

КВАНТОВИЙ ПЕРЕТВОРЮВАЧ “СТРУМ-ЧАСТОТА” (побудова, фізичні процеси, технічні характеристики)

© Мокренко П. В., 2016

Розглянуто принципи побудови, фізичні основи роботи та технічні характеристики квантових перетворювачів постійного струму у частотний сигнал.

Ключові слова: квантовий перетворювач, постійний струм, частота, сигнал.

The principles of construction, physical bases of work and technical descriptions of quantum transformers of direct-current in a frequency signal are presented.

Key words: quantum transformer, direct-current, frequency, signal.

Вступ

Використання принципів квантової магнітометрії [1–4, 8–10] під час побудови високоточних вимірювальних перетворювачів струму у частоту, що реалізують метод оптичної орієнтації і оптичної реєстрації магнітного резонансу атомів, визначає структуру квантового перетворювача струму у частоту (КПСЧ), основними вузлами якого є спіновий квантовий генератор (СКГ) з оптичною орієнтацією атомних спінів робочої речовини та магнітна система.

Структурну схему КПСЧ показано на рис. 1. СКГ включає: квантовий давач 1; підсилювач сигналу прецесії 2; генератор високої частоти 3, який здійснює підпал спектральної лампи квантового давача 1. Магнітна система складається з кільця Гельмгольца 4, у центрі яких розміщений квантовий давач 1, і багатошарового комбінованого магнітного екрана 5. З рис. 1 бачимо, що перетворення струму (i) в частоту (f) здійснюється через проміжний параметр – напруженість магнітного поля H , тобто воно має такий вигляд: $i \rightarrow H \rightarrow f$. Вибір такої структури КПСЧ обґрунтований тим, що перша частина перетворення $i \rightarrow H$ доволі легко виконується соленоїдом, а друга частина перетворення $H \rightarrow f$ здійснюється з доволі високою ($1 \cdot 10^{-4}$ %) точністю СКГ [5, 6]. Останній працює на частоті прецесії атомів ω . Побудова КПСЧ за структурою $i \rightarrow H \rightarrow f$, як показали результати проведених досліджень [6], дає змогу досягти точності перетворення $i \rightarrow f$, яка наближається до точності СКГ.

На рис. 2 показано розроблену функціональну схему СКГ [7]. Вона має: спектральну сферичну лампу 1 з парами робочої речовини Cs^{133} , яка розміщена у котушці 2 контуру високочастотного генератора 3; контрольний фотодіод 4; фокусуючі лінзи 5; циркулярний поляризатор 6; комірку поглинання 7 з атомним газом Cs^{133} ; фотоприймач 8, який підключений до підсилювача 9; радіочастотну котушку 10, намотану на комірку поглинання 7. Елементи квантового давача СКГ показані на рис. 3.

1. Фізичні основи роботи СКГ і сутність оптичного накачування атомів

Сигнал на фотоприймачі 8 від прецесійних атомів у скляній комірці 7 виникає під час проходження через неї поляризованого світла від спектральної лампи 1. З фотоприймача сигнал надходить на вхід підсилювача 9, вихід якого з’єднаний з радіочастотною котушкою 10, яка

входить у коло додатного зворотного зв'язку СКГ. Частота сигналу від ларморової прецесії ω орієнтованих атомів Cs^{133} у магнітному полі H визначається за формулою

$$\omega = \frac{m_B \cdot g_F}{\hbar} H_o = gH \quad \text{або} \quad f = A \cdot H, \quad (1)$$

де $g = \frac{m_B \cdot g_F}{\hbar}$ – гіромагнітне відношення атомів (Гц/Е); m_B – магнетон Бора; g_F – множник “Ланде” для атома; $\hbar = 2\pi \hbar$ – стала Планка.

Поява сигналу в СКГ на частоті прецесії ω атомів зумовлена, як вже зазначалось, дією оптичного накачування. Фізичну суть методу оптичного накачування у СКГ розглянемо детальніше для системи енергетичних рівнів атомів Cs^{133} , які знаходяться у комірці поглинання 7 у вигляді газу низького тиску $\sim 10^{-6} \div 10^{-5}$ мм рт. ст.

