

07; 12

© 1990 г.

О ПЕРСПЕКТИВАХ ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКИ АТОМНЫХ ДИСКРИМИНАТОРОВ ЧАСТОТЫ

Е. Б. Александров

С помощью математического моделирования проведено сравнение чувствительности атомного дискриминатора частоты (АДЧ) в зависимости от спектральной ширины излучения оптической накачки. На примере трехуровневой системы показано, что переход от ламповой накачки к лазерной повышает чувствительность АДЧ не более чем в 2 раза.

Введение

Атомные дискриминаторы частоты (АДЧ) с оптической накачкой газовой кюветы уже третье десятилетие применяются для магнитометрии и для стандартизации частоты. За время существования этой техники шло ее интенсивное развитие. В последние годы все чаще обсуждаются перспективы замены в этих приборах газоразрядных источников света лазерными диодами [1-3]. Ниже рассмотрена весомость аргументов в пользу такой замены.

Напомним принцип действия АДЧ с оптической накачкой. В качестве рабочего вещества используются атомы со спиновым угловым моментом в основном состоянии (ОС), что обеспечивает систему подуровней в ОС, отличающихся значением момента и(или) его проекции. Пусть для простоты это два подуровня (рис. 1). При обычных температурах из-за малости энергетического зазора они заселены поровну. Оптическое возбуждение в общем случае нарушает это равенство. Например, если обеспечено селективное возбуждение только уровня 1, то его населенность уменьшается за счет перекачки атомов через возбужденное состояние на уровень 2. При этом понижается поглощение света накачки. Если теперь индуцировать переменным полем переходы между уровнями 1 и 2, то это приведет к возрастанию поглощения света накачки, что позволяет регистрировать резонанс, т. е. измерить частоту перехода ω_{12} . Эта частота может определяться внешним магнитным полем, которое измеряется этим или внутриаомным магнитным полем, значение которого может служить эталоном.

До сих пор в приборах с АДЧ источниками накачки служат газоразрядные лампы с парами того же элемента, что и в рабочем объеме. Замена лампы на перестраиваемый лазер представляется очевидным путем развития техники оптической накачки. Ее перспективность для исследований несомненна. Однако целесообразность перехода на лазерную накачку в серийных приборах с АДЧ требует взвешенного обсуждения.

Лазер как источник оптической накачки отличается от спектральной лампы в трех отношениях: 1) лазер способен обеспечить много большую интенсивность накачки; 2) лазер в одночастотном режиме излучает одну линию, при том много более узкую, чем линия поглощения атомов; 3) лазерное излучение много лучше коллимируется и канализируется.

Преимущество лазера в интенсивности часто рассматривается едва ли не главным достоинством. Такая оценка вытекает из распространенного среди разработчиков АДЧ ошибочного стремления к неограниченному наращиванию света накачки. Этот вопрос выяснен в работах [4, 5], где отмечено, что, хотя

величина сигнала двойного резонанса монотонно растет с ростом интенсивности накачки, фиксирующая способность резонанса проходит через максимум при весьма малой интенсивности. Оптимальная плотность мощности света для щелочных атомов лежит в интервале 10^{-6} — 10^{-7} Вт/см², что с избытком обеспечивается газоразрядной лампой.

Реальные преимущества лазера связаны с его монохроматичностью. Уместно здесь выделить два аспекта: монохроматичность в смысле наличия в спектре только одной линии и в смысле спектральной узости этой единственной линии.

В излучении лампы всегда присутствует множество линий. В то же время для успешной оптической накачки требуется та или иная спектральная селекция. Так, для эффективной ориентации или выстраивания нужна одна составляющая тонкой структуры резонансного мультиплета. Это легко достигается с помощью интерференционных фильтров применительно к К, Rb и Cs. В спектрах Na и He соответствующая структура слишком тесная. Тем более такие фильтры неприменимы для выделения компонент сверхтонкой структуры, требуемого для накачки АДЧ стандартов частоты. В случае рубидия с успехом применяется изотопический фильтр. Цезий, имеющий лишь один изотоп, допускает только малоэффективную самофильтрацию, вследствие чего цезиевый стандарт с оптической накачкой не получил распространения.

Переход на лазерную накачку снимает эти затруднения, позволяя расширить ассортимент приборов с АДЧ. Например, представляет интерес гелиевый магнитометр с накачкой одной D_0 -линией. С лазерной накачкой легко реализуется и цезиевый стандарт частоты. Известны также предложения о двухчастотной лазерной накачке Rb или Cs, обещающие в несколько раз увеличить разность населенностей на эталонном 0—0 переходе по сравнению с достижимой при ламповой накачке [6, 7].

