

KARDİYOGRAFI ÖLÇÜMLERİ İÇİN ATOMİK MANYETOMETRE GELİŞTİRİLMESİ

Birgül KAÇAR
İsa ARAZ
İsmail YORULMAZ
Adil MERAKİ
Bakmurat KUBANALİEV

ÖZET

Bu çalışmada, kalbin ürettiği manyetik alanı hassas olarak ölçebilmek amacıyla Mx tipi sezyum tabanlı bir atomik manyetometre geliştirilmiştir. Atomik manyetometrenin hassasiyetini geliştirmek için rf bobin voltajının ve lazer kaynağının gücü optimize edilmiş ve minimum manyetik rezonans çizgi genişliğine (linewidth) ulaşılmıştır. Shot gürültü sınırlı rezonans sinyalinin yarı genişliği (half width at half maximum, HWHM) 18 Hz ve sinyal gürültü oranı ise 22800 olarak elde edilmiştir. Buna göre, geliştirilen manyetometre hassasiyeti $228 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ civarında olup, kardiyomanyetometre uygulamaları için uygundur.

Anahtar Kelimeler: Yüksek hassasiyetli manyetometre, Optik algılamalı manyetik rezonans, Kardiyomanyetometre.

ABSTRACT

We investigated a diode-pumped Cs-based Mx type atomic magnetometer developed aiming the detection of low magnetic fields of the human heartbeat. In this study, we characterized and optimized the rf coil voltage and the laser power to achieve the minimum magnetic resonance linewidth for the best sensitivity. The shot-noise-limited limited measurements of resonance resulted 18 Hz half-width of at half maximum and a signal-to-noise ratio of 22800. The sensitivity of the magnetometer was shown to be around $228 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ which is under the required limit for the cardiomagnetometer applications.

Key Words: High precision magnetometry, Optically detected magnetic resonance, Cardio magnetometer.

1. GİRİŞ

Yüksek hassasiyetli manyetometreler, biyomanyetizma [1], uzay araştırmaları [2], jeomanyetik haritalama [3] ve temel simetriler [4] gibi alanlarda yaygın olarak kullanılmaktadır. Hassas manyetometrelerin kullanıldığı temel ve en popüler alanlardan bir diğeri insan kalbi [5] ve beyinden [6] yayılan manyetik alanların ölçüldüğü biyolojik uygulamalardır. İnsan kalbinden yayılan manyetik alan, ilk kez 1963' te hassas toplama bobinleri (pick up coil) kullanılarak tespit edilmiştir [7]. Takip eden yıllarda kardiyomanyetometrenin (Magnetocardiography, MCG) yanı sıra, beyinden yayılan 20 fT mertebesinde manyetik alanın tespit edildiği manyetoensefalografide (MEG) süper iletken kuantum girişim cihazları (Superconducting quantum interference device, SQUID) kullanılmıştır [8,9]. SQUID' ler uygulama sırasında radyasyon yaymaması ve cerrahi bir işlem olmaması gibi üstünlüklere sahiptir [10], ancak çok düşük sıcaklıklarda çalışabilmesi pahalı soğutma sistemleri gerektirmektedir ve bu

durum işletim maliyetini artırmaktadır [11]. Atomik manyetometrelerdeki gelişmelerle SQUID teknolojisi ile rekabet edebilecek yeni sensörler üretilmiştir. Bu sensörler ise, kompakt olmaları, bakım gerektirmemeleri ve işletim maliyetlerinin daha düşük olmaları ile ön plana çıkmışlardır [12]. Optik yöntemle uyarılan atomik manyetometrelerin (Optically pumped atomic magnetometer, OPAM) biyomedikal uygulamalar için üstün nitelikli cihazlar olduğu zaman içerisinde daha belirgin hale gelmiştir. OPAM' ların çalışması üç temel prensibe dayanır: Dairesel polarize ışık ile uyarılarak atomlar hizalanır [13], ışığın polarizasyonu ortamdan geçerken manyetik alan etkisi ile değişir. Bu değişim fotodetektöre iletilen ışık gücü üzerinden ya da polarizasyon açısının kontrol edilmesi ile saptanır [3]. Atomik manyetometrelerin MCG alanında ilk olarak kullanılması ise 1981'de olmuştur[14].

Bu deneysel çalışmada, MCG' de yaygın olarak kullanılan, Cs tabanlı Mx tipi atomik manyetometrelerin performansı geliştirilmiştir. Dünyanın manyetik alanı gibi yüksek manyetik alanlardan izole bir alan yaratmak için 3 (üç) katlı μ -metallerden oluşan manyetik kalkan geliştirilmiştir. Rezonans durumu için deneysel olarak elde edilen reel (in-phase) ve imajiner (quadrature) sinyal formları gösterilmiştir. Rf bobinlerinin voltajı ve lazer gücü optimize edilmiş, rezonans yarı genişliklerindeki değişim rf bobin voltajı ve lazer gücünün fonksiyonu olarak elde edilmiştir.