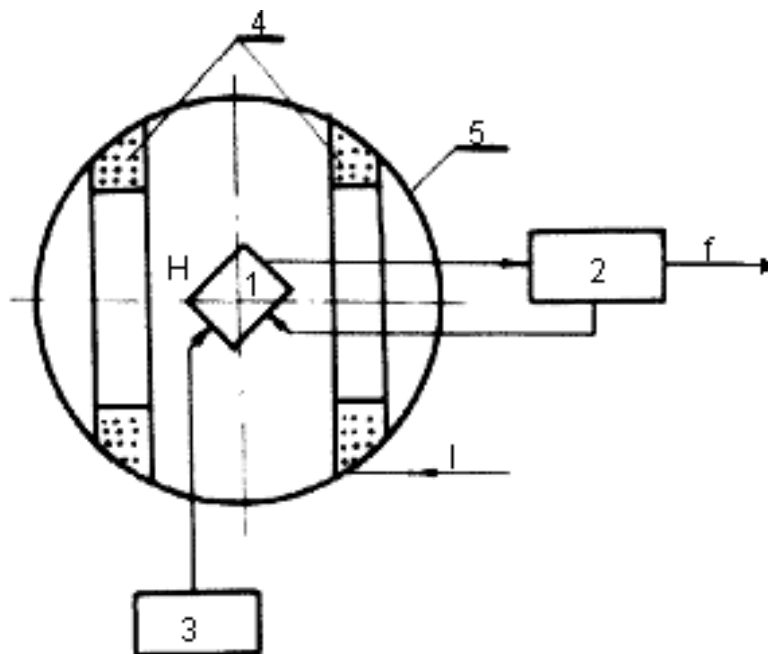


Рис. 1. Структурна схема КПСЧ

Використання цезію-133 у газоподібному стані зумовлене можливістю отримання вузької високоякісної лінії магнітного резонансу.

