloway, M. T. Simons, M. D. Kautz et al., *Appl. Phys. Lett.* **113**, 094101 (2018).
32. N. Prajapati, A. P. Rotunno, S. Berweger et al., *AVS Quantum Sci.* **4**, 035001 (2022).
33. M. Chen, T. Mao, W. Xiao et al., arXiv:2501.08787.
34. R. Behary, K. Su, N. DeStefano et al., arXiv:2504.21144.
35. P. K. Elgee, K. C. Cox, J. C. Hill et al., *Phys. Rev. Appl.* **23**, 064022 (2025).
36. M. Cloutman, M. Chilcott, A. Elliott et al., arXiv:2503.17997.

37. P. K. Elgee, J. C. Hill, K.-J. E. LeBlanc et al., *Appl. Phys. Lett.* **123**, 084001 (2023).
38. W. J. Watterson, N. Prajapati, R. Castillo-Garza et al., *Appl. Phys. Lett.* **127**, 161101 (2025).
39. J. Nowosielski, M. Jastrzębski, P. Halavach et al., *Opt. Express* **32**, 30027 (2024).
40. G. Pati, D. Mechael, F. K. Fatemi et al., *Opt. Express* **34**, 9723 (2026).
41. W. Krokosz, J. Nowosielski, B. Kasza et al., *Optica* **12**, 1854 (2025).
42. D. B. Tretyakov, V. M. Entin, I. I. Beterov et al., *Photonics* **10**, 1201 (2023).
43. J. P. Shaffer and H. Kübler, *Proc. SPIE* **10674**, 106740C (2018).
44. N. Schlossberger, N. Prajapati, A. B. Artusio-Glimpse et al., arXiv:2603.04596.
45. A. P. Rotunno, C. L. Holloway, N. Prajapati et al., *J. Appl. Phys.* **134**, 084401 (2023).
46. E. F. Stelmashenko, O. A. Klezovich, V. N. Baryshev et al., *Opt. Spectrosc.* **128**, 1067 (2020) [Е. Ф. Стельмашенко, О. А. Клезович, В. Н. Барышев и др., *Опт. и спектр.* **128**, 1063 (2020)].
47. I. I. Beterov, I. I. Ryabtsev, D. B. Tretyakov et al., *Phys. Rev. A* **79**, 052504 (2009).
48. V. D. Ovsiannikov, I. L. Glukhov, and E. A. Nekipelov, *J. Phys. B* **44**, 195010 (2011).
49. S. Kumar, H. Fan, H. Kübler et al., *Sci. Rep.* **7**, 42981 (2017).
50. M. T. Simons, A. H. Haddab, J. A. Gordon et al., *Appl. Phys. Lett.* **114**, 114101 (2019).
51. I. I. Ryabtsev, I. I. Beterov, D. B. Tretyakov et al., *Phys. Rev. A* **84**, 053409 (2011).
52. N. N. Bezuglov, I. I. Beterov, A. Cinins et al., *Phys. Rev. A* **112**, 063103 (2025).
53. S. M. Bohachuk, F. Ripka, V. Venu et al., *Phys. Rev. Appl.* **20**, L061004 (2023).
54. N. Prajapati, D. A. Long, A. B. Artusio-Glimpse et al., *Nat. Commun.* **16**, 11054 (2025).
55. J. Glick, B. E. Anderson, T. N. Nunley et al., *Phys. Rev. A* **112**, 063726 (2025).
56. M. N. Skvortsov, S. M. Ignatovich, V. I. Vishnyakov et al., *Quantum Electron.* **50**, 576 (2020) [М. Н. Скворцов, С. М. Игнатович, В. И. Вишняков и др., *Квант. электрон.* **50**, 576 (2020)].
57. H. Korth, J. E. Kitching, J. W. Bonnell et al., *Rev. Sci. Instrum.* **94**, 035002 (2023).

Intensity Calibration of a Microwave Generator Using a Quantum Sensor Based on Rb Rydberg Atoms in a Gas Cell

V. M. Entin^a, D. B. Tretyakov^a, E. A. Yakshina^{a,b,c}, I. I. Ryabtsev^{a,b,*}

^a Rzhanov Institute of Semiconductor Physics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences
630090, Novosibirsk, Russia

^b Novosibirsk State University
630090, Novosibirsk, Russia

^c Institute of Laser Physics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences
630090, Novosibirsk, Russia

* E-mail: ryabtsev@isp.nsc.ru

Received June 18, 2026

Revised June 28, 2026

Accepted June 28, 2026

Abstract

Atoms in highly excited Rydberg states possess large dipole moments due to the large orbit radius of the excited electron. This allows the creation of highly sensitive quantum sensors of electric fields based on laser excitation of Rydberg states of alkali-metal atoms in compact optical cells. Their main advantages are high sensitivity and precision, small size, narrow detection bandwidth, and a wide frequency tuning range. This paper presents experimental results on microwave field detection using the Rydberg resonance of electromagnetically induced transparency and the Autler–Townes effect in an optical cell with ^{87}Rb atoms. The dependence of the electromagnetically induced transparency resonance parameters on the powers of the exciting laser radiations was studied. The possibility of calibrating the radiation intensity of a microwave generator at a frequency of 58.17 GHz, corresponding to the transition $41S_{1/2} \rightarrow 41P_{3/2}$ between Rydberg states, has been demonstrated.

Keywords: Rydberg atoms, quantum sensor, microwave field, electromagnetically induced transparency, Autler–Townes effect.

Acknowledgements. The authors are grateful to A. N. Goncharov and A. V. Taichenachev for useful discussions of the results of this work.

Funding. This work was supported by the Russian Science Foundation (project No. 23-12-00067-P, <https://rscf.ru/project/23-12-00067-P/>).

Conflict of interest. The authors declare that they have no conflict of interest.

Authors' contributions. The contributions of the authors are equal.