2. Mx TİPİ MANYETOMETRE ÇALIŞMA PRENSİBİ

Dairesel hareket yapan cisimler, açısal momentum ve manyetik moment oluşturur. Alkali atomlar da benzer olarak açısal momentum ve buna bağlı olarak manyetik dipol momente sahiptirler. Dipol moment manyetik alana maruz bırakıldığında, manyetik alan dipol moment üzerinde bir tork uygular. Manyetik dipol momentin, manyetik alan etrafında bu tork sebebiyle devinim hareketine "Larmor presesyonu" denir. (ω_L Larmor frekansı, γ jromanyetik oran, B_0 statik manyetik alan)

$$\omega_L = \gamma B_0 \quad (1)$$

Bir parçacık üzerinde etkili olan net tork, aynı zamanda açısal momentumun zamana bağlı türevine de eşittir. Bloch denklemi olarak bilinen aşağıda gösterilen bu eşitlik, mıknatıslanmanın (\mathbf{M}) manyetik alan içindeki değişimini tanımlar.

$$\frac{d\mathbf{M}(t)}{dt} = \mathbf{M}(t) \times \gamma \mathbf{B}(t) \quad (2)$$

Felix Bloch, statik bir manyetik alan içerisinde, manyetik momentin rf manyetik alan etkisinde davranışını tanımlamak için bazı denklemler türetmiştir [17] (Bkz. (3) ve (4)) . Toplam mıknatıslanmanın rf etkisinden sonra kararlı değerlere ulaşana kadar olan durumunu açıkça göstermek için bu denklem uyarlanmıştır. Mıknatıslanma bileşenlerinin z eksenine ve x-y eksenleri için farklı olduğu düşünülmektedir. Bu sebeple sönümlenme zamanları T_1 ve T_2 olarak farklı sabitlerle ifade edilir. (\mathbf{M} : toplam manyetizasyon, \mathbf{R} : sönümlenme matrisi)

$$\frac{d\mathbf{M}(t)}{dt} = \mathbf{M}(t) \times \gamma \mathbf{B}(t) - \mathbf{R}(\mathbf{M}(t) - \mathbf{M}_0) \quad (3)$$

Mx tipi manyetometre tekniği statik manyetik alan (B_0) ve rf manyetik alanlarını (B_1) kullanarak manyetik rezonans durumunda Larmor frekansının saptanmasına dayanmaktadır. Statik manyetik alan B_0 , rf manyetik alan B_1 ile diktir ($B_1 \perp B_0$). Lazer ışını ise z eksenine üzerinde ve B_0 ile θ açısı yapacak şekildedir. Bu tanımlar dikkate alındığında Bloch denklemi, toplam manyetik momentin B_0 ve B_1 varlığında değişimini durgun koordinat sisteminde ifade eder [15].

$$\begin{pmatrix} \dot{M}_x \\ \dot{M}_y \\ \dot{M}_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \gamma_F B_{rf} 2 \cos \omega_{rf} t \\ 0 \\ \gamma_F B_0 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \gamma_2 M_x \\ \gamma_2 M_y \\ \gamma_1 M_z \end{pmatrix} + \Gamma_p \begin{pmatrix} -M_x \\ M_0 \sin \theta - M_y \\ -M_0 \cos \theta - M_z \end{pmatrix} \quad (4)$$

Eşitlik içerisindeki terimler M' nin presesyonuna ait değişkenleri içermektedir. Optik pompalama ile manyetikleştirilmiş bu sistem için γ_1 ve γ_2 ise sönümlenme hızlarını ifade eder. γ_1 ve γ_2 birbirine diktir. Γ_p pompalama hızı, denge oryantasyonun sağlanması açısından önem taşır. Etkin sönümlenme hızı pompalama hızı, sönümlenme hızlarının toplamı olarak ifade edilir $\Gamma_{1,2} = \gamma_{1,2} + \Gamma_p$.

Statik manyetik alan içerisinde ω_{rf} etkisiyle Larmor presesyonu başlatılmış ve manyetizasyonun davranışı durgun koordinat sisteminde (4) değerlendirilmiştir. Fakat enine düzlemde de ω_L frekansı ile bir hareket söz konusu olduğu için durgun koordinat sisteminde değerlendirmek yerine, dönen dalga yaklaşımından faydalanarak durgun durum çözümü türetilmiştir. Dönen dalga yaklaşımı kullanılarak manyetizasyon vektörüne ait değişiklikler daha kolay incelenebilir ve denge durumu durgun olarak gözlemlenebilir [16].