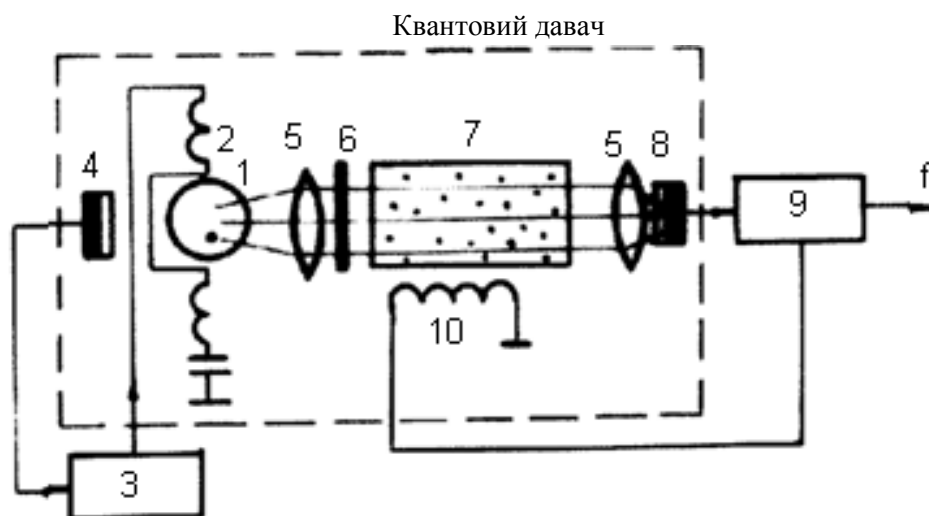


Рис. 2. Функціональна схема СКГ

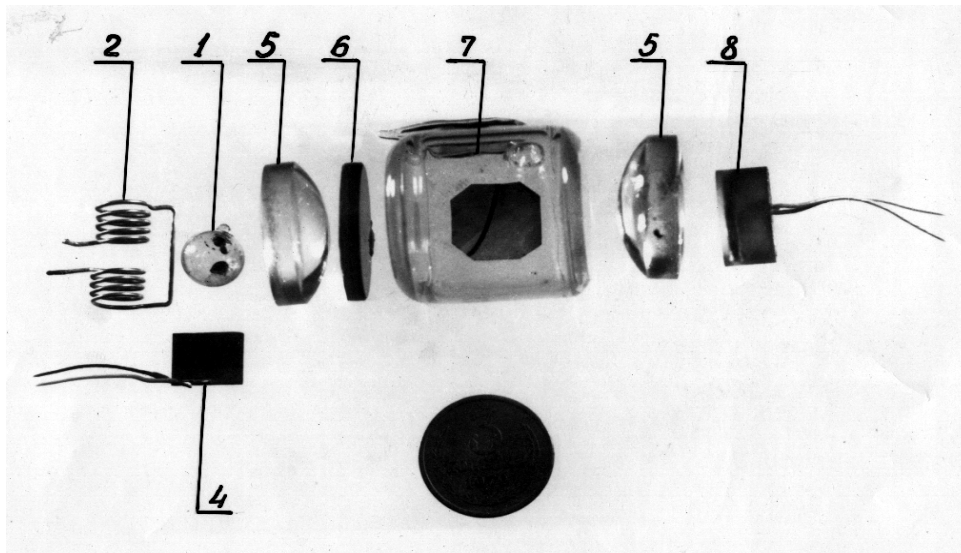


Рис. 3. Елементи квантового датчика СКГ

Енергетичну діаграму рівнів атома Cs^{133} без надтонкої структури показано на рис. 4, де підрівні $m_F=4$ і $m_F=3$ належать до основного $6^2S_{1/2}$ стану, а підрівні $\mu F=4$ і $\mu F=3$ – до оптично збудженого $6^2P_{1/2}$ стану. Другий надтонкий рівень $F=3$ на рис. 4 не показаний.