Обратимся теперь к вопросу о монохроматичности во втором смысле. Ширина линии одночастотного лазера много меньше линии поглощения атомов в отличие от излучения лампы, для которой характерно превышение ширины линий излучения над линиями поглощения атомов в рабочем объеме. Очевидно, что уширение снижает эффективность как накачки, так и контроля за возникающей разностью населенностей. Мера этого снижения может быть установлена путем математического моделирования. Ниже излагается схема и результаты сравнительного расчета чувствительности АДЧ на основе двухуровневых атомов для случаев ламповой и лазерной накачек.

Расчет чувствительности АДЧ

На рис. 1 представлено наложение модельных контуров поглощения и излучения, использованных в дальнейших расчетах. Сечение поглощения описано контуром Фойхта [8]

$$\sigma(\nu) = \sigma_0 a / \pi \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-y^2)}{a^2 + (y - \nu)^2} dy$$

с параметром $a=0.1$.

Модель линии излучения содержит в основе также контур Фойхта $\varphi_0(\nu)$ с параметром $a=0.2$ и с увеличенной на 20 % доплеровской шириной. Влияние реабсорбции имитировано дополнительным самопоглощением

$$\varphi(\nu) = \varphi_0(\nu) \cdot \exp[-\kappa \varphi_0(\nu) / \varphi_0(0)].$$

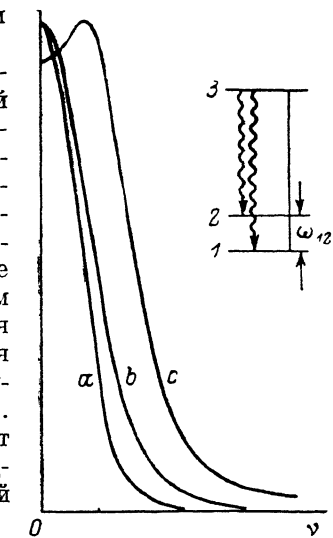


Рис. 1. Спектральные контуры линий поглощения (a) и накачки (b — соответствует параметру $\kappa=0$, c — $\kappa=1.5$).

$$\Phi(\nu) = \alpha I_0 \varphi(\nu),$$

где коэффициент α нормирует интеграл от контура $\varphi(\nu)$ на 1, а множитель I_0 задает масштаб интенсивности. На рис. 1 представлены контуры $\varphi(\nu)$ при $\alpha = 0$ и 1.5.

Расчет проведен для модели рис. 1. Накачка возбуждает только атомы на уровне 1 со скоростью W (с^{-1}). Предполагается, что спонтанный распад возбужденных атомов происходит равновероятно на оба подуровня 1 и 2. Кроме света, на атомы действует переменное магнитное поле с частотой ω , отличающейся от частоты резонанса ω_{12} на расстройку $\Delta = \omega - \omega_{12}$. Задача о двойном резонансе легко решается с помощью уравнения эволюции матрицы плотности, в которой оптическая накачка вводится через константы релаксации населенностей и когерентности (см., например, [9]). Пренебрегая пленением излучения, в приближении вращающегося поля для населенности n_1 уровня 1 имеем

$$n_1 = \frac{2(1+Q)^{-1} + \Gamma\Omega^2}{1 + 2\Gamma\Omega^2}; \quad \Omega^2 = \frac{\omega_1^2}{\Delta^2 + \gamma^2}; \quad \Gamma = 2\gamma_1/\gamma_2; \quad Q = W/q. \quad (1)$$

Здесь $\gamma_1 = q + W$, $\gamma_2 = q + W/2$ — скорости релаксации населенности уровня 1 и когерентности, q — константа темновой релаксации населенностей и когерентности. Напряженность индуцирующего резонанс переменного поля задана частотой Раби ω_1 ; $n_1 + n_2 = 1$.

Использование независимой от координаты скорости накачки правомерно в приближении оптически тонкого слоя. Однако если под W понимать усредненную по рабочему объему скорость накачки, то (1) дает с точностью до процентов правильное значение средней населенности при оптической плотности вплоть до нескольких единиц. А для кюветы с парафиновым покрытием без буферного газа, когда осуществляется физическое усреднение населенностей по объему кюветы за времена много короче времени релаксации, выражение (1) справедливо при любой оптической плотности.