Numuneden geçen ışığın gücü, Mx manyetometresine ait optik soğurma katsayısı bilgisini verir. İletilen güç, manyetizasyonun dairesel polarize ışık üzerindeki izdüşümüne karşılık gelir. Toplam manyetik dipol momentin yani manyetizasyonun presesyondan kaynaklanan soğurma katsayısındaki değişim, lazer gücünün değişimi üzerinden takip edilebilir. Reel ve imajiner sinyallerin genişlikleri aşağıdaki eşitliklerle ilişkilendirilmiştir [10]:

$$P_{ip}(\delta) = -P_0 \sin(2\theta) \frac{\Omega_{rf} \delta}{\Omega_{rf}^2 \Gamma_2 / \Gamma_1 + \Gamma_2^2 + \delta^2} \quad (5)$$

$$P_{qu}(\delta) = -P_0 \sin(2\theta) \frac{\Omega_{rf} \Gamma_2}{\Omega_{rf}^2 \Gamma_2 / \Gamma_1 + \Gamma_2^2 + \delta^2} \quad (6)$$

$\Omega_{rf} = \gamma_F B_{rf}$ çok ince yarıma durumunda enerji seviyeleri arasındaki atomik geçişlerin salınım frekansına karşılık gelen Rabi frekansıdır. $\delta = \omega_{rf} - \omega_L$ ise B_1' in rezonans frekansından ne kadar uzaklaştırılacağı bilgisini verir. Optimum sinyal elde etmek için deneylerde yaygın olarak faz duyarlı algılama yöntemi kullanılır. P_{ip} ve P_{qu} , $\delta = 0$ yakınındaki rezonans davranışını temsil eder. Lorentzian soğurma eğrisi P_{qu} ve aynı yarı genişliğe sahip ışımaya (emission) Lorentzian eğrisi P_{ip} gözlemlenir ve aşağıdaki eşitlikle ifade edilir:

$$\omega_{HW} = \sqrt{\Omega_{rf}^2 \Gamma_2 / \Gamma_1 + \Gamma_2^2} = \Gamma_2 \sqrt{S + 1} \quad (7)$$

Burada, $S = \Omega_{rf}^2 / (\Gamma_2 \Gamma_1)$, saturasyon parametresidir. P_{ip} sinyalinin formu, ışımaya eğrisi şeklindedir ve $\delta = 0$ da sıfırdan geçen lineer şekle sahiptir. P_{ip} 'den faydalanarak ω_{rf} 'e karşılık gelen manyetik alan hesaplanabilir. Faz farkı φ ise, P_{ip} ve P_{qu} oranı ile elde edilebilir:

$$\tan \varphi = \frac{P_{qu}}{P_{ip}} = \frac{\Gamma_2}{\delta} \quad (8)$$

Faz sinyalindeki değişiklik düşük frekans ve yüksek frekanslarda $\varphi = 0$ ve $\varphi = -\pi$ arasında değişir. Pratik olarak kilitlemeli yükselticinin (lock-in amplifier) referans sinyali $\pi/2$ kadar kaydırılır ve bu P_{qu} 'nın $-P_{ip}$ ile ; P_{ip} ile P_{qu} 'nın yer değiştirmesi anlamına gelir. Faz farkı formülünün yeni formu bu durumda aşağıdaki gibi olur.

$$\tan \varphi' = -\frac{\delta}{\Gamma_2} \quad (9)$$

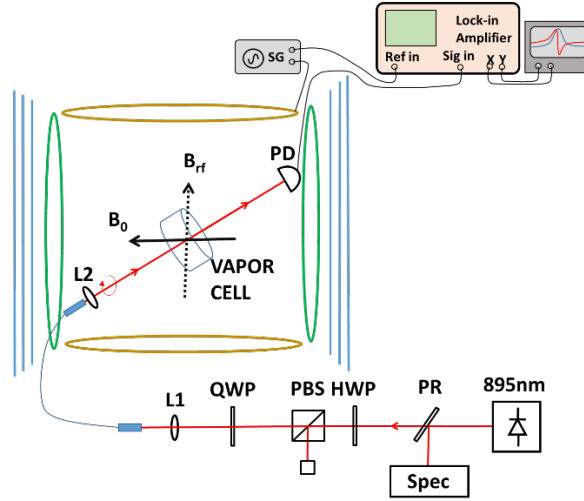
Faz sinyalinin genişliği $\Delta\omega_{HW}^\varphi$, Rabi frekansına $\Delta\omega_{HW}^\varphi$ bağlı değildir ve $\Delta\omega_{HW}$ değerinden küçüktür. İkisi arasındaki ilişki [10]:

$$\Delta\omega_{HW}^\varphi = \Gamma_2 < \Delta\omega_{HW} \quad (10)$$

olarak gösterilir.