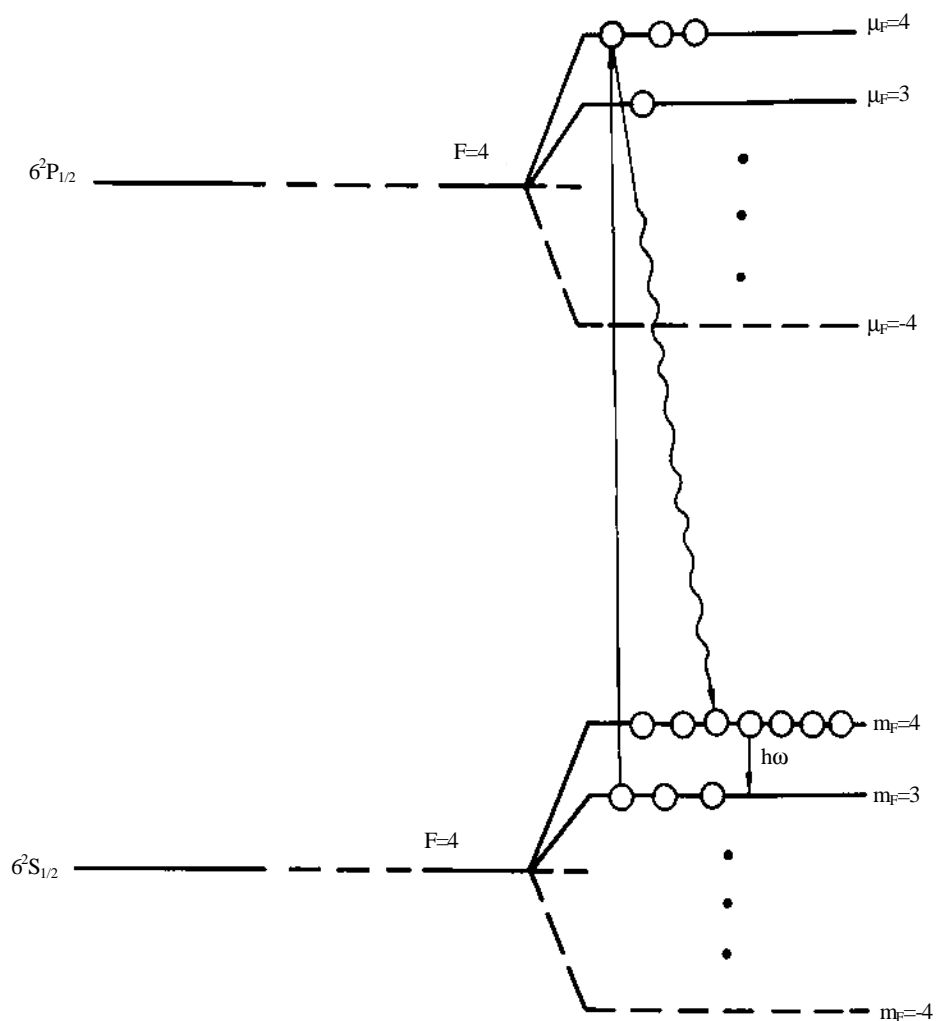


Рис. 4. Енергетична діаграма рівнів атомів Cs^{133} без надтонкої структури

Частота переходу атомів Cs^{133} із зеєманівського підрівня $m_F=4$ на $m_F=3$, яка виникає за наявності зовнішнього магнітного поля H (ефект Зеємана), відповідає частоті Лармора ω . Різниця енергії переходу між підрівнями $m_F=4$ та $m_F=3$ дорівнює

$$\Delta E_{4,3} = \hbar \cdot \omega = \hbar \cdot \gamma \cdot H . \quad (2)$$

З формули (2) бачимо, що за $H=0$ $\Delta E_{4,3}=0$ і $f=0$, а підрівні $m_F= (4,3,..)$ зливаються в один надтонкий рівень $F=4$ (відбувається т. зв. “виродження” зеєманівських підрівнів). Якщо $H=1E$, то для атомів Cs^{133} значення $f=349859$ Гц (без врахування нелінійного члена внаслідок його мізерності). Отже, підрівні $m_F=4$ і $m_F=3$ будуть наближатись або віддалятись один від одного відповідно до зміни магнітного поля H , пропорційного до перетворюваного струму i .

Як вже зазначалось, для отримання сигналу від квантового переходу атомів з $m_F=4$ на $m_F=3$ необхідно перенаселити енергетичний підрівень $m_F=4$ за рахунок збіднення інших підрівнів $m_F=3,2,1, \dots, -3,-4$, і, отже, створити різницю населеностей n . Це забезпечується впливом на атоми у комірці резонансного циркулярно-поляризованого світла. Опромінення атомів цим світлом супроводжується “перекачкою” атомів з нижніх підрівнів $m_F=-4,-3,-2, -1,0,1$ на більш верхні $m_F= 2,3,4$, або навпаки, за іншої поляризації світла. Знак циркулярної поляризації світла σ^+ або σ^- встановлюється поляризатором δ (див. рис. 2). Ефективність “перекачки” атомів з підрівня $m_F=3$ (та інших $m_F=2,1,0,-1,\dots,-4$) на $m_F=4$ дуже висока. Ступінь поляризації Y може досягати $(80\div 90)\%$.

Динаміка “перекачки” атомів Cs^{133} на крайні підрівні відбувається так. Спрямуємо на комірці 7 з атомами Cs^{133} світло від спектральної цезієвої лампи 1, в якій збуджується газовий розряд під дією підведеної високочастотної (в.ч.) потужності генератора 3. Інтенсивність горіння лампи стабілізується за допомогою включення фотодіода 4 в коло управління потужністю в.ч. генератора. Спектральна компонента (D_1 -лінія) цезієвої лампи, проходячи через лінзу 5, набуває паралельності, а після поляризатора δ стає циркулярно-поляризованою (для визначеності з σ^+ поляризацією). Тоді, згідно із законами квантової механіки, σ^+ фотони будуть взаємодіяти тільки з атомами, які знаходяться на енергетичному підрівні $m_F=3$ основного $6^2S_{1/2}$ стану, причому переводити їх у збуджений стан $6^2P_{1/2}$ на підрівень $m_F=4$. На цьому підрівні $m_F=4$ збудженого стану атом знаходиться дуже короткий час $t \approx 3 \cdot 10^{-8}$ с. Після деякого часу τ атом знову повертається в основний $6^2S_{1/2}$ стан на $m_F=4$ підрівень або на колишній $m_F=3$ підрівень, з якого атом знову збуджується в $6^2P_{1/2}$ стан σ^+ фотоном. Однак, якщо атоми потрапляють на підрівень $m_F=4$, то σ^+ фотони не збуджують їх (згідно з правилами відбору). Тому через деякий час атоми будуть накопичуватися на підрівні $m_F=4$, створюючи тим самим велику різницю населеностей n між ним і підрівнем $m_F=3$. Виникнення n приводить до переважаючої орієнтації спінових моментів атомів і утворення макроскопічного магнітного моменту газу $M(n)=\sum \mu_i$. Одночасно світло виконує і функцію носія інформації про величину моменту $|M(n)|$ і його прецесії, а саме: інтенсивність світла на виході комірки стає промодульованою прецесією перпендикулярної (до поля H) компоненти моменту M_{\perp} .