Зависимость $n_1(\Delta)$ образует контур резонанса. Наиболее прямой способ его использования для дискриминации частоты связан с настройкой на склон резонанса. Выбрав рабочую точку Δ в области наибольшей крутизны контура, можно эффективно регистрировать малые уходы частоты $d\Delta$ от Δ по изменению населенности $dn_1 = n_1(\Delta) - n_1(\Delta + d\Delta)$. Этот способ не применяется на практике из-за его подверженности медленным дрейфам параметров системы, но на этом пути проще всего сделать сравнительные оценки чувствительности АДЧ.

Изменение населенности dn_1 приводит к изменению dI интенсивности I прошедшего через рабочий объем света накачки

$$I = \alpha I_0 \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\nu) \exp[-Nn_1\sigma(\nu)] d\nu.$$

Здесь N — полное число атомов на 1 см^2 рабочего объема.

Определим чувствительность S дискриминатора как отношение крутизны $dI/d\Delta$ к $I^{1/2}$, т. е. к величине, пропорциональной дробовому шуму фотодетектора,

$$S = I_0 I^{-1/2} \alpha \frac{dn_1}{d\Delta} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\nu) \exp[-Nn_1\sigma(\nu)] N\sigma(\nu) d\nu. \quad (2)$$

Задача сводится к сравнению максимальных значений S_m при ламповой и лазерной накачках.

Производная $dn_1/d\Delta$ принимает максимальное значение при оптимальной напряженности переменного поля, заданной условием

$$\omega_1^2 = \frac{1}{4} \frac{2+Q}{1+Q}.$$

При таком поле

$$\frac{dn_1}{d\Delta} = \frac{Q}{4+Q} \frac{1}{4\Delta^2 + (2+Q)^2}. \quad (3)$$

Выражение (2) вместе с (3) дает чувствительность при заданной скорости накачки. Однако первичной переменной в технике двойного резонанса выступает не скорость накачки, а интенсивность света I_0 . При заданной I_0 скорость накачки W зависит от оптической плотности среды, т. е. от населенности n_1 . Скорость накачки пропорциональна интенсивности только при малой оптической плотности или в том случае, когда накачка мало эффективна, т. е. не приводит к заметным изменениям оптической плотности. Анализируя случай лазерной накачки, следует ожидать высокой эффективности, что не позволяет ограничиться приближением заданной накачки. Поэтому выражения (2) и (3) следует допол-

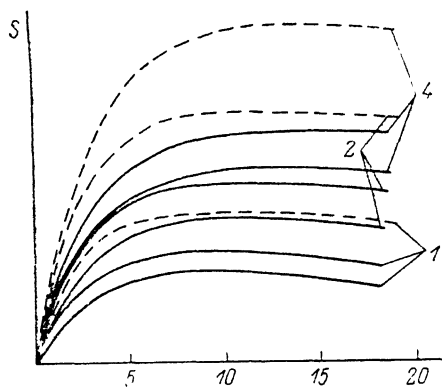


Рис. 2. Зависимость чувствительности АДЧ от приведенной скорости накачки.

Цифры на графике — начальная оптическая плотность k_0 , штриховые линии — лазерная накачка. Из каждой пары сплошных кривых, относящихся к одной плотности, нижняя отвечает самообращенной линии ламповой накачки ($\chi=1.5$), верхняя — $\chi=0$.

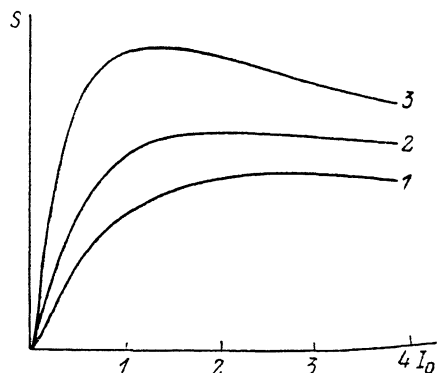


Рис. 3. Зависимость чувствительности АДЧ от интенсивности накачки при $k_0=1$.

1, 2 — ламповая накачка ($\chi=1.5$, 0 соответственно); 3 — лазерная накачка.