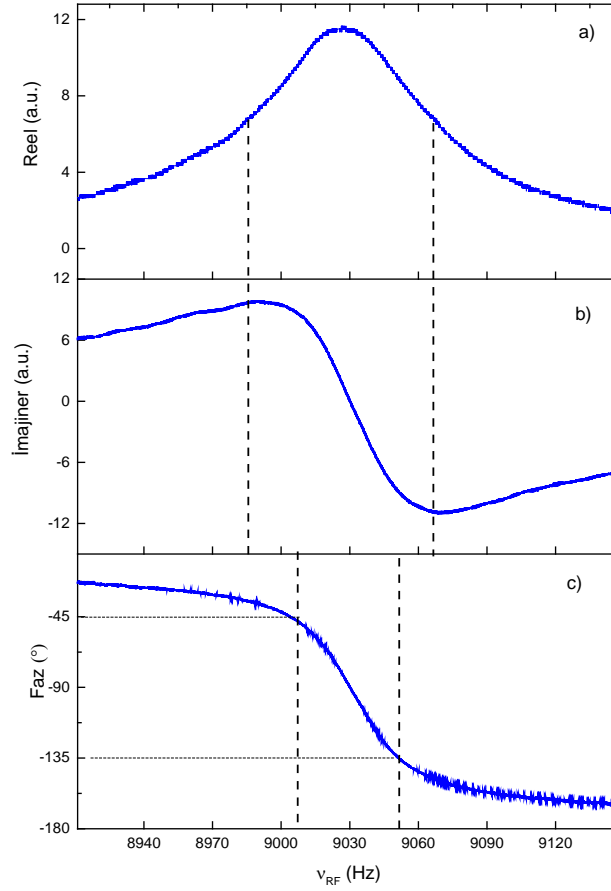
3. DENEYSEL METOTLAR

Bu çalışmada geliştirilen Cs tabanlı Mx tipi manyetometrenin deney düzeneği Şekil 1’ de gösterilmektedir. Işık kaynağı DBR (Distributed Bragg Reflector) diyot lazer, Cs D₁ geçişi civarında çalıştırılmış ve ticari bir kilitleme sistemi (Spectroscopy Module D2-210, Vescent Photonics) ile F=4→F=3 geçişine kilitlemiştir. Lazer gücü yarım dalga plakası (half-wave plate, HWP) ve polarize ışın bölücü (polarizing beam splitter, PBS) kullanılarak ayarlanmıştır. Lazerin çeyrek dalga plakası (quarter-wave plate, QWP) kullanılarak elde edilen σ^+ polarizasyonu, polarizasyon korunumlu fiber (NA=0.12, Uzunluk=2 m) kullanılarak düzeneğe iletilmiştir. Işık kaynağı test edilen DC manyetik alanına 45° açı yapacak şekilde konumlandırılmıştır. Rf manyetik alan (B_1) Helmholtz bobin kullanılarak DC manyetik alana (B_0) dik olarak üretilmiş ve bu sayede atomik gaz hücresi manyetik rezonansa hazırlanmıştır. Atomik gaz hücresi 97 kPa neon (Ne) yardımcı gazı (buffer gas) ve Cs buharı içermektedir. Hücre içerisinden geçen ışık, aktif çapı 5 mm olan yükselticili bir Si fotodiyot ile ölçülmüştür. 2 cm uzunluğundaki silindirik atomik gaz hücresi üç eksenli Helmholtz bobin sisteminin merkezine yerleştirilmiş ve 3-katlı silindirik μ metal kalkan ile çevrelenmiştir. Bu kalkan sayesinde dünyanın manyetik alanı düşürülmekte ve ayrıca “Helmholtz Bobinleri” ile aktif kompanzasyon yapılmaktadır.