Фазова когерентність здійснюється подачею у радіочастотну котушку 10 змінної напруги на частоті магнітного резонансу ω_0 .

Динаміка самозбудження СКГ відбувається за тими самими законами, що і в звичайному автогенераторі. Мала флуктуація напруги на резонансній частоті ω_0 , що виникає на вході підсилювача 9 (в спектрі шумів), підсилюється з врахуванням дотримання балансу фаз і амплітуд у загальному кільці зворотного зв'язку СКГ і надходить у радіочастотну котушку, яка і створює в області комірки змінне поле $H_1 \cos \omega_0 t$, фазуючи атоми. Відбувається наростання $|M_{\perp}|$, а значить, і збільшення сигналу на вході підсилювача від змінної складової фотоструму $I=I_m \sin \omega_0 t$. Надалі у кільці зворотного зв'язку встановлюється стаціонарний автоколивальний процес з амплітудою, пропорційною до $|M_{\perp}|$. На практиці ефективне значення напруги сигналу прецесії на вході підсилювача у встановленому режимі досягає величини $0.1\div 1$ мВ залежно від якості виготовлення комірки, інтенсивності пучка світла, який проходить через комірці, а також від кута Θ між

напрямок вектора поля \mathbf{H} і оптичною віссю квантового датчика. Амплітуда прецесії сигналу в однопроменевому квантовому датчику, як вже зазначалось, пропорційна до $\sin 2\Theta$ і максимальна за кута $\Theta=45^\circ$. Зазначимо, що на практиці відбір виготовлених комірок поглинання проводиться за виміром поздовжнього і поперечного часу релаксації, відповідно T_1 і T_2 , величин, які визначають параметри якості комірок.

2. Аналіз похибок квантового давача

Похибки квантового давача можуть виникати від нестабільності різних параметрів, які беруть участь в оптичному накачуванні: від нестабільності ефективного значення $H_1(t)$; інтенсивності світла накачування (J); зміни температури елементів квантового датчика; від наявності зееманівської структури атомів цезію-133 та ін.

Загалом роздільна здатність і точність перетворення постійного струму у частоту пов'язані з граничними можливостями квантового датчика (КД) і стабільністю магнітної системи. Роздільна здатність КД по магнітному полю $\Delta H(i)$ залежить від двох параметрів: від значення відношення сигнал/шум (S/N) і ширини лінії магнітного резонансу $\Delta f=A \cdot H$. Вона визначається як

$$\Delta H(i) = \frac{S}{N} \cdot \Delta H = \frac{S/N \cdot \Delta f}{A} = \frac{S/N}{A} \cdot \frac{1}{p \cdot t_2}, \quad (3)$$

де

$$\frac{1}{t_2} = \frac{1}{t_p} + \frac{1}{T_2}.$$

З виразу (3) бачимо, що для підвищення роздільної здатності квантового перетворювача необхідно прагнути як до збільшення відношення сигнал/шум, так і до збільшення T_2 .

Проте серед різних похибок КД найбільшу увагу потрібно приділяти усуненню похибок, пов'язаних із структурним характером контуру лінії магнітного резонансу в атомах цезію [9, 10].

Висновки

На основі проведених досліджень можемо зробити такі висновки:

1. Нелінійність вихідної частоти розробленого цезієвого квантового датчика, зумовленого наявністю зееманівської структури, становить 0,05 % у діапазоні зміни струму від 3 до 10 мА.