нить связь между W и I_0 . Средняя скорость накачки дается отношением поглощенного в объеме света δI к числу атомов в объеме

$$W = c \frac{\delta I}{n_1 N} = \frac{acI_0}{n_1 N} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\nu) d\nu - \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\nu) \exp[-n_1 N z(\nu)] d\nu \right\}. \quad (4)$$

Здесь c — коэффициент пропорциональности. Система уравнений (1) и (4) решалась численно итерационным методом. При заданной интенсивности I_0 и расстройке Δ по формуле (4) вычислялась скорость накачки для нулевого приближения $n_1^{(0)}=0.5$. Используя полученное значение W_0 , из (1) вычислялось первое приближение $n_1^{(1)}$, которое снова подставлялось в (4) для вычисления W_1 , и т. д. Последовательность итераций обрывалась после достижения условия $n_1^{(i-1)} - n_1^{(i)} < 10^{-4}$, что происходило через 3-4 цикла. Сетка значений расстройки выбиралась для каждого значения интенсивности I_0 в окрестности точки $\Delta_0 = q + W/2$ максимальной крутизна контура n_1 (Δ). Результатом вычислений при каждом значении I_0 была величина максимальной чувствительности S_m , соответствующая скорости накачки W_m . В расчетах ламповой накачки использовались заранее подготовленные числовые массивы, описывающие спектральные контуры $\varphi(\nu)$ света накачки и поглощения $\sigma(\nu)$. Спектр лазера аппроксимировался δ -функцией Дирака $\Phi(\nu) = I_0 \delta(\nu)$, что позволило свести интегральное уравнение (4) к алгебраическому.

На рис. 2 представлено семейство зависимостей $S_m(Q)$ для разных значений начальной оптической плотности рабочего объема $k_0=1, 2, 4$. Штриховые кривые отвечают лазерной накачке, сплошные — ламповой. Для каждой пары сплошных линий, относящихся к данному значению k_0 , нижняя соответствует параметру $\chi=1.5$ (самообращенный контур), верхняя — $\chi=0$. На рис. 3 фрагмент этого семейства для $k_0=1$ представлен в функции от относительной интенсивности I_0 .

Из рассмотрения графиков можно видеть, что 1) выигрыш в чувствительности при переходе от ламповой накачки к лазерной не превышает двукратного, 2) вариации формы контура при ламповой накачке относительно мало сказываются на чувствительности, 3) лазерная накачка для достижения максимальной чувствительности требует в 2-3 раза меньшей интенсивности.

Заключение

Итак, переход от ламповой накачки к лазерной при возбуждении уединенного перехода позволяет увеличить дискриминационную способность линии двойного резонанса не более чем в два раза, сопровождаясь снижением в 2-3 раза требуемой интенсивности света. К этим преимуществам лазерной накачки следует добавить конструктивные удобства, связанные с отсутствием нужды в оптических фильтрах, а также с возможностью канализировать свет одиночными световодами неограниченной длины. Еще можно упомянуть высокий КПД инжекционных лазеров, хотя в энергопотреблении АДЧ источник света обычно не является определяющим.

Перечисленные достоинства нужно сопоставлять с техническими сложностями, вызванными необходимостью селекции мод лазера и глубокой стабилизации его частоты до уровня 10^{-7} — 10^{-9} в зависимости от требуемой точности АДЧ. Отдельную задачу составляет борьба с избыточными шумами лазера в полосе сигнала и подавление медленных дрейфов интенсивности. Мало вероятно, что этот комплекс проблем будет разрешен в ближайшие десятилетия достаточно экономными средствами, чтобы лазер мог войти в состав АДЧ массового применения.

Список литературы

- [1] Camparo J. C., Frueholz R. P. // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 59. N 10. P. 3313—3317.
- [2] Будкин Л. А., Пухтеев А. И., Пузанов С. Л., Фатеев Б. П. // РИЭ. 1984. Т. 29. № 6. С. 1140—1144.
- [3] Hashimoto M., Ohtsu M. // J. Quant. Electron. 1987. Vol. 23. N 1. P. 446—451.
- [4] Александров Е. Б., Якобсон Н. Н., Вершовский А. К. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 5. С. 970—973.
- [5] Александров Е. Б., Вершовский А. К., Якобсон Н. Н. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 6. С. 1116—1121.
- [6] Lewis L. L., Feldman M., Bergquist F. C. // J. Phys. (Paris). Colloque C8. Suppl. 1981. Т. 42. N 12. P. 271—281.
- [7] Avila G., Giordano V., de Clercq E. et al. // Phys. Rev. A. 1987. Vol. 36. N 8. P. 3719—3728.
- [8] Фриш С. Э. Оптические спектры атомов. М.: Изд-во физ.-мат. лит., 1963. 640 с.
- [9] Vanier J. // Phys. Rev. 1968. Vol. 168. N 1. P. 129—149.

Поступило в Редакцию
5 апреля 1989 г.