Şekil 1. Mx tipi manyetometre düzeneğinin genel şematik görünümü. Işık gücünün bir kısmı, kısmi bir yansıtıcı (partial reflector, PR) kullanarak ticari olan doyumlu soğurma spektroskopisi düzeneğine gönderilmiştir. Lazer gücü, yarım dalga plakası (half-wave plate, HWP) ve polarize ışın bölücü (polarizing beam splitter, PBS) kullanılarak kontrol edilmiştir. Doğrusal polarizasyona sahip lazer ışını çeyrek dalga plakası (quarter-wave plate, QWP) kullanılarak dairesel polarize hale getirilmiştir ve 10 cm odak uzaklığına sahip ince kenarlı bir mercek (lens, L1) yardımıyla polarizasyon durumunu koruyan fiber içine odaklanmıştır. Fiber çıkışında dağılan ışınlar, odak uzaklığı 4.6 mm olan mercek (lens, L2) yardımıyla paralel hale getirilmiştir.

Atomik ortam, karanlık durum (dark state, $F=4$, $M_F=4$) seviyesine uyarıldıktan ve spin yönelimi sağlandıktan sonra nT mertebelerinde düşük bir rf manyetik alan uygulanmıştır. Sinyal üreticinin frekansı 500 Hz aralığında rezonans frekansı etrafında 20 saniyelik periyotlarla taranmıştır. Ayrıca sinyal üretici kilitlemeli yükselticiye (Stanford Research, SR850) referans sinyali sağlamıştır. Fotodetektör sinyali yine kilitlemeli yükselticiye iletilmiştir. B_{rf} modülasyon frekansı “Larmor frekansı” yakınlarındayken X çıkışı imajiner (quadrature), Y çıkışı ise reel (in-phase) sinyalleri vermektedir. Şekil 2, bu sinyaller ve oranlarından elde edilen salınım fazını göstermektedir. Faz sinyalinin yarı bant genişliği rf bobin voltajından bağımsızdır ve T_2 sönümlenme zamanına karşılık gelmektedir. Şekil 2’deki grafikte de görüldüğü gibi faz sinyalinin yarı genişliği 18 Hz olarak hesaplanmıştır.



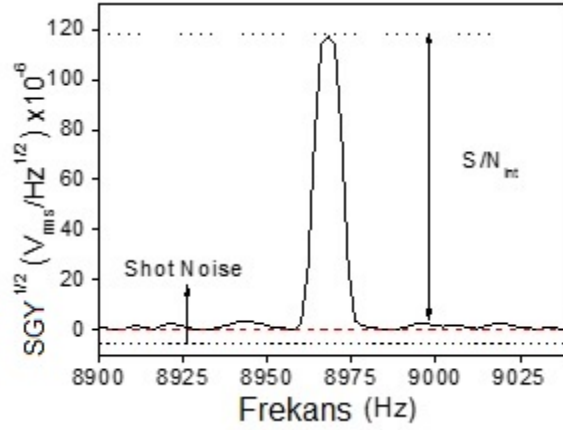
Şekil 2. Ölçülen manyetik rezonans sinyalleri; a) imajiner sinyal b) reel sinyal c) faz sinyali. Faz sinyalinin yarı genişliği 18 Hz.

3.1. Manyetometre Performansının Optimizasyonu

Optimum manyetometre performansı, rezonans sinyalinin çizgi genişliği ve sinyal/gürültü oranı ile belirlenmiştir. Gürültü ve ölçülen manyetik alan hassasiyeti δB arasındaki ilişki aşağıdaki eşitlikle gösterilmektedir:

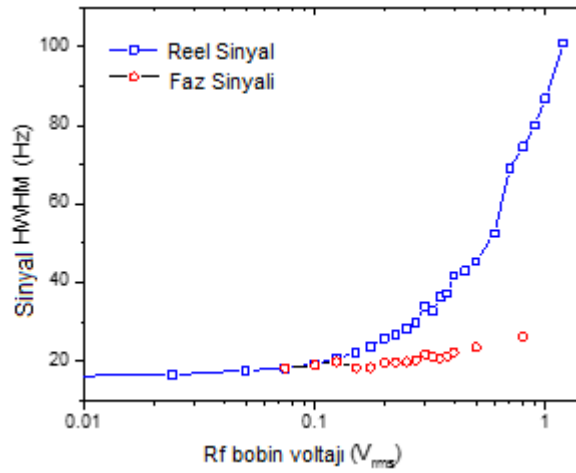
$$\delta B = \frac{1}{\gamma} \frac{\Delta \theta_{HWHM}}{S/N_{int}} \quad (11).$$