2. Технічні дані розроблених КПСЧ забезпечують такі параметри:

- роздільну здатність, не гірше $3 \cdot 10^{-5}$ %;
- нестабільність, меншу за ± 0.001 %;
- динамічний діапазон перетворення – 40 дБ;
- малий вхідний опір – від часток Ом до $100 \div 150$ Ом;
- під час використання ізотопу рубідію-87 у квантовому датчику можливе зміщення температур в області $40 \div 60$ °С за збереження точності СКГ $(1 \div 2) \cdot 10^{-4}$ %;

– КПСЧ не вносять завад у вимірювальне коло; мають повне гальванічне розділення з колом вимірювання;

– можливість використання: для атестації АЦП струму; для вимірювання постійних струмів, близьких до нуля; для перетворення струму складної форми у цифровий код; для вимірювання струму витікання і оцінки надійності бортових батарей живлення космічних об'єктів; для контролю технологічних процесів під час виготовлення нових діелектричних матеріалів за допомогою вимірювання надмалих струмів $(0.01 \div 10)$ нА; для побудови квантових стабілізаторів струму зі стабільністю не гірше $(1 \div 3) \cdot 10^{-7}$; для контролю параметрів оптичних систем і елементів.

3. У схемі КД з ударним збудженням на характер вільних коливань частоти прецесії не впливають завади і відсутні фазові зсуви, що вносяться ланками зворотного зв'язку, внаслідок чого підвищуються метрологічні характеристики.

4. Проведені дослідження КПСЧ з імпульсним збудженням показали добру збіжність (до 10 %) результатів теоретичних і експериментальних результатів.

1. Афанасьев Ю. В., Студенцов Н. В., Щелкин А. П. *Магнитометрические преобразователи, приборы, установки.* – Л.: Энергия, ЛО, 1972. – 272 с. 2. Померанцев Н. М., Рыжков В. М., Скроцкий Г. В. *Физические основы квантовой магнитометрии.* – М.: Наука, 1972. – 448 с. 3. *Прецизионные частотные преобразователи автоматизированных систем контроля и управления* / Кудрявцев В. Б., Лысенко А. П., Милохин Н. Т., Тищенко Н. М. – М.: Энергия, 1974. – 336 с. 4. Мокренко П. В. *Квантові вимірювальні перетворювачі постійного струму.* – Львів: Арал, 1999. – 187 с. 5. Мокренко П. В. *О стабильности спигового генератора, используемого в квантовом преобразователе “ток-частота”* / В сб. Львов. политехн. ин-та “Доклады и научные сообщения”. – Львов: Изд. объединение “Выща школа”, 1975. – Вып. 4. – С. 78–82. 6. Пестов Е. Н., Мокренко П. В. *Исследование стабильности квантового преобразователя для прецизионного измерения постоянного тока* // *Квантовая электроника.* – М.: Сов. радио, 1975. – Т. 2, № 10. – С. 2183–2188. 7. Пестов Е. Н., Мокренко П. В. *Прецизионный квантовый преобразователь тока в частоту, использующий оптическую ориентацию атомов* // *Приборы и системы управления.* – 1978. – № 9. – С. 26–28. 8. Мокренко П. В. *Дослідження стійкості квантового давача з імпульсним збудженням* // *Вісник Державного університету “Львівська політехніка” “Автоматика, вимірювання та керування”.* – 1998. – № 324. – С. 138–142. 9. *Сдвиги частоты квантового цезиевого магнитометра в земном магнитном поле* / Е. И. Дашевская, А. Н. Козлов, Е. Н. Пестов // В сб. *Приборы и методы измерения магнитных полей.* – Фрунзе: Илим, 1968. – С. 91–98. 10. *Сдвиги частоты Sz-сигнала в квантовом магнитометре на парах Rb⁸⁷ в земном магнитном поле* / Е. И. Дашевская, А. Н. Козлов, Е. Н. Пестов // В сб. *докладов 3-й науч. конф. молодых специалистов ИЗМИР АН.* – М.: ИЗМИР АН СССР, 1971. – Т. 2. – С. 314–321.