Burada, γ jromanyetik oran olup ^{133}Cs için 3.5 Hz/nT' dir. Faz-kilitlemeli modda çalışırken, Δv_{HWHM} rezonans faz sinyalinin yarı maksimum yarı genişliği, S/N_{int} ise fotodetektör tarafından üretilen fotoakıma ait sinyal/gürültü oranıdır. Sinyalin yarı maksimum yarı genişliği (10) ile uyumludur ve tarama modunda elde edilir. Şekil 3.' te gösterilen temel gürültü seviyesi (intrinsic noise, N_{int}) shot gürültü seviyesinden %50 daha fazladır. Shot gürültü (ΔI), $\Delta I = \sqrt{2eI f_{bw}}$ formülü kullanılarak hesaplanmıştır. Burada I DC fotoakım olup, bantgenişliği $f_{bw} = 1$ Hz' dir [17]. İlk olarak kapalı döngü modundayken rf manyetik alanın frekansı Larmor frekansında sabitlenmiştir. Ardından fotodetektör çıkışındaki sinyal, 1 Hz çözünürlüğünde spektrum sinyal çözümleyici (Keysight 35670A) ile ölçülmüştür. Rezonansın hızlı fourier dönüşümü (Fast Fourier transform, FFT) faz-kilitlemeli modda sinyal çözümleyicisi kullanılarak yapılmıştır. 0.4 μW lazer gücü ve 0.4 V_{rms} rf bobin voltajı için S/N_{int} değeri 22800 olarak hesaplanmıştır. Buna göre temel hassasiyet ise 228 fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ dir.



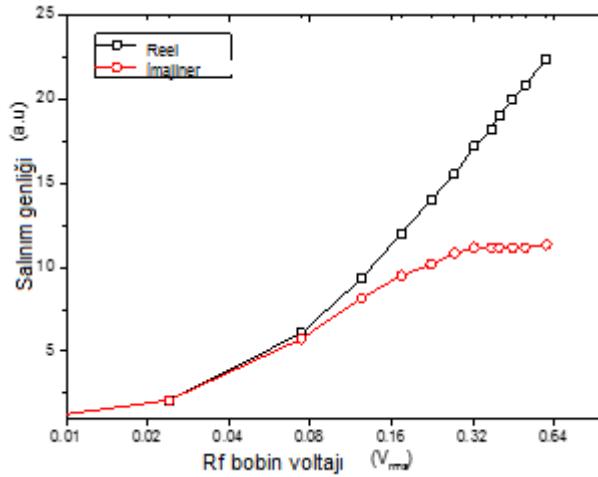
Şekil 3. Spektral güç yoğunluğu (SGY). Spektrum, 1 Hz çözünürlükteki spektrum çözümleyici kullanılarak elde edilmiştir. S/N oranı buradan 22800 olarak belirlenmiştir.

Şekil 4. reel (in-phase) ve faz sinyallerine ait manyetik rezonans çizgi genişliklerinin, Brf bobin genliğine bağlı olarak değişimini göstermektedir. Brf sinyalinin genliği artırıldığında, reel sinyalin çizgi genişliği üstel olarak artmaktadır. Faz sinyalinin bu değişimden etkilenmediği, sabit kaldığı görülmektedir. Oda sıcaklığında gerçekleştirilen bu ölçümlerde, reel (in-phase) ve faz sinyalleri (9) ve (10) eşitliklerine uyumlu hale getirilmiştir.



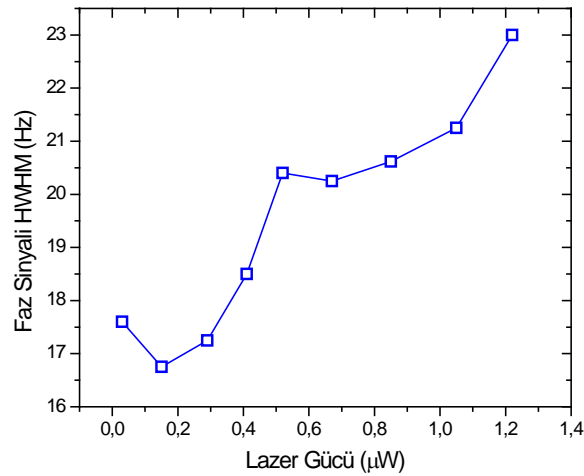
Şekil 4. Rf voltaj genliğinin bir fonksiyonu olarak reel sinyal (in-phase) ve faz sinyalinin manyetik rezonans genişliği. Faz genişliği artan Brf voltajı ile sabit kalmaktadır. Reel sinyalin genişliği Brf voltajının artmasıyla üstel olarak artmaktadır.

Şekil 5' te gerçek sinyal ve imajiner sinyallerin genliklerindeki değişim Brf voltaj genliğinin bir fonksiyonu olarak görülmektedir. Rezonans frekansındaki fotodetektörün sinyal genliğine eşit olan değerler, kilitlemeli yükselticiden elde edilmiştir. Fotodetektör Bo' in yanı sıra Brf' den indüklenen manyetik alanı da toplar ve bu durum fazda bir kaymaya sebep olur. Brf sinyalinin genliğini optimize etmek için rezonans sinyalinin büyüklüğü maksimum olmalıdır. Brf sinyalinin genliği 0.32 Vrms değerinde en yüksektir ve Şekil 5' te görüldüğü gibi rezonans sinyalinin genliği bu değerde maksimuma ulaşmaktadır.



Şekil 5. Rf genliğinin (Brf) bir fonksiyonu olarak reel ve imajiner sinyallerinin deneysel değişimleri.

Şekil 6' da pompa lazer gücünün bir fonksiyonu olarak faz sinyalinin yarı çizgi genişliğindeki değişimleri görülmektedir. Artan lazer gücü, faz sinyalinin çizgi genişliğinin artmasına sebep olur. Ancak belirli bir seviyeye ulaştıktan sonra rezonans sinyali bozulur. Ayrıca, artan lazer gücü S/N oranını da artırmaktadır. Bu sebeple femtotesla seviyesinde hassasiyete ulaşmak için pompa lazerinin gücü 0.15 μ W olarak belirlenmiştir.



Şekil 6. Lazer gücünün bir fonksiyonu olarak değişen manyetik rezonans sinyalinin yarı doruk yarı genişliği. Lazer gücü atomik gaz hücresine girmeden ölçülmüştür.

SONUÇ

Bu çalışmada biyomanyetik bir sinyalin tespiti için Mx tipi atomik bir manyetometrenin karakterizasyon parametreleri incelenmiştir. Shot-gürültü-sınırlı çalışma için 18 Hz manyetik rezonans genişliğine karşılık gelen yaklaşık 228 $\text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ hassasiyet değeri deneysel olarak belirlenmiştir. Daha yüksek hassasiyet elde etmek için pompa lazer gücü 0.15 μ W ve Brf voltajı 0.32 V_{rms} değerine ayarlanmıştır. Lazer gücünün optimum değeri için 16 Hz yarı genişlikte 210 $\text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ hassasiyet elde edilmiştir. Bu sonuçlar Mx manyetometresinin kardiyomanyetik sinyallerin ölçülmesi için yararlı bir araç olabileceğini göstermektedir.

KAYNAKLAR

- [1] S. J. Williamson and L. Kaufman, "Biomagnetism," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 22, pp. 129-201, 1981.
- [2] M. Acuña, "Fluxgate magnetometers for outer planets exploration," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 10, pp. 519-523, 1974.
- [3] D. Budker and D. F. J. Kimball, "Optical Magnetometry", Cambridge University Press, 2013.
- [4] W. Griffith, M. Swallows, T. Loftus, M. Romalis, B. Heckel, and E. Fortson, "Improved limit on the permanent electric dipole moment of Hg¹⁹⁹," *Physical review letters*, vol. 102, p. 101601, 2009.
- [5] G. Hart, "Biomagnetometry: imaging the heart's magnetic field," *British heart journal*, vol. 65, p. 61, 1991.
- [6] E. Boto, N. Holmes, J. Leggett, G. Roberts, V. Shah, S. S. Meyer, *et al.*, "Moving magnetoencephalography towards real-world applications with a wearable system," *Nature*, vol. 555, p. 657, 2018.
- [7] G. M. Baule, "Detection of the magnetic field of the heart," *American Heart Journal*, vol. 66, pp. 95- 96, 1963.
- [8] D. Cohen, E. A. Edelsack, and J. E. Zimmerman, "Magnetocardiograms taken inside a shielded room with a superconducting point-contact magnetometer," *Applied Physics Letters*, vol. 16, pp. 278-280, 1970.
- [9] D. Cohen, "Magnetoencephalography: evidence of magnetic fields produced by alpha-rhythm currents," *Science*, vol. 161, pp. 784-786, 1968.
- [10] I. Tavarozzi, S. Comani, C. Del Gratta, G. L. Romani, S. Di Luzio, D. Brisinda, *et al.*, "Magnetocardiography: current status and perspectives. Part I: Physical principles and instrumentation," *Italian Heart Journal*, vol. 3, pp. 75-85, 2002.
- [11] G. Bison, R. Wynands, and A. Weis, "Optimization and performance of an optical cardiomagnetometer," *JOSA B*, vol. 22, pp. 77-87, 2005.
- [12] H. Dang, A. Maloof, and M. Romalis, "Ultrahigh sensitivity magnetic field and magnetization measurements with an atomic magnetometer," *Applied Physics Letters*, vol. 97, p. 151110, 2010.
- [13] W. Happer, "Optical pumping," *Reviews of Modern Physics*, vol. 44, p. 169, 1972.
- [14] M. Livanov, A. Kozlov, S. Sinelnikova, J. A. Kholodov, V. Markin, A. Gorbach, *et al.*, "Record of the human magnetocardiogram by the quantum gradiometer with optical pumping," *Adv. Cardiol.*, vol. 28, pp. 78-80, 1981.
- [15] F. Bloch, "Nuclear induction," *Physical Review*, vol. 70, p. 460, 1946.
- [16] S. Kanorsky, S. Lang, S. Lücke, S. Ross, T. Hänsch, and A. Weis, "Millihertz magnetic resonance spectroscopy of Cs atoms in body-centered-cubic He⁴," *Physical Review A*, vol. 54, p. R1010, 1996.
- [17] S. Groeger, G. Bison, J.-L. Schenker, R. Wynands, and A. Weis, "A high-sensitivity laser-pumped Mx magnetometer," *The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, vol. 38, pp. 239-247, 2006.

ÖZGEÇMİŞ

Birgül KAÇAR

2012 yılında İstanbul Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Mühendisliği Bölümünü bitirmiştir. Aynı Üniversitede 2015 yılında Malzeme Bilimi ve Mühendisliği programında yüksek lisansını tamamlamıştır. 2012-2017 yıllarında özel sektörde test teknolojileri, yapay görme ve veri toplama alanlarında ar-ge mühendisi olarak çalışmıştır. 2017 yılından beri TÜBİTAK UME Atomik Sensörler Laboratuvarı'nda araştırmacı olarak çalışmaktadır.

İsa ARAZ

1969 yılı Kırıkkale doğumludur. 1992 yılında ODTÜ Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü bitirmiştir. 1998 yılında Sakarya Üniversitesi'nde Elektronik ve Haberleşme Bölümünde Yüksek Lisans, 2002 yılında ise doktora programlarını tamamlamıştır. Araştırma hayatına 1994 yılında TÜBİTAK UME' de He-Ne lazer üzerine çalışarak başlamıştır. 1997 yılında TÜBİTAK BİLGEM' e geçerek çalışmalarına EMC alanında devam etmiştir. 2001 yılında EMC Laboratuvarı'nın kurulumunda öncü rol almıştır ve 2008 yılında Katot ve Mikrodalga Vakum Tüp Araştırma Laboratuvarı'nı kurarak yüksek güçlü mikro dalga kaynaklar üzerine çalışmıştır. Ayrıca "Radar ve Vakum Tüp Teknolojileri Program Direktörü" olarak 2014' e kadar TUBİTAK BİLGEM'de görev almıştır. 2014 yılında tekrar TÜBİTAK UME' ye geçerek Atomik Sensörler Laboratuvarı'nı kurmuştur. Ar-Ge faaliyetlerini laboratuvar sorumlusu olarak, atomik manyetometre ve atomik sensörler üzerine sürdürmektedir.

İsmail YORULMAZ

2010 yılında Bilkent Üniversitesi Fizik Bölümünü ve 2017'de Koç Üniversitesi Malzeme Bilimi ve Mühendislik Doktora Programını tamamlamıştır. TÜBİTAK-UME'de Atomik Sensörler Laboratuvarı'nda araştırmacı olarak görevine devam etmektedir. Kızılötesi lazerler, diyot pompalı katıhal lazerler, atımlı katıhal lazerler ve sezyum tabanlı atomik manyetometreler alanlarında çalışmaktadır. SPIE ve OSA'ya üyedir.

Adil MERAKİ

1984 yılı Ankara doğumludur. 2008 yılında İstanbul Üniversitesi Fizik Bölümünü bitirmiştir. 2016 Yılında ABD Texas A&M Üniversitesi Fizik Bölümünden doktorasını almıştır. Bilecik Şeyh Edebali Üniversitesi MYO Optisyenlik Bölümünde Dr. Öğr. Üyesi olarak devam etmektedir ve yarı zamanlı olarak Atomik Sensörler Laboratuvarı'nda çalışmaktadır.

Bakmurat KUBANALİEV

1995 yılı Kırgızistan, Talas doğumludur. 2017 yılında Gaziantep Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü'nden mezun olmuştur. 2017-2018 Yılları arasında ERARGE' de yazılım ve donanım mühendisi olarak görev yapmıştır. 2018 yılından beri TÜBİTAK UME, Atomik Sensörler Laboratuvarında araştırmacı olarak çalışmaktadır ve İstanbul Teknik Üniversitesi Bilgisayar Mühendisliği Bölümü'nde yüksek lisans eğitimine devam etmektedir.